
Mise en place et asservissement en fréquence d'une diode laser dans une expérience d'atomes froids

Résumé : L'équipe Gaz Quantiques Dipolaire du Laboratoire de Physique des lasers souhaite remplacer une diode laser 633 nm nécessaire à la production de condensats de Bose-Einstein de Chrome. L'objectif de ce rapport est de présenter la mise en place de ce nouveau laser dans le contexte de l'expérience. Il présente donc certaines notions de physique atomique et d'interaction lumière-matière. Des manipulations optiques ont été réalisées : injection dans une cavité Fabry-Pérot, dans une fibre monomode, utilisation de modulateurs acousto-optiques. Une partie importante est consacrée à l'asservissement en fréquence de la diode. Celui-ci est indispensable pour que le laser puisse exciter efficacement la transition énergétique du Chrome qui sert dans la production des condensats. La méthode utilisée est celle de Pound-Drever-Hall.

Mots clefs : *Diode laser, fibre optique, asservissement, Pound-Drever-Hall, transition atomique.*

Stage encadré par :

Laurent VERNAC

laurent.vernac@univ-paris13.fr / tél. (+33) 1 49 40 38 54

Laboratoire de Physique des Lasers

Laboratoire de physique des lasers

99 Avenue Jean Baptiste Clément

93430 Villetaneuse

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



Remerciements : Je tiens dans un premier temps à remercier toute l'équipe gaz quantique dipolaire dans laquelle j'ai eu le plaisir et l'honneur de travailler. Je me suis senti faire partie de cette équipe très soudée dès les premiers instants, m'apportant un épanouissement autant professionnel que personnel. Je souhaite remercier plus particulièrement mon maître de stage, Laurent Vernac, pour l'investissement dont il a fait part tout au long mon stage, sa pédagogie, ainsi que ses nombreux conseils qui m'ont permis d'avancer scientifiquement et d'en apprendre plus sur la recherche en général. Je remercie également Bruno Laburthe-Tolra ainsi que mes camarades de la salle d'expérience Chrome, Steven, Lucas et Bruno pour leur disponibilité, leur bonne humeur et leur volonté de partager avec moi leurs connaissances.

Table des matières

1	Principe de l'expérience	1
1.1	L'atome de Chrome	1
1.2	Méthodes de refroidissement	1
1.2.1	Les forces exercées par la lumière	1
1.2.2	Le piège magnéto-optique	1
1.2.3	Le piège dipolaire	2
1.3	Accumulation dans les états métastables	2
2	Mise en forme du faisceau laser	2
2.1	Diode laser	3
2.2	Réglages préliminaires du faisceau	3
2.3	Mesure du waist du faisceau	4
2.4	Mesure de la longueur d'onde	6
2.5	Injection dans la fibre monomode	6
2.5.1	Caractéristiques et réglages	6
2.5.2	Ajout d'un télescope	7
2.6	Réglage du maintien de polarisation de la fibre monomode	7
3	Asservissement en fréquence et fréquence de résonance	9
3.1	Injection dans la cavité	9
3.2	Asservissement par la méthode de Pound Drever Hall	10
3.3	Fréquence de résonance	13
3.3.1	Le modulateur acousto-optique	13
3.3.2	Le montage en double passage	13
3.4	Résonance atomique	16
3.4.1	Description de l'expérience	16
3.4.2	Résultats	17
4	Conclusion	18
	Bibliographie	19

1 Principe de l'expérience

1.1 L'atome de Chrome

Les premiers condensats de Bose-Einstein ont été produits avec des atomes alcalins. Les interactions dipolaires au sein de ces atomes ne sont pas très importantes. Afin d'étudier ces interactions, l'équipe de recherche "Gaz quantique dipolaires" réalise des condensats d'atomes de chrome. Le Chrome a l'avantage de posséder plusieurs isotopes dont deux présents en quantités "raisonnables". Le ^{52}Cr et le ^{53}Cr dont les abondances respectives sont 83.79% et 9.50%. L'avantage réside dans le fait que le ^{52}Cr est un boson alors que le ^{53}Cr est un fermion. Il est donc également possible de réaliser des mers de Fermi.

1.2 Méthodes de refroidissement

Réaliser un condensat de Bose-Einstein nécessite de refroidir suffisamment le gaz afin de piéger les atomes et de tous les mettre dans le même état. Cependant, il est impossible de les refroidir avec un seul procédé. En effet, ils sortent du four avec une vitesse d'environ 800 m.s^{-1} alors que nous voulons les refroidir à une température inférieure au micro kelvin. En sortie de four, les atomes sont ralentis par un ralentisseur Zeeman, puis sont piégés dans un piège magnéto optique (MOT) à une température d'environ $120 \mu\text{K}$. Enfin, ils sont piégés par un piège dipolaire conservatif dans lequel un refroidissement par évaporation a lieu.

1.2.1 Les forces exercées par la lumière

Chacun de ces pièges nécessite l'utilisation d'un ou plusieurs lasers. Ceux-ci exercent une force sur les atomes qui peut se diviser en deux parties, la force de pression de radiation et la force dipolaire.

La force de pression de radiation La force de pression de radiation est basée sur la conservation de l'impulsion. Un atome absorbant ou émettant un photon d'impulsion $\hbar\mathbf{k}$ va subir respectivement une force dans le sens de \mathbf{k} ou dans le sens opposé. Ainsi, en éclairant un atome avec une fréquence proche d'une transition d'énergie, tous les photons absorbés exerceront une force dans le sens du laser, alors que les photons émis par émission spontanée prennent une direction aléatoire. En moyenne, il y aura une force exercée dans le sens du rayon lumineux.

La force dipolaire La force dipolaire peut se comprendre classiquement. Un laser exerce un champ électrique \mathbf{E} sur les atomes qui a pour effet de réunir les charges de même signe. Les charges positives étant d'un côté et les charges négatives de l'autre, il en résulte un moment dipolaire :

$$\mathbf{p} = \varepsilon_0 \alpha \mathbf{E} \quad (1)$$

où ε_0 est la permittivité diélectrique du vide et α la polarisabilité de l'atome. Cette dernière dépend du couplage entre tous les niveaux d'énergie induit par le laser, ainsi que du désaccord de fréquence entre le laser et la fréquence de résonance de ces niveaux. La présence du champ électrique sur les moments dipolaires crée une énergie potentielle :

$$U = -\frac{1}{2} \varepsilon_0 \alpha |\mathbf{E}|^2 \quad (2)$$

depuis laquelle dérive la force dipolaire. Le potentiel U tend à piéger les atomes au maximum d'intensité du laser lorsque le désaccord de celui-ci est négatif par rapport aux fréquences atomiques : $f_L < f_{at}$.

1.2.2 Le piège magnéto-optique

Le MOT est réalisé à l'aide d'un laser à 425 nm résonant avec la transition $^7\text{S}_3 \rightarrow ^7\text{P}_4$ et d'un champ magnétique inhomogène. Ici, les atomes sont ralentis par la force de pression de radiation qui

est importante lorsque la fréquence est proche de la résonance de cette transition. Il permet de refroidir les atomes à une température de l'ordre de 100 μK . Ils sont alors assez froids pour être capturés par le piège dipolaire.

1.2.3 Le piège dipolaire

Le piège dipolaire est quant à lui réalisé avec un laser infrarouge très intense (100 W focalisé sur 40 μm) à 1075 nm. La grande intensité de ce laser et son désaccord vers le rouge par rapport aux niveaux d'énergie de l'atome, font que la force dipolaire qu'il exerce piège les atomes au centre du faisceau. Nous avons vu que le potentiel dipolaire est proportionnelle à $|\mathbf{E}|^2$ c'est à dire à l'intensité du laser. Les calculs d'optique gaussienne montre que l'intensité I s'exprime en fonction de la puissance P :

$$I(z) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} \quad (3)$$

où z est la distance par rapport à la position du waist sur l'axe de propagation du laser. Nous pouvons exprimer $w(z)$:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (4)$$

avec $z_R = w_0^2 \pi / \lambda \approx 1$ mm la longueur de Rayleigh. Le potentiel est minimum à la position où se trouve waist, là où le laser est le mieux focalisé. Nous pouvons également déterminer la taille du piège. L'intensité reste à peu près constante sur un intervalle égal à deux fois la longueur de Rayleigh (car la puissance est constante et $w(z)$ varie peu sur cet intervalle). Cela veut dire que la longueur du piège est d'environ 2 mm (car l'intensité diminue en $1/z^2$). La taille transverse du piège est quant à elle environ égale au diamètre du faisceau (40 μm), donc le piège est très allongé selon la direction z .

1.3 Accumulation dans les états métastables

La réalisation de condensats ou de mers de Fermi demande de piéger un certain nombre d'atomes. Le problème est que les collisions inélastiques entre les atomes dans l'état fondamental et l'état excité sont très importantes dans le MOT [1]. Cela a pour conséquence de limiter fortement le nombre d'atomes piégés dans celui-ci. Pour pallier ce problème l'équipe piège les atomes dans le piège dipolaire dans des états dis métastables, les rendant ainsi insensibles aux photons à 425 nm émis par les atomes piégés dans le MOT. Parmi ces états métastables, nous trouvons l'état $^5\text{S}_2$ (figure 1) qui sera repompé à l'aide de la diode laser 633 nm qui fait l'étude du stage. Cependant, les atomes qui sont dans un état métastable subissent aussi des collisions inélastiques, donc le nombre d'atomes piégés n'est pas infini, mais environ dix fois plus grand que ce qui est obtenu avec un chargement dans l'état fondamental $^7\text{S}_3$.

D'après les règles de sélection, la transition $^7\text{P}_4 \rightarrow ^5\text{S}_2$ est impossible ($\Delta J = -2$), ce qui explique l'ajout d'un laser à 427 nm résonnant avec la transition $^7\text{S}_3 \rightarrow ^7\text{P}_3$ (figure 1). La transition $^7\text{P}_3 \rightarrow ^5\text{S}_2$ étant possible, les atomes peuvent être accumulés dans l'état $^5\text{S}_2$. Une fois le chargement du piège dipolaire obtenu, les lasers à 425 et 427 nm sont éteints et les lasers dis repompeurs allumés. Ils servent à renvoyer les atomes dans $^7\text{P}_3$ qui par émission spontanée vont retourner dans l'état $^7\text{S}_3$. La diode 633 nm est l'un de ces lasers repompeurs permettant de repomper les atomes dans $^5\text{S}_2$.

2 Mise en forme du faisceau laser

Afin de produire la lumière à 633 nm nécessaire au refroidissement du gaz de Chrome, nous utilisons une diode laser. Avant de l'asservir en fréquence et de l'envoyer sur les atomes, un travail préliminaire doit être fait. En effet celui-ci n'a pas la bonne forme, peut être loin de la bonne fréquence, et n'est pas sur la table optique où se trouve le gaz à cause du manque de place.

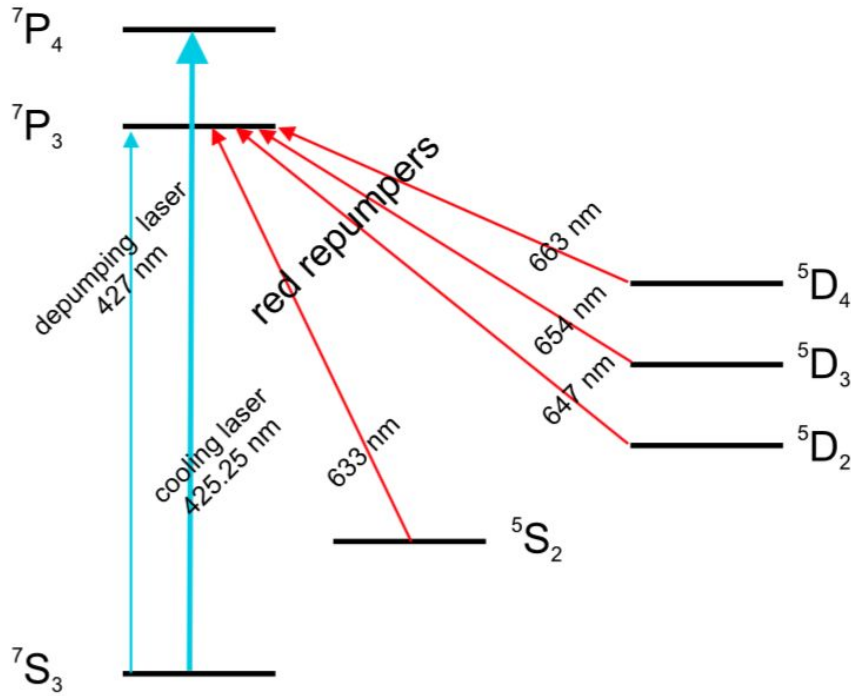


FIGURE 1 – Schéma représentant les niveaux d’énergie du ^{52}Cr . Les niveaux métastables ^5D sont également peuplés dans le MOT, mais l’état $^5\text{S}_2$ est celui dans lequel le plus d’atomes peuvent être stockés [2].

2.1 Diode laser

La diode laser est dite à cavité externe (figure 2) car en plus de sa cavité interne, un réseau est placé à une certaine distance de la diode et renvoie une partie de la lumière dans la cavité laser (le rayon diffracté à l’ordre -1). L’ordre 0 est dirigé vers la sortie du laser. La cavité interne créée des modes très larges (≈ 20 GHz). Le réseau permet de sélectionner la longueur d’onde selon la formule :

$$\sin(\alpha) = k\lambda/2d \tag{5}$$

où α est l’angle d’incidence par rapport au réseau, k l’ordre de diffraction et d le pas. La largeur des modes transmis est alors de l’ordre du MHz.

Nous disposons de plusieurs paramètres pour régler la longueur d’onde du faisceau. Le premier est celui que nous venons de voir. A l’aide d’un élément piézoélectrique, il est possible d’ajuster finement l’angle du réseau. Il est également possible de modifier le courant envoyé dans la diode ainsi que sa température.

2.2 Réglages préliminaires du faisceau

Le faisceau sortant de la diode laser est astigmatique, il est plus large que haut. Pour corriger cela nous plaçons un prisme anamorphoseur en sortie de la diode (figure 3). Il a pour effet de modifier les proportions du faisceau, ici il divise la largeur par trois, ce qui nous permet d’avoir un faisceau à peu près sphérique. Ceci étant fait, nous plaçons un isolateur optique qui a pour effet de laisser passer la lumière seulement dans un sens. Il est indispensable car la diode ne supporte pas les retours de lumière trop intenses dus aux réflexions sur les composants optiques intervenant dans la suite du montage. L’isolateur est composé d’un polariseur en entrée, d’un milieu présentant une polarisation rotatoire émettant un champ magnétique B , et enfin d’un autre polariseur. Ce milieu est choisi de manière à faire tourner la polarisation de 45° selon la formule $\beta = d\nu B$ où β est l’angle de rotation, d la longueur de l’isolateur et ν la constante de Verdet (qui dépend de λ et B). Le polariseur de sortie est placé à

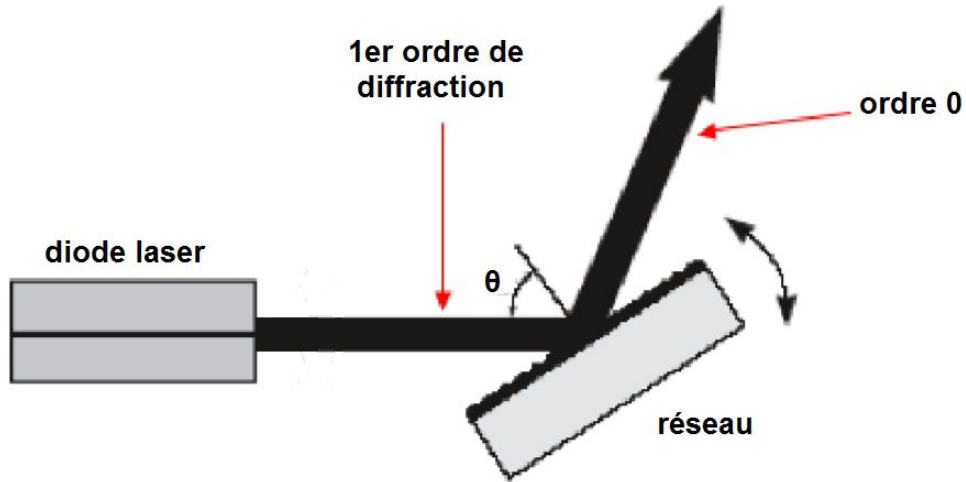


FIGURE 2 – Schéma représentant la cavité externe de la diode. Le faisceau passe dans un réseau. Le premier ordre de diffraction retourne dans la diode alors que l'ordre 0 sort de la cavité externe. Ce montage permet de produire des modes dont la largeur est d'environ 1 MHz

45° par rapport au premier afin de laisser passer toute la lumière dans ce sens. Néanmoins, lorsque la lumière est réfléchi plus loin et retourne dans l'isolateur, la polarisation tourne de nouveau dans le même sens de 45°, elle est perpendiculaire au polariseur d'entrée, donc n'est pas transmise dans ce sens. Pour le régler nous le plaçons en sens inverse, puis nous ajustons l'angle des polariseurs afin d'obtenir un taux d'extinction ($P_{sortie}/P_{incidente}$) le plus faible possible. Nous obtenons un taux d'extinction de 0.01%.

Notre prochain objectif est de diviser le faisceau en plusieurs parties (3). Une partie servira à exciter les atomes, une autre à mesurer la longueur d'onde et la dernière partie sera injectée dans une cavité Fabry-Pérot afin de réaliser l'asservissement en fréquence de la diode. Pour cela nous plaçons des lames demi-onde suivies de cubes séparateurs de polarisation (PBS). En effet le PBS transmet la lumière polarisée horizontalement et réfléchit celle polarisée verticalement. La lame demi-onde permet de contrôler la quantité de lumière réfléchi ou transmise en changeant la polarisation de l'onde incidente.

2.3 Mesure du waist du faisceau

Il est très utile de connaître le waist w_0 du faisceau afin de choisir les lentilles convenant à l'expérience. En effet, après passage dans une lentille de focale f , le nouveau waist du faisceau s'écrit :

$$w = \frac{\lambda f}{\pi w_0} \tag{6}$$

Pour mesurer un waist, nous utilisons un puissance-mètre ainsi que la théorie des faisceaux gaussiens. En effet, nous pouvons exprimer l'intensité du champ électrique comme :

$$I(r) = \frac{I_0}{w^2} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \tag{7}$$

Nous plaçons sur le détecteur un cache de rayon $R = 1 \pm 0.05$ mm plus petit que la taille du faisceau. Pour obtenir la puissance théorique reçu sur le détecteur, il suffit d'intégrer l'intensité sur l'espace

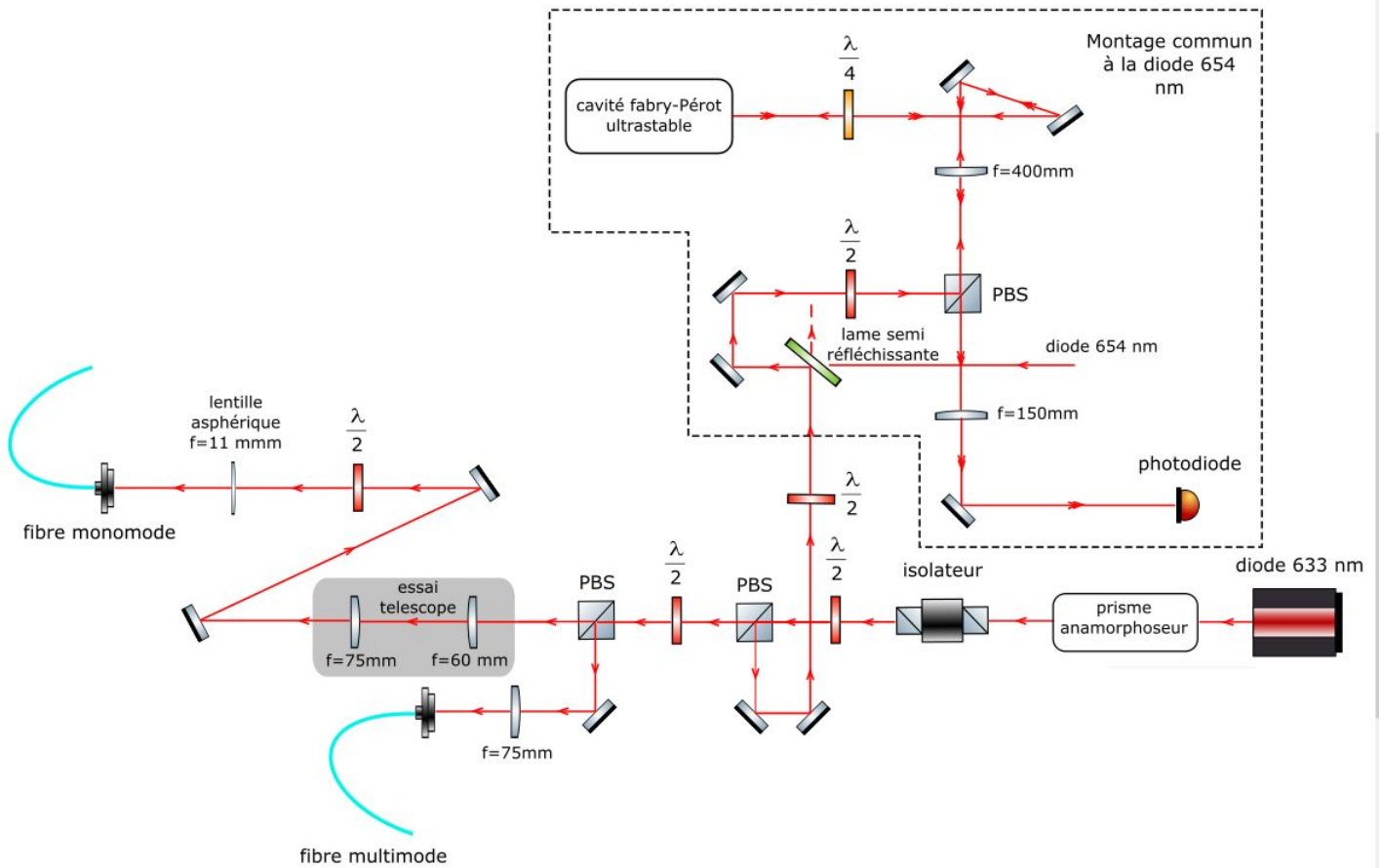


FIGURE 3 – Schéma optique de la première partie du montage. Nous pouvons voir l’injection dans les fibres monomode et multimode ainsi que dans la cavité Fabry-Pérot qui servira dans la suite à stabiliser la fréquence.

délimité par le cache.

$$\begin{aligned} P(R) &= \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^R I(r) r dr \\ &= \frac{I_0 \pi}{2} \left(1 - e^{-\frac{2R^2}{w^2}} \right) \end{aligned}$$

Nous mesurons aussi la puissance sur tout le détecteur, qui permet après développement, d'exprimer le waist en fonction des deux puissances.

$$w = \left(\frac{-2R^2}{\ln\left(1 - \frac{P(R)}{P(\infty)}\right)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

Il faut noter que la taille du faisceau calculée dépend de la distance par rapport à la diode. Cependant nous avons pris soin lors de l'usage de cette méthode de vérifier que cette distance soit petite devant la longueur de Rayleigh, donc que la largeur calculée correspond bien au waist du faisceau.

2.4 Mesure de la longueur d'onde

Nous souhaitons mesurer la longueur d'onde de notre diode laser afin de se placer au plus près de la fréquence souhaitée. Pour cela, nous utilisons un lambdamètre présent sur une autre table optique. Il a une précision de 1 pm, ce qui équivaut pour une longueur d'onde 633 nm, à une précision en fréquence de 750 MHz. Il nous faut utiliser une fibre optique pour transporter la lumière jusqu'au lambdamètre. L'appareil ne nécessite pas un faisceau monomode transverse, donc fibre multimode suffit à cette tâche. Elle a un rayon de 50 μm . Nous mesurons le waist de notre laser qui est de $863 \pm 186 \mu\text{m}$. En plaçant une lentille de focale $f = 75\text{mm}$ nous calculons (formule 2.3) que le waist obtenu est de $17 \pm 3 \mu\text{m}$, ce qui est largement suffisant pour entrer dans la fibre. Comme l'injection dans la fibre multimode ne requiert pas une grande précision, nous plaçons seulement un miroir pour ajuster la position du faisceau. La transition atomique recherchée étant à la longueur d'onde 633.18415 nm [3], le lambdamètre sert de guide pour savoir si la longueur d'onde de la lumière émise par la diode est suffisamment proche de celle-ci. Sa précision au picomètre ne permet pas de se placer à la longueur d'onde exacte.

2.5 Injection dans la fibre monomode

2.5.1 Caractéristiques et réglages

Un faisceau transverse est nécessaire pour que la diode soit efficace dans l'expérience. Afin transporter la lumière jusqu'à la table où la diode sera utilisée, nous utilisons une fibre monomode à maintien de polarisation. Le fait que la fibre soit à maintien de polarisation permet de conserver sa polarisation linéaire et ainsi ne pas perdre de puissance. Le rayon à $1/e^2$ de son cœur étant de $2.1 \pm 0.1 \mu\text{m}$, il faut être extrêmement précis lors de l'injection. Le waist de la diode est de $863 \pm 186 \mu\text{m}$, donc il faut théoriquement une lentille de focale $f = 9 \text{ mm}$ pour obtenir un waist de $2.1 \pm 0.4 \mu\text{m}$ (formule 2.3).

Nous avons utilisé une lentille d'injection de focale 11 mm car la focale désirée était indisponible. Le calcul théorique prédit que le waist de notre faisceau doit alors faire $2.56 \pm 0.5 \mu\text{m}$. Afin de limiter les aberrations sphériques et ainsi obtenir un bon couplage, cette lentille doit être asphérique. En effet, la taille de la tache d'aberration en sortie d'une lentille est donnée [4] par la formule :

$$D_{aberration} \approx \frac{0.067f}{ON^3} \quad (9)$$

où $ON = f/D$ est l'ouverture numérique avec D le diamètre du faisceau incident. Un calcul approximatif avec $f = 11 \text{ mm}$ et $D = 3 \text{ mm}$ (99% de la puissance lumineuse est contenue dans une tache de πw_0 de diamètre) donne $D_{aberration} \approx 15 \mu\text{m}$, ce qui est plus grand que la tache focalisée correctement. Nous utilisons un système de deux miroirs pour régler finement l'injection. Nous plaçons un puissance-mètre en sortie de fibre afin de voir si une partie de la lumière est transmise. Lorsque l'alignement

est déjà bien réalisé, il est possible d'observer un faible signal en sortie. Nous avons alors trois paramètres pour maximiser l'intensité transmise : l'orientation et l'inclinaison des miroirs, puis la distance lentille-fibre. Nous parvenons à atteindre un taux de transmission de 0.65 sans vis micrométrique pour le réglage des miroirs. Le réglage atteint la limite de sensibilité de la main mais reste possible.

2.5.2 Ajout d'un télescope

Nous avons vu que le faisceau focalisé est peut être légèrement trop large par rapport au rayon de la fibre. Pour obtenir un meilleur couplage nous plaçons un télescope afin de faire grossir le faisceau d'un facteur $11/9$ avant l'arrivée dans la lentille et ainsi réduire le waist d'un facteur $11/9 = 1.22$. Nous utilisons une première lentille de focale $f_1 = 60$ mm et une seconde de focale $f_2 = 75$ mm. La taille du faisceau est augmentée d'un facteur $f_2/f_1 = 1.25$ si la distance entre les deux lentilles est de $f_1 + f_2 = 13.5$ cm. Le couplage gagne encore un degré de liberté, la distance entre les deux lentilles qui maximise la transmission. Pour chaque distance testée, il est nécessaire de refaire le couplage. Nous obtenons alors au maximum un taux de transmission de 0.65 (figure 4) pour une distance entre les deux lentilles de 12.5 cm. Cependant le télescope absorbe 3% de la lumière donc nous préférons finalement ne pas en ajouter un.

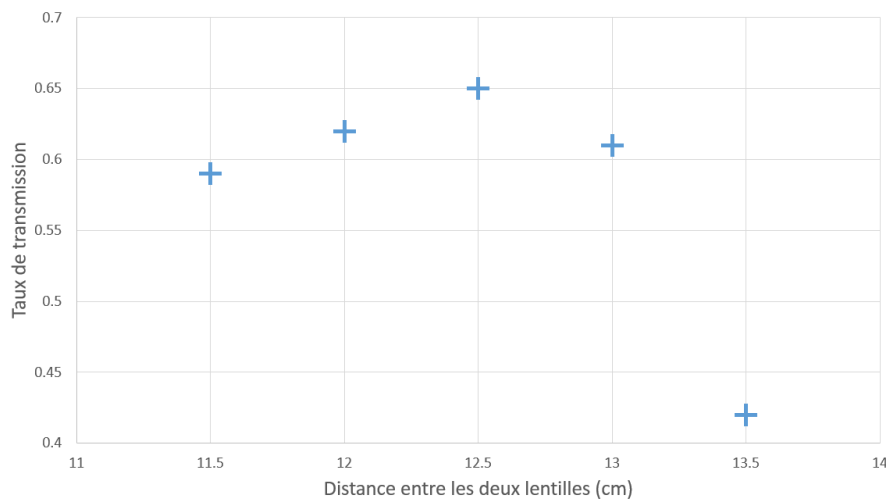


FIGURE 4 – Taux de transmission de la fibre monomode en fonction de la distance entre les deux lentilles du télescope

2.6 Réglage du maintien de polarisation de la fibre monomode

Nous injectons un faisceau polarisé linéairement dans la fibre optique à maintien de polarisation. La fibre admet deux modes propres de polarisation à cause de sa section légèrement elliptique. Une fibre sans maintien de polarisation entraînerait 50% de perte de puissance. Nous souhaitons donc obtenir une polarisation linéaire en sortie de la fibre afin de ne pas avoir de telles pertes. Cependant, le passage dans la fibre peut induire un déphasage entre ces deux composantes car les indices optiques selon les deux modes propres de celle-ci sont différents. De plus, ceux-ci varient au cours du temps à cause des fluctuations de température dans la pièce qui entraînent une modification des indices optiques. Les effets peuvent être très importants car la fibre mesure 10 m. L'objectif de cette manipulation est de faire entrer le champ électrique selon un des deux axes propres de polarisation de la fibre pour ne pas

subir ce déphasage et limiter les pertes de puissance.

L'orientation de la polarisation en entrée de fibre est réglée avec une lame demi-onde. Nous analysons la puissance en sortie de fibre pour savoir si le champ électrique entre bien selon un des deux axes propres de celle-ci. En effet, nous pouvons démontrer que la puissance fluctue lorsque ce n'est pas le cas. Soit \mathbf{E} le champ électrique du faisceau laser en sortie de fibre :

$$\mathbf{E} = E_{01}\cos(\omega t)\mathbf{e}_x + E_{02}\cos(\omega t + \phi(t))\mathbf{e}_y \quad (10)$$

où $\phi(t)$ est la différence de phase entre les deux polarisations, \mathbf{e}_x et \mathbf{e}_y les directions des deux modes propres de polarisation de la fibre. $\phi(t)$ étant lentement variable, nous pouvons la considérer comme constante dans la suite des calculs.

Afin de maximiser les fluctuations, nous plaçons un PBS précédé d'une lame demi-onde réglée de manière à ce que 50% de la lumière soit transmise et 50% réfléchi. Lorsque nous mesurons la puissance transmise ou réfléchi par le PBS, cela revient à projeter le champ sur l'axe horizontal ou vertical. Nous avons alors :

$$E = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{01}\cos(\omega t) + E_{02}\cos(\omega t + \phi(t))) \quad (11)$$

Le calcul de la puissance nous montre qu'un terme dépend de ϕ :

$$P \propto \frac{1}{4}E_{01}^2 + \frac{1}{4}E_{02}^2 + \frac{1}{2}E_{01}E_{02}\cos(\phi(t)) \quad (12)$$

La formule confirme que les fluctuations s'annulent si une seule composante de polarisation entre dans la fibre.

La figure 5 a été réalisée en mesurant la puissance réfléchi par le PBS lorsque le champ électrique n'était pas encore selon un seul des modes propres de la fibre. Nous pouvons voir une fluctuation comme prédit par l'équation 2.6. Nous avons alors réglé la polarisation du faisceau injecté dans la fibre de manière à minimiser le rapport moyenne sur amplitude des fluctuations de puissance.

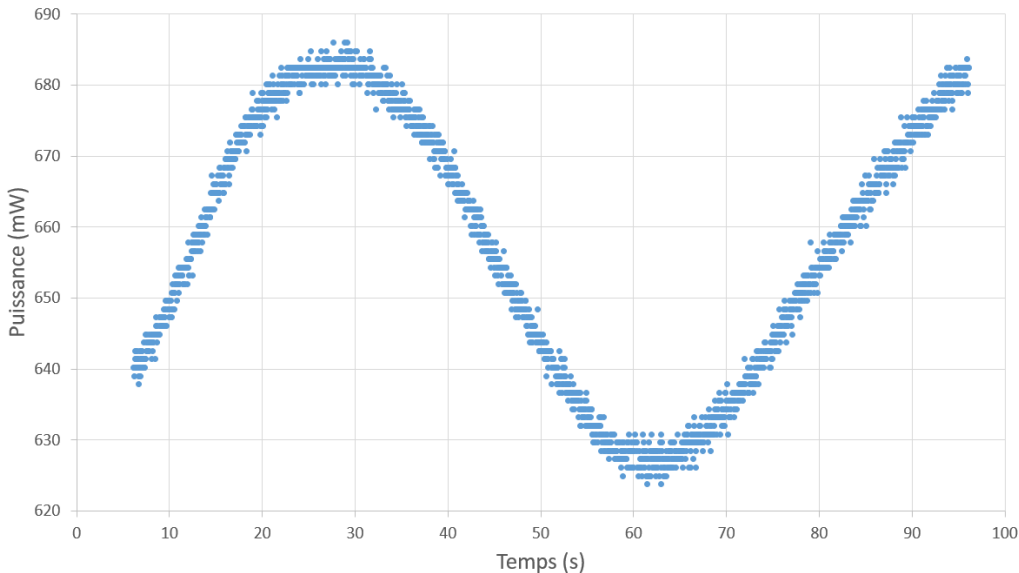


FIGURE 5 – Fluctuation de la puissance du laser en sortie de fibre au cours du temps.

Nous trouvons alors l'angle de la lame demi-onde à l'entrée de la fibre pour lequel les fluctuations sont minimales (figure 6). Il est possible de calculer le rapport des champs électriques transmis par les

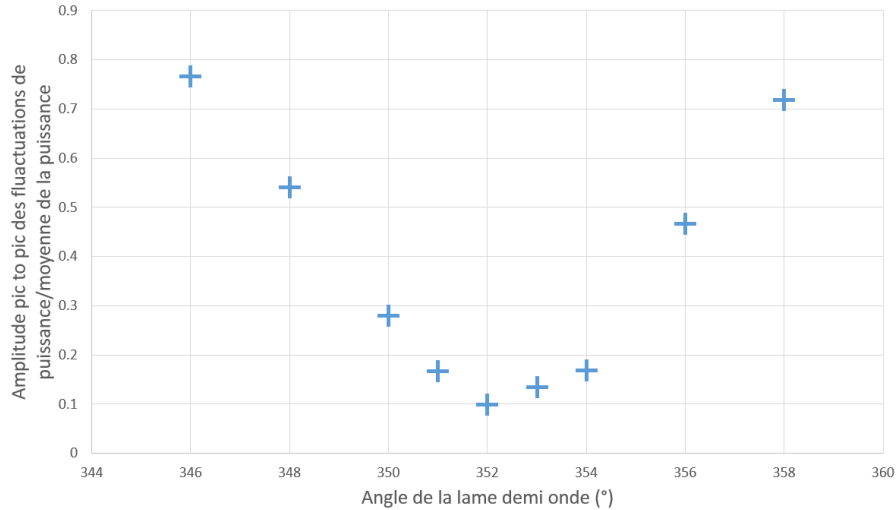


FIGURE 6 – Graphique représentant l’amplitude de l’oscillation de puissance (pic to pic) en fonction de l’angle de la lame demi-onde placée à l’entrée de la fibre

deux axes propres de la fibre. Nous notons E_{01} le champ selon l’axe principal (l’axe sur lequel nous avons aligné la polarisation du champ entrant dans la fibre), et E_{02} le champ selon l’axe secondaire. Nous avons alors : $E_{02}/E_{01} = 2.5.10^{-2}$. La majeure partie du champ électrique passe selon une seule composante, la polarisation en sortie de fibre est donc presque identique à la polarisation en entrée, la fibre optique à maintien de polarisation est bien réglée.

3 Asservissement en fréquence et fréquence de résonance

3.1 Injection dans la cavité

Comme la fréquence de la diode laser n’est pas assez stable pour l’utilisation que l’on souhaite en faire, nous l’asservissons sur une cavité externe de type Fabri-Pérot (figure 3). Une diode laser 654 nm est déjà injectée dans cette cavité. Ainsi, nous avons simplement à aligner les faisceaux des deux diodes le plus précisément possible, puis ajuster finement les réglages en observant le signal transmis par la cavité à l’oscilloscope. Pour cela nous utilisons un jeu de deux miroirs qui permet d’avoir tous les degrés de libertés nécessaires à l’injection. Le faisceau est mélangé au faisceau 654 nm sur une lame séparatrice puis il traverse une lame demi-onde et un PBS. Le problème est que cette lame demi-onde est déjà réglée pour la diode 654 nm. Nous devons donc en placer une autre, avant que les deux faisceaux se rejoignent, afin de pouvoir choisir la proportion transmise et réfléchi (ici on veut qu’elle soit entièrement réfléchi). Une lentille de focale 400 mm adapte la taille du faisceau et permet l’injection dans la cavité. Juste avant l’entrée de celle-ci, nous plaçons une lame quart d’onde afin que les polarisations des rayons incidents et réfléchis soient orthogonales. Au retour, lors du passage dans le PBS, le rayon réfléchi n’emprunte pas le même chemin que le rayon incident, ce qui permet de le détecter sélectivement à l’aide d’une photodiode rapide.

Le signal en transmission de la cavité (figure 7) a été réalisé en balayant légèrement la fréquence de la diode. Cela est possible en agissant sur le courant envoyé sur l’élément piézoélectrique présent dans la diode. Nous pouvons voir sur la figure 7 qu’il existe deux types de pics. Cela vient du fait que la cavité est confocale, elle est composée de deux miroirs sphériques de même rayon R séparé de R . Un faisceau mal injecté peut entrer en résonance après avoir parcouru un chemin en " 8 " [5] si bien que l’intervalle spectral libre devient $\frac{c}{4L}$. Nous cherchons donc à "éliminer" ces pics en jouant sur les miroirs afin de

garantir la bonne injection.

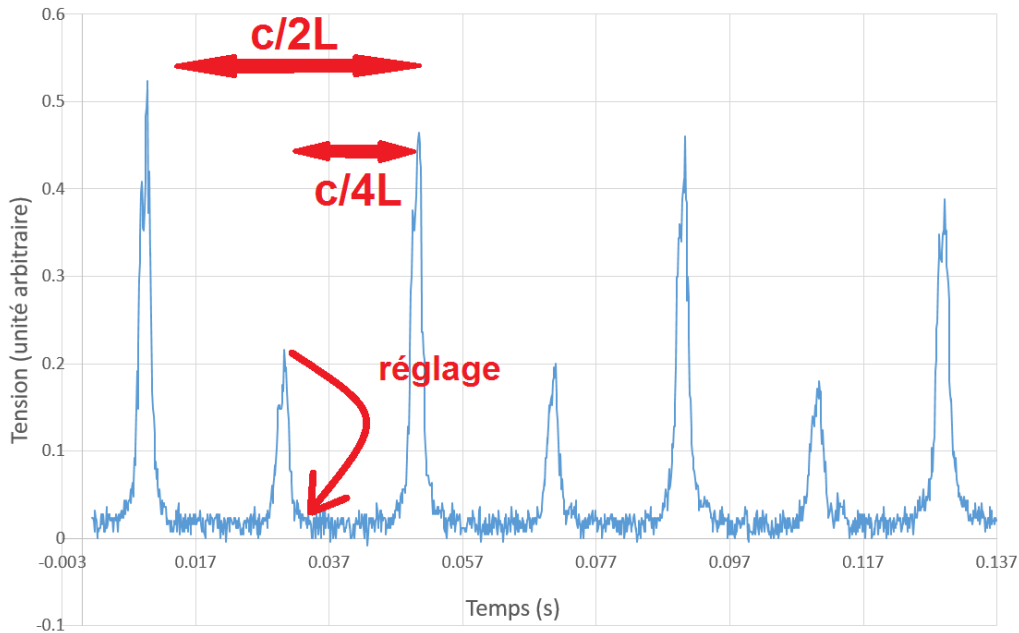


FIGURE 7 – Analyse de mode de la diode par une cavité en transmission.

Nous pouvons également remarquer que chaque pic a deux sommets. Cela vient du fait que la polarisation du champ électrique est elliptique dans la cavité (à cause la lame quart d'onde). Chaque composante de polarisation a un déphasage légèrement différent sur les miroirs diélectriques de la cavité. Cela entraîne une légère modification du signal transmis et l'apparition de cette structure particulière.

3.2 Asservissement par la méthode de Pound Drever Hall

La fréquence de la diode laser n'est pas assez stable pour pouvoir refroidir le chrome. Il nous faut trouver un moyen de l'asservir au megahertz près. Pour cela, nous avons utilisé la méthode de Pound Drever Hall. Celle-ci consiste à récupérer un signal d'erreur qui permet corriger le courant et la tension du piezo de la diode afin de garantir sa stabilité en fréquence. Le signal d'erreur est obtenu grâce au signal en réflexion de la cavité Fabry-Pérot. Cependant, il est aisé de voir qu'un tel signal, du fait de sa symétrie, ne permet pas d'effectuer un asservissement. En effet, si la fréquence est au dessus ou en dessous de la fréquence voulue, le signal est positif, donc nous ne pouvons pas différencier les deux cas. Il semble alors naturel de regarder sa dérivée qui est antisymétrique. Afin de réaliser cela, nous modulons la fréquence de la diode en envoyant un courant électrique (en plus du courant du courant d'alimentation) de fréquence 12.5 Mhz directement sur celle-ci.

Le développement pour arriver à la fonction d'erreur à partir de cette modulation est un peu mathématique, mais avant de le réaliser, il est possible de comprendre intuitivement pourquoi moduler en fréquence permet d'obtenir la dérivée du signal. Soit $E(\nu)$ le champ électrique du laser. Nous lui appliquons une faible modulation de fréquence de la forme $A\sin(\Omega t)$. Lorsque nous nous plaçons autour d'une fréquence ν_0 , nous pouvons faire un développement limité et le considérer comme linéaire sur la gamme $[\nu_0 - A, \nu_0 + A]$. Nous pouvons alors écrire le champ sous la forme :

$$E(\nu_0 + A\sin(\Omega t)) = E(\nu_0) + \frac{dE}{d\nu}(\nu_0)A\sin(\Omega t) \quad (13)$$

Nous obtenons un champ modulé qui prend des valeurs dépendantes de la dérivée du champ initial. Passons maintenant au développement mathématique que vous pouvez trouver dans une revue de

Nickerson [6]. Nous verrons que le signal d'erreur ne sera pas la dérivée, mais un signal dispersif ayant les caractéristiques qui nous intéressent. En appliquant la modulation, le champ électrique de la diode peut s'écrire sous la forme :

$$E(t) = E_0 e^{i(\omega t + A \sin(\Omega t))} \quad (14)$$

où ω est la fréquence du laser et Ω celle de la modulation. Nous avons $\Omega \ll \omega$ et $A \ll \pi$.

$$\begin{aligned} E(t) &\approx E_0 e^{i\omega t} (J_0(A) + 2iJ_1(A)\sin(\Omega t)) \\ &= E_0 (J_0(A)e^{i\omega t} + J_1(A)e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(A)e^{i(\omega-\Omega)t}) \end{aligned}$$

où J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1. Nous voyons apparaître trois composantes de fréquences différentes, la fréquence principale, et deux bandes latérales. Ces composantes vont être réfléchies différemment dans la cavité Fabry-Pérot. En effet, la fonction de transfert de la cavité en réflexion est :

$$F(\omega) = \frac{E_{incident}}{E_{reflechi}} = \frac{r(e^{i\omega/\Delta\nu_{ISL}} + 1)}{1 - r^2 e^{i\omega/\Delta\nu_{ISL}}} \quad (15)$$

où $\Delta\nu_{ISL} = c/2L$ est l'intervalle spectral libre, et L la longueur de la cavité. Le signal réfléchi est :

$$E_{ref} = E_0 (J_0(A)F(\omega)e^{i\omega t} + J_1(A)F(\omega + \Omega)e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(A)F(\omega - \Omega)e^{i(\omega-\Omega)t}) \quad (16)$$

Il en résulte une intensité :

$$\begin{aligned} I_{ref} = |E_{ref}|^2 &= I_p |F(\omega)|^2 + I_{bl} (|F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2) \\ &\quad + 2\sqrt{I_p I_{bl}} \operatorname{Re}(F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)) \cos(\Omega t) \\ &\quad + 2\sqrt{I_p I_{bl}} \operatorname{Im}(F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)) \sin(\Omega t) \\ &\quad + O[2\Omega] \end{aligned}$$

où I_p est l'intensité de la composante principale et I_{bl} celle des bandes latérales. Il apparaît plusieurs fréquences caractéristiques : une composante continue, deux composantes de pulsations Ω et plusieurs composantes de pulsations supérieures. Lorsque Ω est suffisamment grand, les bandes latérales sont totalement réfléchies, donc $F(\omega \pm \Omega) \approx 1$. Ainsi $F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega) \approx 2i\operatorname{Im}(F(\omega))$. La partie en $\cos(\Omega t)$ est donc négligeable devant la partie en $\sin(\Omega t)$ car pondérée par la partie réelle presque nulle. L'intensité s'écrit :

$$\begin{aligned} I_{ref} &\approx I_p |F(\omega)|^2 + I_{bl} (|F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2) \\ &\quad + 4\sqrt{I_p I_{bl}} \operatorname{Im}(F(\omega)) \sin(\Omega t) \end{aligned}$$

Il faut noter que ce développement ne reflète pas exactement les conditions expérimentales. Comme nous pouvons voir dans la figure 8, la fréquence de la modulation RF n'est pas assez grande pour que les bandes latérales soient totalement transmises.

Il faut maintenant isoler la partie en $\sin(\Omega t)$ pour obtenir l'information sur la phase de $F(\omega)$. Il est simple d'effectuer cela en effectuant une détection synchrone. L'avantage est que nous modulons la fréquence avec un signal en $\sin(\Omega t)$, donc il suffit de multiplier le signal réfléchi avec le signal de modulation pour effectuer cette détection synchrone. Le sinus carré se développe en une composante continue et une composante de fréquence 2Ω . En ajoutant un filtre passe-bas, les composantes de fréquences 2Ω et Ω sont éliminées. Nous obtenons le signal d'erreur :

$$\varepsilon \propto \operatorname{Im}(F(\omega)) \quad (17)$$

Celui-ci est dispersif et linéaire autour de la fréquence de résonance, donc parfait pour asservir la fréquence de la diode laser (figure 9).

Le schéma électronique du module Pound-Drever-Hall est représenté en figure 10. Un amplificateur inverseur permet de régler l'amplitude de la RF qui est ensuite envoyée dans le laser. Deux filtres

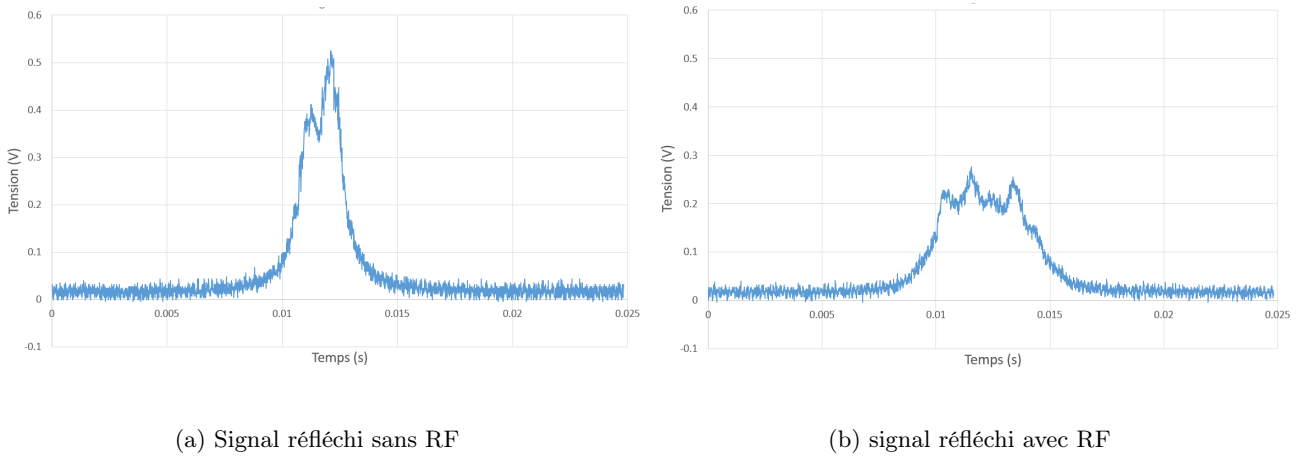


FIGURE 8 – Signaux de transmission de la cavité avec et sans modulation de phase. Nous pouvons voir que le signal est élargi en présence de la modulation RF. Ceci est du à l'apparition de bandes latérales dues à la modulation. Les bandes ne sont pas assez séparées en fréquence pour être totalement réfléchies

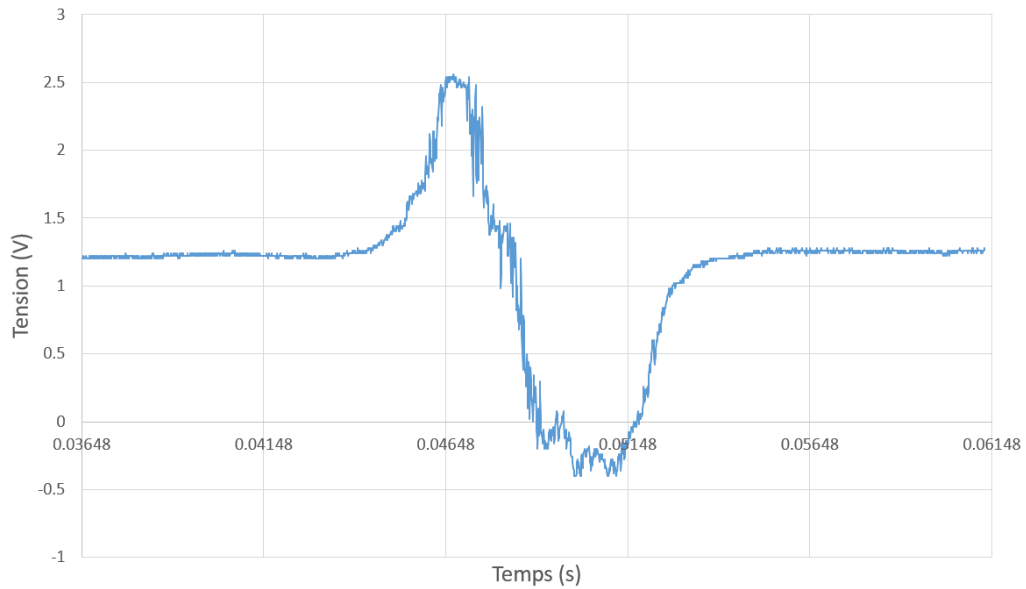


FIGURE 9 – Signal d’erreur de Pound-Drever-Hall qui sert à asservir la fréquence du laser. Comme prévu par la théorie, le signal est linéaire autour de la fréquence de résonance.

déphaseurs permettent de régler la phase de la RF. Le signal détecté par la photodiode rapide passe dans un filtre passe-bande afin de réduire le bruit, puis est amplifié dans un amplificateur inverseur. Celui-ci ainsi que la RF déphasée passent dans un multiplicateur puis dans un filtre passe bas. Cela permet de récupérer le signal d'erreur. Le signal d'erreur permet de locker la diode à l'aide de deux voies. La première est la voie "fast" qui amplifie simplement le signal d'erreur. Ce signal corrige le courant de la diode. Cela permet de corriger les dérives rapides de fréquence. La deuxième voie est dite voie "slow". Elle intègre le signal d'erreur permettant de corriger les dérives lentes en agissant à la fois sur le piezo et le courant de la diode.

3.3 Fréquence de résonance

Nous avons vu que grâce à la méthode de Pound-Drever-Hall, nous pouvons locker la fréquence du laser sur un pic du signal réfléchi par la cavité. Cependant, cette fréquence n'a presque aucune chance d'être exactement à résonance avec la transition ${}^7P_3 \leftrightarrow {}^5S_2$. En effet, l'intervalle spectral libre de la cavité est d'environ 500 MHz, alors que nous souhaitons trouver la fréquence de transition avec une précision de l'ordre du MHz. A l'aide du lambdamètre (précision de 750 MHz) nous ajustons la fréquence du laser sur un pic du signal de la cavité proche de la fréquence de résonance. Il nous faut ensuite trouver un moyen de changer sa fréquence et balayer la zone où se trouve la fréquence de transition. Pour cela nous utilisons un modulateur acousto-optique (AOM).

3.3.1 Le modulateur acousto-optique

L'AOM est un élément optique composé d'un cristal et d'un élément piézoélectrique. En excitant l'élément piézoélectrique, il est possible de le faire vibrer de manière à envoyer une onde acoustique de fréquence ν_{rf} dans le cristal. Son indice optique est modifié et prend une dépendance spatiale sinusoïdale de même fréquence que l'onde sonore se propageant dans le cristal. Cela a pour effet de créer un phénomène de diffraction, dont le critère d'interférences ressemble à celui de Bragg (figure 12) :

$$\delta = \Lambda \sin(\theta) = k\lambda \quad (18)$$

où k est un entier, δ la différence de marche entre deux rayons, λ , la longueur d'onde du laser, Λ celle de l'onde sonore et θ l'angle d'incidence. La figure de diffraction est similaire à celle d'un réseau et possède une propriété supplémentaire, la fréquence de chaque ordre diffracté est modifiée. En effet, l'onde sonore se propage dans le cristal, elle n'est donc pas stationnaire. Cela entraîne un décalage en fréquence du faisceau diffracté à l'ordre k :

$$\nu_{laser} = k\nu_{rf} \quad (19)$$

Nous pouvons ainsi balayer la fréquence du laser autour de la fréquence de résonance qui nous intéresse en jouant sur la tension envoyée dans l'élément piézoélectrique. Nous utiliserons le faisceau diffracté à l'ordre -1 pour éclairer les atomes. D'un point de vue pratique, ajuster la position du faisceau pour maximiser la transmission dans l'AOM peut se révéler difficile. Il faut que le faisceau soit à la bonne hauteur, avec le bon angle et la bonne taille pour espérer que les faisceaux diffractés soient suffisamment intenses. Nous obtenons des taux de diffraction de l'ordre de 70%.

3.3.2 Le montage en double passage

Nous avons vu que l'intervalle spectral libre de la cavité est d'environ 500 Mhz. Il faudrait idéalement pouvoir décaler la fréquence d'au moins 250 MHz dans le cas où la fréquence de résonance de la transition serait au milieu de deux pics de la cavité. L'AOM bosons que nous utilisons a une bande passante de 150 MHz. La situation où nous serions trop loin d'un pic de la cavité est donc à craindre. Pour palier ces problèmes nous utilisons un montage en double passage (figure 13), c'est à dire que nous faisons passer deux fois le faisceau dans l'AOM afin de décaler la fréquence deux fois plus. Il consiste à placer en sortie d'AOM une lame quart d'onde, suivie d'une lentille et d'un miroir. L'AOM est placé

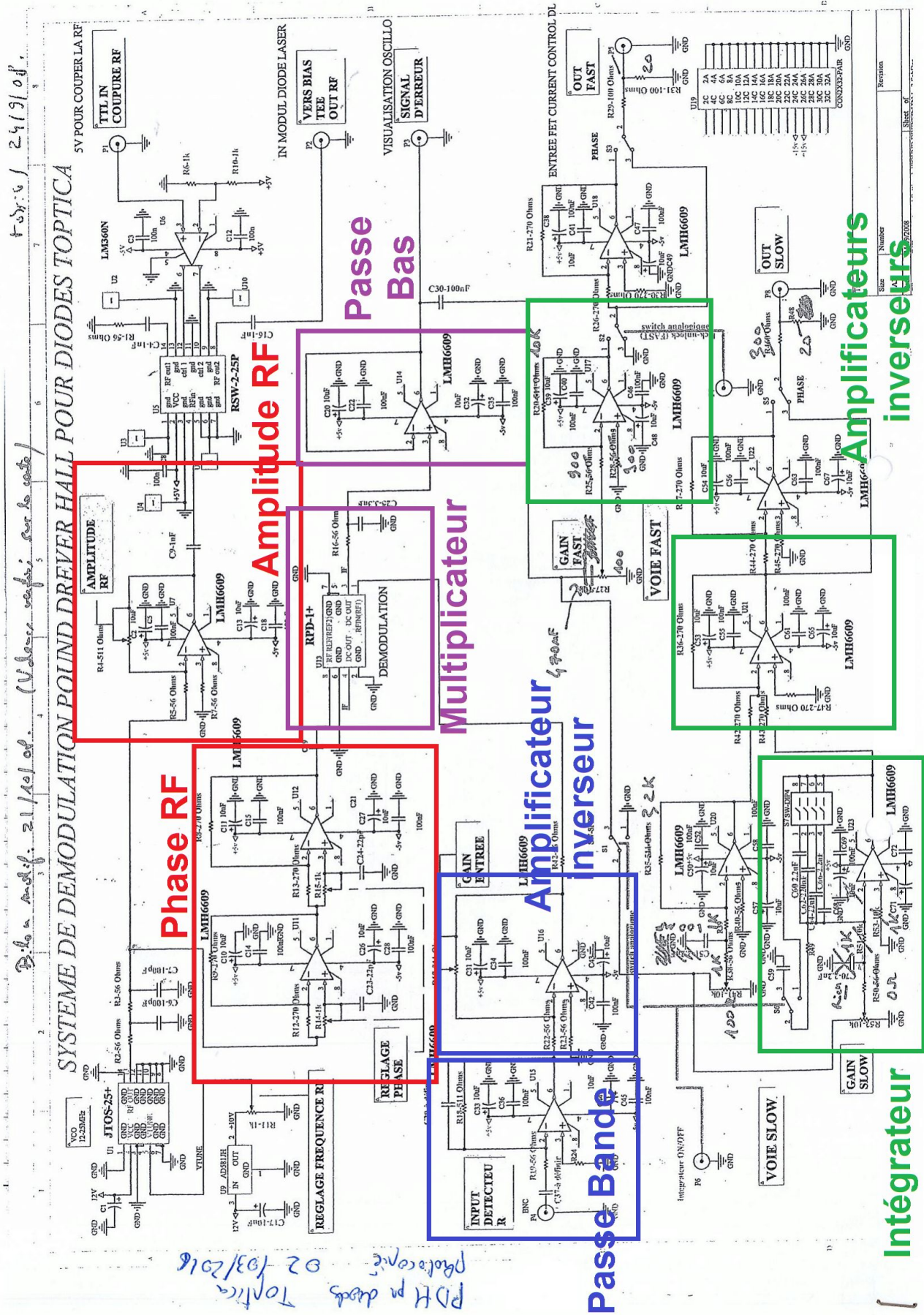


FIGURE 10 – Schéma électronique du module Pound-Drever-Hall servant à locker la fréquence du laser.

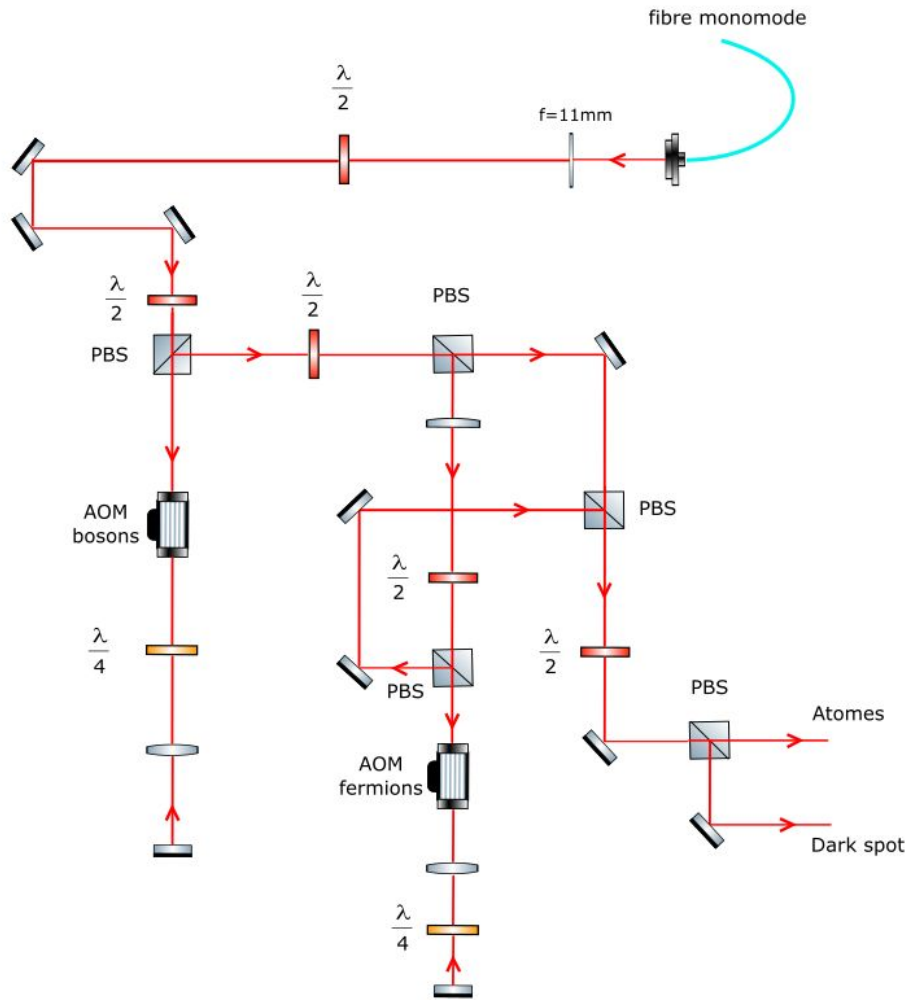


FIGURE 11 – Schéma optique en sortie de fibre monomode. La fréquence du laser est ajustée par les AOM afin d’entrer en résonance avec la transition associée à l’état métastables 5S_2 . Le rayon est séparé en deux parties, l’une excite l’isotope bosonique du Chrome, l’autre l’isotope fermionique

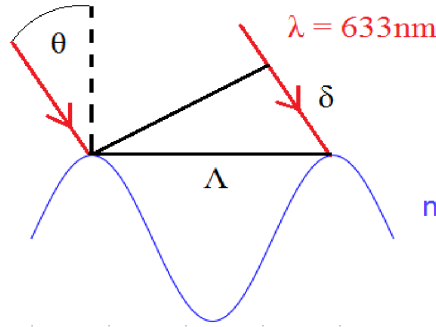


FIGURE 12 – Représentation schématique de la condition d'interférence constructive lors du passage du faisceau dans l'AOM

dans le plan focal objet de la lentille et le miroir dans le plan focal image. La lame quart d'onde a la même utilité que celle présente devant la cavité Fabry-Pérot. La lumière arrive polarisée verticalement, sort en polarisation circulaire puis après réflexion sur le miroir et deuxième passage dans la lame, sort polarisée horizontalement. Cela permet de séparer la lumière incidente de la lumière réfléchie à l'aide d'un PBS.

Le montage en double passage a plusieurs avantages. Du point de vue de l'optique géométrique, les rayons issus de l'AOM sortent de la lentille parallèles à l'axe optique, se réfléchissent sur le miroir, et retournent au point d'émission. Le faisceau doublement diffracté à l'ordre -1 ressort parallèle à l'axe optique, ce qui permet de lui faire emprunter le même passage que le rayon incident. Du point de vue de l'optique gaussienne, le waist image d'un faisceau dont le waist objet se trouve à l'infini (le laser étant à cette étape collimatée, nous pouvons considérer qu'il se trouve à l'infini), se trouve à la distance focale de la lentille (intuitif d'après l'optique géométrique). Cependant, le waist image d'un faisceau dont le waist objet se trouve dans le plan focal objet, se trouve dans le plan focal image de la lentille. Donc nous pouvons conclure que la taille du faisceau sortant de l'AOM est la même que celle du faisceau réfléchi entrant de nouveau dans l'AOM. Cela permet d'assurer un bon second passage dans le dispositif. Celui-ci est important car même en obtenant 70% de transmission comme à l'entrée, il ne reste que 50% de la puissance initiale après double passage.

3.4 Résonance atomique

3.4.1 Description de l'expérience

La recherche de la résonance se fait en mesurant l'absorption d'un faisceau résonnant à 425 nm par le gaz de chrome piégé dans le piège dipolaire. Nous présentons ici les différentes étapes permettant d'accumuler les atomes dans ce piège.

Dans un premier temps nous allumons les lasers 425, 427, 1075 nm, le champ magnétique du MOT ainsi que tous les repompeurs excepté la diode 633 nm. Les atomes sont trop rapides pour être piégés uniquement par le laser infrarouge, c'est pourquoi nous allumons le laser 425 nm et les champs magnétiques qui ralentissent fortement les atomes permettant leur capture par le laser IR. Cependant, comme nous l'avons indiqué en première partie, les collisions inélastiques assistées par la lumière limitent fortement le nombre d'atomes piégés dans l'état fondamental 7S_3 . C'est pour cela que le laser 427 nm est présent dans cette première étape, pour que les atomes puissent s'accumuler dans l'état métastable 5S_2 . Ils deviennent insensibles aux collisions inélastiques assistées par la lumière mais restent piégés par le piège dipolaire. Comme nous recherchons la résonance de la diode 633 nm, tous les repompeurs excepté elle sont allumés pour que les atomes s'accumulent seulement dans l'état 5S_2 .

Lorsque le nombre d'atomes accumulés dans l'état métastable est maximum, nous pouvons commencer

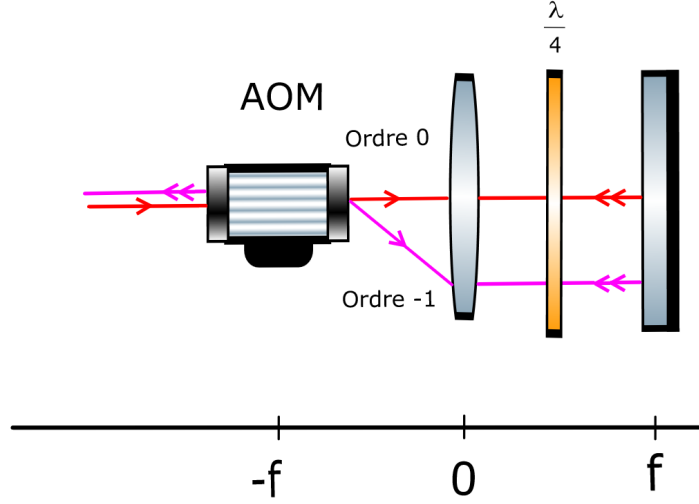


FIGURE 13 – Schéma optique du double passage dans l'AOM. L'optique gaussienne ajoute au schéma le fait que la taille du faisceau soit la même en f et $-f$

l'étape de repompage. Nous éteignons les lasers 425 et 427 nm ainsi que le champ magnétique du MOT. Il reste donc le laser IR ainsi que le repompeur à 633 nm (dont la fréquence est décalée de ν_{rf} par l'AOM) que nous avons allumé. Cette étape doit être suffisamment longue pour que tous les atomes dans l'état 5S_2 soient repompés vers 7S_3 .

La dernière étape consiste à envoyer un laser résonnant à 425 nm pour en étudier l'absorption en fonction de ν_{rf} . En effet lorsque ν_{rf} a la valeur qui permet à la diode 633 nm d'être à résonance, tous les atomes sont repompés dans 7S_3 donc l'absorption du laser à 425 nm est grande. En revanche, plus on s'éloigne de la résonance, plus le nombre d'atomes repompés est petit donc l'absorption petite.

3.4.2 Résultats

Nous avons mesuré le nombre d'atomes stockés dans l'état 5S_2 en fonction de la fréquence de l'onde envoyée dans l'AOM bosons (figure 14). La courbe est une "courbe en cloche" centrée sur la fréquence de résonance $\nu_{rf} = 250$ MHz. En effet, le taux d'absorption de photon Γ_a entre deux niveaux d'énergie en présence d'un laser s'écrit :

$$\Gamma_a = \frac{\Gamma}{2} s \tag{20}$$

où Γ est le couplage entre les deux niveaux et $s = \frac{I}{I_{sat}} \frac{1}{1 + (\frac{2\delta}{\Gamma_e})^2}$ le paramètre de saturation, I_{sat} l'intensité de saturation, Γ_e la largeur du niveau 7P_3 et δ la différence de fréquence entre le laser et la fréquence de la transition atomique. La largeur de la lorentzienne est une conséquence du principe d'Heisenberg. En effet, celui-ci stipule que :

$$\Delta E = \frac{\hbar}{2\Delta\tau} \tag{21}$$

où $\tau = \Gamma_e^{-1}$ est la durée de vie du niveau d'énergie.

L'état 7P_3 contribue beaucoup plus que l'état 5S_2 à la largeur de la Lorentzienne. En effet, la transition $^7P_3 \leftrightarrow ^7S_3$ est une transition forte ($\Delta S = 0$ et $\Delta L = 0, \pm 1$), donc la valeur du couplage est élevée ($\Gamma = 3 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$) par rapport au couplage entre les états 7P_3 et 5S_2 ($\Gamma = 2.9 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$) qui sont liés par une transition faible ($\Delta S = 0$). L'indétermination sur la valeur de l'énergie du niveau 7P_3 est donc beaucoup plus grande que celle associée au couplage avec le niveau 5S_2 . Le lien entre couplage et durée de vie explique aussi pourquoi l'état 5S_2 est métastable, son temps de vie est beaucoup plus grand que celui des états 7P_3 et 7P_4 .

La largeur de 40 MHz présent sur la courbe est supérieure à la largeur de 10 MHz prédite par l'inégalité d'Heisenberg compte tenu de la largeur de l'état excité de 5 MHz. Un temps de repompage long

provoque un élargissement car les fréquences plus éloignées de la résonance finissent par permettre de repomper les atomes.

La lorentzienne est centrée sur $\nu_{rf} = 250$ MHz, donc ce décalage en fréquence réalisé par l'AOM permet d'entrer en résonance avec la transition ${}^7P_3 \leftrightarrow {}^5S_2$ nécessaire au repompage de l'isotope bosonique. A partir de cela nous réalisons la même expérience avec l'isotope fermionique en décalant de nouveau la fréquence mais avec le second AOM (figure 11). Le ${}^{53}\text{Cr}$ présente un moment nucléaire $I = \frac{3}{2}$ donc une structure hyperfine. Nous cherchons à entrer en résonance avec la transition ${}^5S_2 (F = 7/2) \leftrightarrow {}^7P_3 (F = 9/2)$ qui est décalée de 2x342 MHz par rapport à la transition bosonique comme déjà démontré par l'équipe.

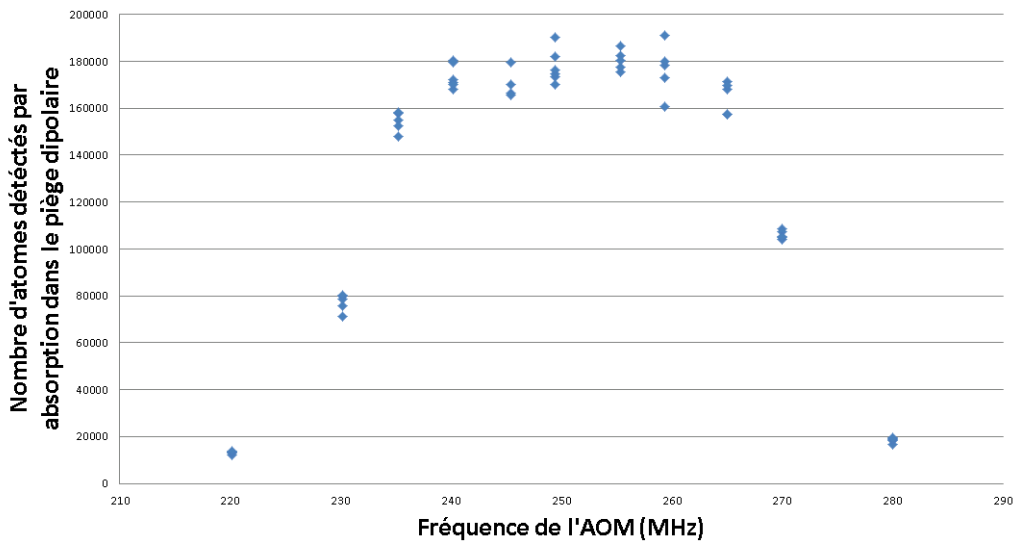


FIGURE 14 – Absorption du piège dipolaire : Nombre d'atomes repompés dans l'état 7S_3 à partir de l'état 5S_2 en fonction de la fréquence de l'AOM bosons. La courbe est obtenue en étudiant l'absorption d'un faisceau résonant à 425 nm. La largeur de courbe (≈ 40 MHz) dépend de la durée de repompage du faisceau à 633 nm, plus celle-ci est grande, plus la largeur est importante

4 Conclusion

Grâce à la nouvelle diode 633 nm et d'autres améliorations sur l'expérience, l'équipe produit depuis le 5 Juillet 2016 les meilleurs condensats qu'elle a eu ces dix dernières années. La nouvelle diode 633 nm a une puissance environ 30% supérieure à l'ancienne. Ce n'est pas une grande différence, mais lors de la production de mers de Fermi, le double passage du faisceau dans les deux AOM provoque beaucoup de pertes. La puissance de l'ancienne diode était à peine suffisante et ne permettait pas de produire des mers de Fermi les jours où ses performances baissaient un peu. Le problème est résolu avec la nouvelle diode, car en plus de l'excès de puissance, elle passe par une fibre monomode contrairement à l'ancienne. Il en résulte une meilleure interaction lumière-matière pour une puissance donnée, à cause de la meilleure structure transverse du faisceau. De plus, la nouvelle diode peut rester lockée tout un après-midi de manipulation alors que l'ancienne nécessitait d'être relockée plusieurs fois par heure. C'est un gain de confort et de stabilité pour les expériences.

D'un point de vue personnel j'ai pu découvrir et apprécier la physique expérimentale. Le stage m'a permis de mettre en pratique plusieurs cours vu cette année, ce qui est très enrichissant. J'ai également

eu le plaisir de voir les bienfaits de la nouvelle diode et partager l'enthousiasme de l'équipe qui m'a accueilli.

Références

- [1] Benjamin Pasquiou. Effects of dipole-dipole interaction on magnetic properties of a chromium condensate. http://www-lpl.univ-paris13.fr/gqd/AF/ThesisPositions_Benjamin_Pasquiou.htm.
- [2] G. Bismut·B. Pasquiou·D. Ciampini. Optimized loading of an optical dipole trap for the production of chromium BECs. *Applied physics B*, 2010.
- [3] Nist atomic spectra database lines form. http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html.
- [4] CVI Melles Griot. Fundamental optics. <http://www.astro.caltech.edu/~lah/ay105/pdf/Fundamental-Optics.pdf>.
- [5] Université Pierre et Marie-Curie. Aspects théoriques du tp laser hélium-néon. <http://www.master.physique.upmc.fr/>.
- [6] M Nickerson. A review of pound drever hall laser frequency locking. <http://jila1.nickersonm.com/papers/PDH>.