

# Contribution à l'étude de gaz quantiques dipolaires formés d'atomes de chrome

Médéric PIGEARD

Stage de recherche - M2 de physique théorique, ENS  
Encadré par Olivier GORCEIX

Laboratoire de Physique des Lasers  
Institut Galilée - Université Paris 13  
Equipe Atomes Froids

99 Avenue JB Clément  
93430 Villetaneuse

12 Janvier - 27 Février 2009

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Présentation du groupe</b>	<b>2</b>
1.1	L'équipe Atomes Froids . . . . .	2
1.2	Objectifs de l'expérience sur le chrome . . . . .	2
1.3	Les autres équipes du LPL . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Description de l'expérience</b>	<b>5</b>
2.1	Refroidissement et piégeage des atomes de chrome . . . . .	5
2.2	Qu'observe-t-on en réalité? . . . . .	6
2.3	Intérêt des faisceaux repompeurs . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Mise en place du faisceau repompeur</b>	<b>10</b>
3.1	Montage optique . . . . .	10
3.2	Stabilisation de la diode en fréquence . . . . .	12
<b>4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>18</b>
4.1	Influence sur le condensat . . . . .	18
4.2	Bilan personnel . . . . .	19
4.3	Remerciements . . . . .	19

# Chapitre 1

## Présentation du groupe

### 1.1 L'équipe Atomes Froids

Le Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) est une unité mixte du CNRS et de l'Université Paris 13, située à Villetaneuse, au nord de Paris. Mon stage s'est déroulé dans l'équipe "Atomes Froids", qui est une des huit équipes du LPL. Cette équipe est constituée de quatre membres permanents : Olivier Gorceix (professeur responsable de l'équipe), Bruno Laburthe-Tolra (chargé de recherche CNRS), Etienne Maréchal (ingénieur de recherche CNRS), Laurent Vernac (maître de conférences); d'un post-doctorant théoricien, Paolo Pedri; et de trois doctorants, Quentin Beaufiles, Gabriel Bismut et Benjamin Pasquiou. Comme son nom l'indique, la recherche effectuée par l'équipe "Atomes Froids" porte sur la physique des atomes ultra-froids. Il s'agit d'une activité expérimentale. Cette équipe est l'une des deux seules au monde à travailler sur un condensat de Bose-Einstein (BEC) de chrome 52.

### 1.2 Objectifs de l'expérience sur le chrome

Le dispositif expérimental sur lequel travaille l'équipe permet d'obtenir un BEC de 10 à 15000 atomes de chrome en 20 secondes, ce qui offre la possibilité de répéter un grand nombre de fois les mesures. Le premier condensat de chrome a été obtenu fin 2007 [1]. Le choix de l'atome de chrome est motivé par son fort moment magnétique ( $6\mu_B$  dans son état fondamental, où  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr  $\approx 10^{-23}$  J/T), donnant accès à l'étude des interactions dipolaires anisotropes difficilement observables avec d'autres condensats plus classiques comme ceux formés d'atomes de sodium ou de rubidium. Citons, par exemple, l'étude en cours des processus de relaxation dipolaire. Ces col-

lisions inélastiques sont bien plus fortes (de deux ordres de grandeur) pour un gaz ultrafroids d'atomes de chrome que pour des alcalins. L'équipe cherche actuellement à observer des effets liés à l'interaction entre dipôles magnétiques quand les atomes sont confinés dans des puits de dimensionnalité réduite. Pour cela, les atomes sont piégés dans un réseau de "crépices" obtenu au moyen d'une onde stationnaire. L'interaction entre dipôles est anisotrope, des effets spécifiques à cette interaction sont amplifiés en géométrie 2D (voir par exemple la fig. 1.1).

Les expériences envisagées dans le court terme sont la mise en rotation du BEC pour poursuivre l'étude de la relaxation dipolaire (effet Einstein de Haas), mais aussi le refroidissement de l'isotope 53 du chrome, qui est un fermion, afin d'obtenir une phase analogue à celle caractérisant les solides supraconducteurs. Des informations complémentaires et les publications de l'équipe sont disponibles sur internet[2].

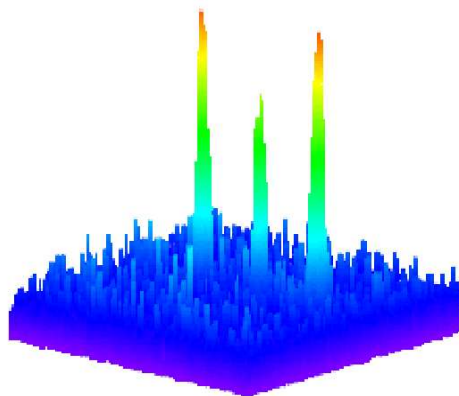


FIG. 1.1 – Densité des atomes diffractés par application d'un réseau optique unidimensionnel (observation en absorption après temps de vol)

### 1.3 Les autres équipes du LPL

Huit équipes travaillent au LPL sur des sujets variés. On peut par exemple citer l'autre condensat du laboratoire, formé d'atomes de rubidium, la mise au point d'un laser à milieu amplificateur organique pompé électriquement, le développement d'une méthode de mesure optique de la constante de Boltzmann, l'étude de la propagation de la lumière en milieu aléatoire pour des applications biomédicales, l'étude de la cohérence des ondes de matière en

présence d'interactions de Van der Waals, la spectroscopie de molécules biologiques pour comprendre leur stabilité... Au total, environ 70 personnes travaillent sur ces différentes expériences axées sur la physique des interactions lumière-matière[2].

# Chapitre 2

## Description de l'expérience

### 2.1 Refroidissement et piégeage des atomes de chrome

Plusieurs étapes sont nécessaires afin de condenser le chrome. L'expérience se déroule sous ultra-vide (environ  $10^{-14}$  bar au niveau du piège) pour minimiser les collisions avec le gaz résiduel à température ambiante, car elles détruisent les nuages d'atomes froids. Au départ, le chrome est un barreau solide placé dans un four à  $1500^{\circ}\text{C}$ . Les atomes sont émis par sublimation sous forme d'un jet gazeux, et ils sont freinés grâce à un faisceau laser contre-propageant. Cependant, les atomes ne sont pas freinés par n'importe quelle onde lumineuse : il faut que sa longueur d'onde corresponde à la transition de résonance de l'atome. Pour le chrome, cette transition est à  $425,5$  nm entre le fondamental  $^7S_3$  et le niveau excité  $^7P_4$  (voir fig 2.3). De plus, l'effet Doppler est corrigé le long du trajet des atomes à l'aide d'un champ magnétique non uniforme qui modifie l'écart entre ces niveaux. Ce dispositif s'appelle un ralentisseur Zeeman (fig 2.1). Au bout d'un mètre, les atomes sont stoppés et arrivent dans la zone de confinement, où on réalise un piège magnéto-optique (MOT) ; il se forme un nuage d'atomes pigs dont le rayon est d'environ  $100 \mu\text{m}$ . Dans ce piège, on peut stocker plusieurs millions d'atomes à  $100 \mu\text{K}$ , ce qui ne permet pas encore d'obtenir la phase condensée puisqu'à ce stade, la densité dans l'espace des phases est de l'ordre de  $10^{-8}$ . Pour atteindre la condensation de Bose-Einstein, il faut gagner 8 ordres de grandeurs en augmentant la densité et en diminuant la température du gaz.

Pour cela, on augmente le confinement en transférant les atomes dans un piège optique dipolaire créé au moyen d'un faisceau laser infra-rouge intense ( $30$  W,  $1075$  nm) fortement focalisé (son waist vaut  $40 \mu\text{m}$ ). Ce laser est très

désaccordé par rapport à la transition bleue du chrome, et les atomes sont maintenus dans le piège grâce à l'interaction entre le champ électrique du faisceau laser et les dipôles électriques que ce dernier induit sur les atomes. De plus, ce piège (Far Off Resonance Trap = FORT) présente l'intérêt d'autoriser l'extinction du MOT, qui lui est à résonance, donc à l'origine de collisions inélastiques qui réchauffent le gaz.

Suit une phase de repompage que nous allons expliquer dans la suite, et enfin le refroidissement final par évaporation, qui consiste à abaisser doucement l'intensité du FORT jusqu'à 500 mW. De cette manière, les atomes ayant suffisamment d'énergie sortent du piège, ce qui a pour conséquence de refroidir le gaz. C'est l'étape la plus longue de tout le processus (environ 10 secondes), à l'issue de laquelle on observe un BEC constitué de typiquement 10000 atomes à 100 nK.

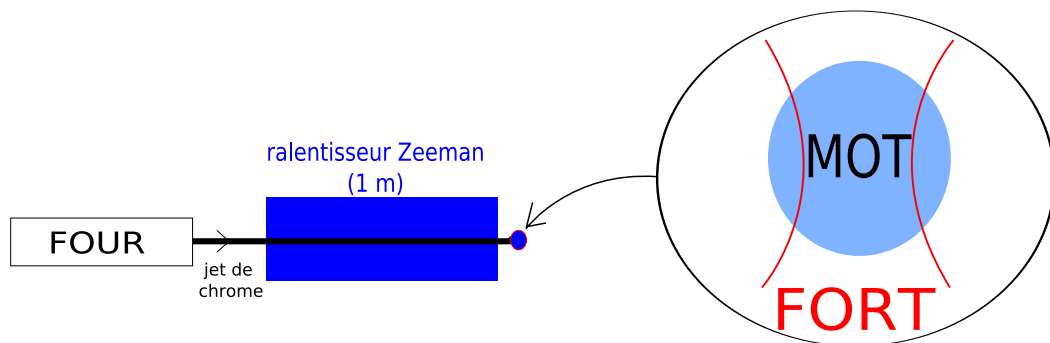


FIG. 2.1 – Schéma de principe du piègeage et du refroidissement des atomes

## 2.2 Qu'observe-t-on en réalité ?

La question se pose puisqu'on ne peut pas compter les atomes un par un, la résolution de l'imagerie étant insuffisante, ni mettre un thermomètre dans le gaz. On ne regarde pas directement les atomes dans le piège, mais on éteint d'abord ce dernier, puis on observe le gaz après un temps de vol de quelques ms à quelques 10 ms (assez court pour que la gravité ne dévie pas les trajectoires). Cette technique permet d'avoir des informations sur la distribution des vitesses des atomes dans le piège. Pour cela, on envoie une impulsion laser résonnant avec les atomes, pour que ceux-ci absorbent la lumière, puis

une caméra CCD récolte les photons qui n'ont pas été absorbés. On prend ainsi une photographie de l'ombre du condensat (fig 2.2 gauche).

Ensuite on analyse l'image en intégrant le signal reçu autour d'une section unidimensionnelle de la photographie (ligne rouge sur la fig 2.2 gauche) pour tracer et ajuster le complémentaire du profil de densité (fig 2.2 droite). Des critères théoriques sur la forme de ce profil permettent de déterminer si le gaz est en phase thermique (profil gaussien) ou condensée (profil quasi-parabolique). L'aire sous la courbe donne le nombre d'atomes ayant absorbé la lumière, et sa largeur donne la température.

Ceci constitue la base de l'analyse des données expérimentales. On peut ensuite étudier divers effets physiques en appliquant des champs magnétiques ou un réseau optique (réalisé par un faisceau vert créant un réseau de pas à peu près égal à 530 nm).

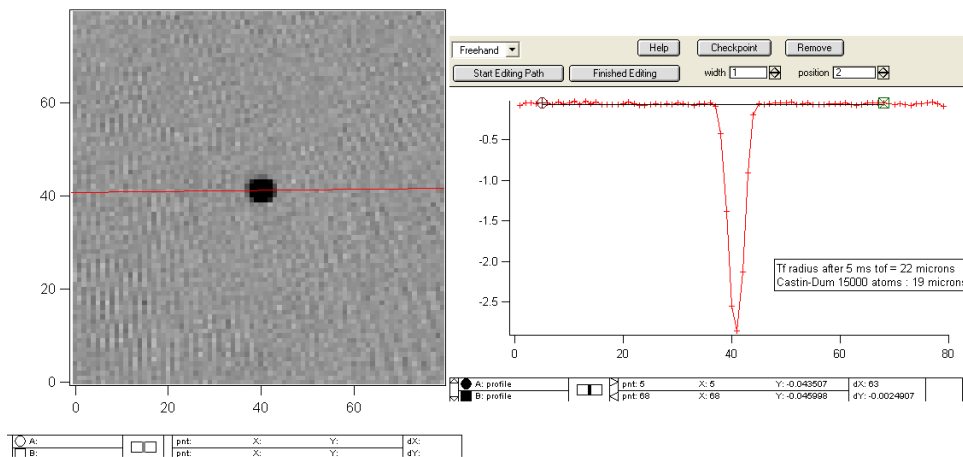


FIG. 2.2 – Ombre du gaz après un temps de vol (gauche) et profil de densité (droite)



## 2.3 Intérêt des faisceaux repompeurs

Revenons sur l'étape de repompage que nous avons mise de côté. Pour réaliser le BEC, il faut avoir le plus d'atomes possible dans l'état fondamental  ${}^7S_3$ . D'après la loi de Boltzmann, ils y sont à la sortie du four, mais pendant le refroidissement on les excite vers l'état  ${}^7P_4$ . Sur le schéma des niveaux électroniques du chrome 52 (fig 2.3), on voit que pendant le refroidissement, les atomes peuvent se désexciter vers des états intermédiaires,  ${}^5D_4$  et  ${}^5D_3$ . En réalité, la plupart des atomes excités dans l'état  ${}^7P_4$  retombent en 5 ns dans le fondamental, mais 1 sur 10000 environ se désexcite vers un état intermédiaire, et si on n'ajoute rien au dispositif, on ne peut pas condenser le chrome.

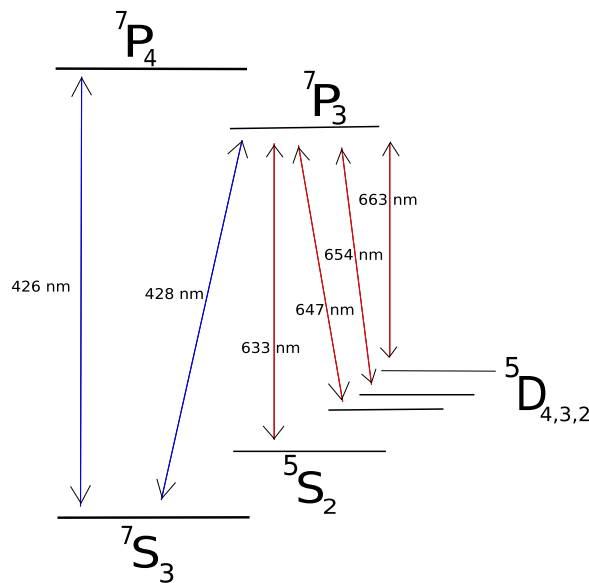


FIG. 2.3 – Schéma simplifié des niveaux d'énergie du chrome 52

Ces états intermédiaires sont métastables. Les atomes métastables sont piégés magnétiquement et s'accumulent pendant la phase de MOT. Puis lorsqu'ils se retrouvent piégés dans le FORT, on arrête l'excitation à 425 nm et on repompe les atomes accumulés dans les états métastables avec des lasers rouge, vers l'état  ${}^7P_3$ . En quelques millisecondes, tous les atomes retombent dans le fondamental  ${}^7S_3$ .

Si on se contente d'utiliser les états métastables  ${}^5D_4$  et  ${}^5D_3$ , il n'y a finalement pas assez d'atomes dans le gaz pour réaliser le BEC. On utilise alors un autre laser, à 427 nm, pour forcer les atomes à s'accumuler aussi dans le niveau  ${}^5S_2$  pendant la phase de MOT. Trois lasers repompeurs sont

déjà présents, respectivement à 663 nm, 654 nm et 633 nm. D'après les règles de sélection des transitions électroniques, le niveau  $^5D_2$  peut être rempli à partir du niveau  $^7P_3$ . Le travail qui m'a été proposé pendant mon stage était l'installation, en collaboration avec les membres de l'équipe, d'un quatrième faisceau repompeur, à 647 nm, dont le but est de repomper les atomes du niveau métastable  $^5D_2$ .

Pour réussir le repompage, il faut apporter suffisamment d'énergie lumineuse dans la bande d'absorption de l'atome pour la transition considérée. La largeur de la résonance est d'environ 5 MHz. La diode laser TOPTICA utilisée ici a une puissance maximale de 50 mW, et est montée en cavité étendue. Il s'agit d'une configuration de Littrow : un réseau étend la longueur de cavité comme sur la figure 2.4. Il est posé sur une cale piézo-électrique pour pouvoir régler sa position angulaire. L'ordre 1 en réflexion reste dans la cavité, et l'ordre 0 constitue le faisceau de sortie. Cet élément sélectif confère à la diode un comportement monomode et la rend accordable sur quelques GHz. La puissance spectrale de la diode est suffisante pour repomper les atomes, mais sa longueur d'onde d'émission fluctue rapidement sur des plages grandes devant 5 MHz, ce qui la rend inefficace. Il faut donc stabiliser sa fréquence d'émission sur la transition.

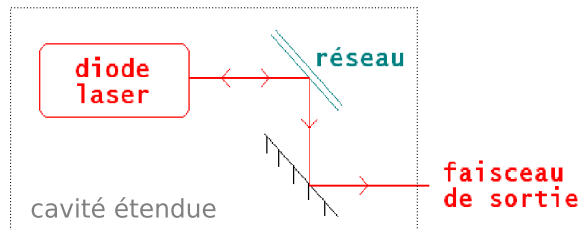


FIG. 2.4 – Schéma de la cavité étendue, de type Littrow

Le travail effectué pendant ce stage se décompose ainsi en deux parties : d'abord le montage des éléments d'optique nécessaires pour d'une part éclairer les atomes, et d'autre part récupérer des signaux permettant de contrôler et stabiliser la fréquence du laser ; ensuite, la mise en place de l'asservissement pour stabiliser la diode.

# Chapitre 3

## Mise en place du faisceau repompeur

### 3.1 Montage optique

On ne peut pas envoyer directement le laser à 647 nm sur les atomes car il n'est pas assez stable en fréquence. Il faut d'abord prélever une partie du faisceau pour observer et contrôler la fréquence du laser. La table optique sur laquelle est installée la diode est séparée de la table principale où est formé le BEC. Une fibre optique relie les deux tables. Le but du montage optique est donc d'une part d'injecter cette fibre optique, et d'autre part de corriger la fréquence du laser. Pour cela, le faisceau est séparé en deux : la majorité de la puissance est injectée dans la fibre après passage dans un modulateur acousto-optique (AOM), et le reste est envoyé vers une cavité Fabry-Pérot ultra-stable (FP) (voir fig 3.1). A la sortie du laser, un anamorphoseur rend la section du faisceau plus circulaire, puis un isolateur optique évite les retours du faisceau dans la diode, ce qui la déstabiliserait. La lame demi-onde et le cube séparateur qui suivent permettent de choisir la puissance qu'on veut envoyer vers la partie AOM et vers la cavité Fabry-Pérot.

La partie du faisceau qui est réfléchiée par le cube passe dans l'AOM et est diffractée par une onde acoustique radiofréquence  $\Omega$  réglable entre 200 et 500 MHz. On aligne une lame quart-d'onde et un miroir sur l'ordre 1 en sortie de l'AOM comme indiqué sur la figure 3.2. De cette manière, le faisceau repasse dans la quart-d'onde et dans l'AOM, et se réaligne sur lui-même vers le cube séparateur de polarisation. Cette fois il est transmis, car comme il est passé deux fois à travers une lame quart-d'onde, sa polarisation rectiligne a tourné de  $90^\circ$ . Ainsi, comme on le voit sur la figure 3.1, c'est cette partie de

la puissance qui va vers la fibre optique. La fréquence de l'onde qui éclaire les atomes est  $\omega_{laser} + 2\Omega$ . On peut régler  $\Omega$  entre 200 et 500 MHz, et cette RF fluctue sur moins de 1 kHz, ce qui est négligeable à l'échelle de la largeur de la transition atomique (5 MHz). Grâce à ce système, on n'est pas obligé de stabiliser la diode laser exactement sur la transition atomique, on peut être décalé de quelques centaines de MHz. Une fois la diode stabilisée en fréquence, on fait varier  $\Omega$  jusqu'à tomber précisément sur la transition de repompage, qu'on détecte par une augmentation de la fluorescence du piège à l'aide d'un photomultiplicateur.

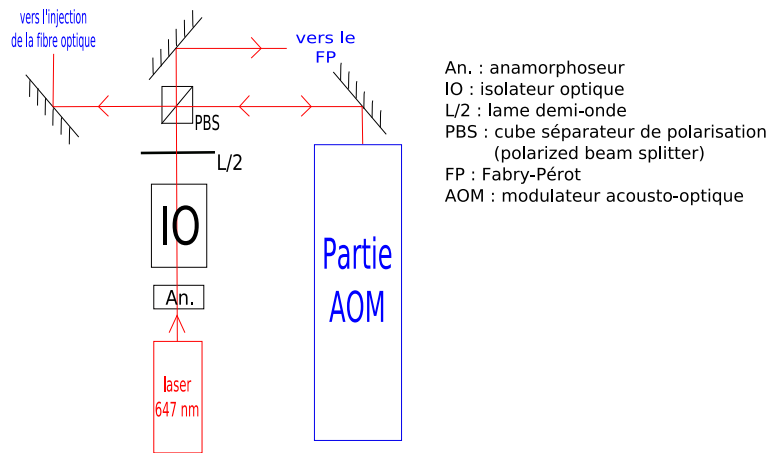


FIG. 3.1 – Schéma optique à la sortie du laser

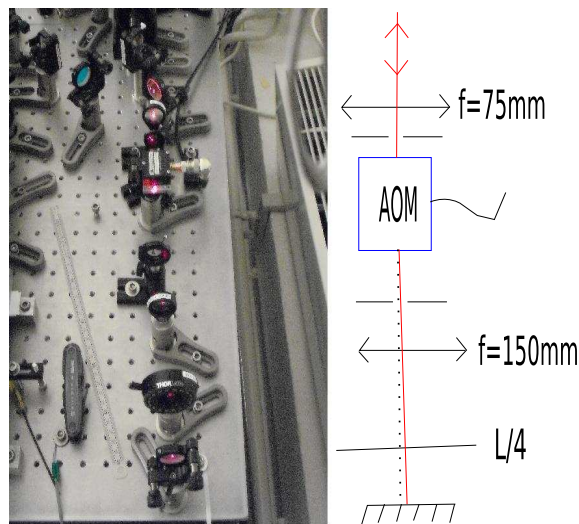


FIG. 3.2 – Montage optique de l'AOM

La partie du faisceau qui est transmise par le cube, en sortie du laser, sert à la stabilisation de la diode. Cette opération nécessite peu d'intensité lumineuse, et on peut envoyer quasiment toute la puissance du laser vers la fibre optique. La stabilisation se fait à l'aide de la cavité Fabry-Pérot ultra-stable et d'un asservissement.

## 3.2 Stabilisation de la diode en fréquence

Afin de stabiliser la fréquence du laser au MHz près, il faut pouvoir la comparer à une fréquence de référence qui ne varie pas à cette échelle. Celle-ci est fabriquée à partir d'un objet offrant lui-même la stabilité requise : une cavité Fabry-Pérot (FP). Cette cavité est placée dans une enceinte pompée par une pompe ionique ( $< 10^{-8}$  mbar), dans un environnement qui la protège des perturbations extérieures (bruits, vibrations, fluctuations de température...). Elle fait  $L = 30$  cm de long et son intervalle spectral libre vaut  $c/4L = 250$  MHz. En général il vaut  $c/2L$ , mais comme la cavité est confocale, il faut compter les modes où la lumière effectue deux allers-retours "en papillon" avant de sortir, ce qui fait deux fois plus de modes. On peut voir les pics en transmission du FP sur la figure 3.3. Pour obtenir ce signal, on balaye la fréquence de la diode en faisant varier la longueur de la cavité laser grâce au piézo-électrique (commandé périodiquement à quelques Hertz). La largeur à mi-hauteur de chaque pic est de l'ordre de 3 MHz. On voit sur la courbe d'oscilloscope de la figure 3.3 que les deux derniers pics (à droite) sont plus rapprochés que les autres : ils sont l'image de la même fréquence, mais l'un correspond à un aller, et l'autre à un retour du balayage.

On observe à l'aide d'un laser à hélium-néon ultra-stable que la position des pics de transmission de la cavité ne varie que de quelques MHz sur un intervalle de temps de plusieurs jours, on peut donc considérer la cavité FP suffisamment stable pendant la durée d'une journée d'expériences de condensation du chrome. Pour stabiliser la diode, on fait coïncider la fréquence d'émission du laser avec un pic du FP, le plus proche possible de la transition atomique, la différence étant compensée au moyen du dispositif AOM, qui peut corriger quelques centaines de MHz comme on l'a vu plus haut. Chaque pic a lui-même une largeur de quelques MHz, il faut donc réaliser un asservissement qui oblige  $\omega_{laser}$  à coïncider très précisément avec le maximum d'un pic de FP.

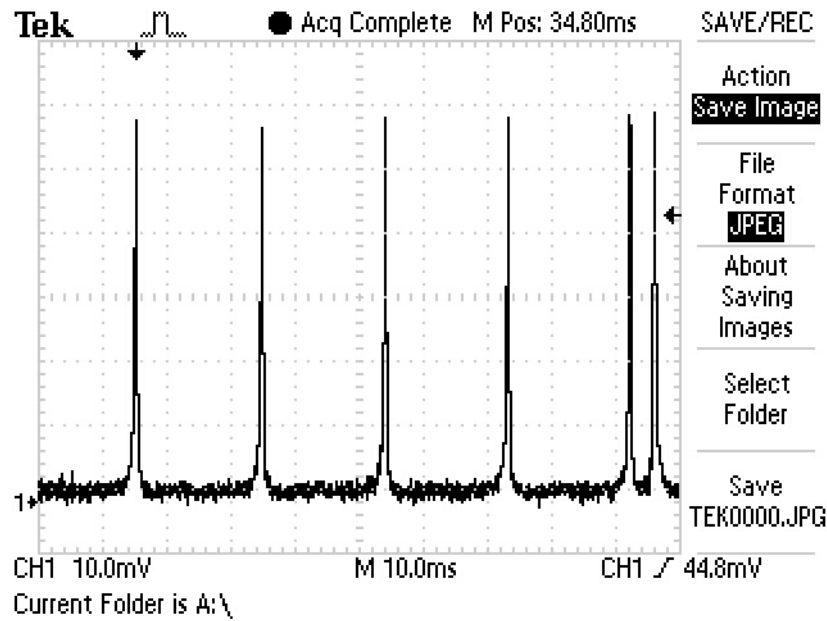


FIG. 3.3 – Pics en transmission du FP

La quantité physique la plus stable et que l'on contrôle avec le plus de précision, de rapidité et de facilité est un courant qui à la fois alimente la diode et commande la cale piézo-électrique. Sa valeur typique est d'environ 100 mA. Lorsqu'on fait varier ce courant, la fréquence  $\omega_{laser}$  varie en conséquence de deux raisons combinées : d'une part parce que le courant d'alimentation de la diode varie, et d'autre part parce que l'angle d'inclinaison du réseau définissant la cavité étendue varie. C'est donc une rétroaction sur le courant d'alimentation de la diode et sur la tension de commande du piézo-électrique qu'on réalise. Deux signaux correcteurs agissent dessus en permanence, l'un provenant d'un correcteur électronique qu'on appelle "SLOW", et l'autre "FAST" (voir fig 3.4). Le SLOW a pour but de corriger les dérives lentes de la fréquence du laser (température de la diode, dilata-tions mécaniques...  $< 10$  Hz) et est envoyé vers le courant d'alimentation de la diode et la tension de commande du piézo, tandis que le FAST corrige ses variations rapides (vibrations, courants d'air...  $> 10$  Hz) via le courant d'alimentation de la diode seulement.

Mais avant de traiter électroniquement le signal, il faut le générer. Le signal fourni par la photodiode en transmission du FP ne permet pas de verrouiller la fréquence du laser. En effet, si  $\omega_{laser}$  ne coïncide pas avec le maximum d'un pic, on détecte une diminution du signal mais on ne peut pas

distinguer si on est à gauche ou à droite de  $\omega_{laser}$ . On a donc besoin d'un signal qui ressemblerait plutôt à la dérivée d'un pic de FP. On l'obtient grâce à la méthode Pound Drever Hall (PDH)[3]. On commence par moduler l'intensité du courant d'alimentation du laser par une radiofréquence  $\Omega_{RF}$  qu'on n'a pas besoin de connaître précisément (ici on choisit 13 MHz), mais qui doit rester stable, et être supérieure à la fréquence maximale des fluctuations à corriger. Ceci a pour effet de moduler en phase le champ électrique  $E(t)$  du laser, i.e.  $E(t)$  est de la forme :

$$E(t) = E_0 e^{i(\omega_{laser}t + \beta \cos(\Omega_{RF}t))}$$

Un tel signal se décompose en une somme discrète d'harmoniques de fréquences  $\omega_{laser} + n\Omega_{RF}$ , avec  $n$  entier relatif. Pour une faible modulation ( $\beta \ll 1$ ), seuls les ordres 0, +1 et -1 sont significatifs, et on peut écrire le champ de cette manière :

$$E(t) = A_0 e^{i\omega_{laser}t} + iA_1 (e^{i(\omega_{laser} + \Omega_{RF})t} - e^{i(\omega_{laser} - \Omega_{RF})t})$$

avec  $A_0$  et  $A_1$  réels, et  $A_1 \ll A_0$

Ce signal lumineux modulé est envoyé sur la cavité FP. Si  $\omega_{laser}$  coïncide avec le maximum d'un pic de transmission, en  $\omega_{FP}$ , alors l'ordre 0 est transmis par la cavité et les ordres  $\pm 1$  sont réfléchis. Si  $\omega_{laser}$  est un peu à coté de  $\omega_{FP}$ , le signal réfléchi est différent.

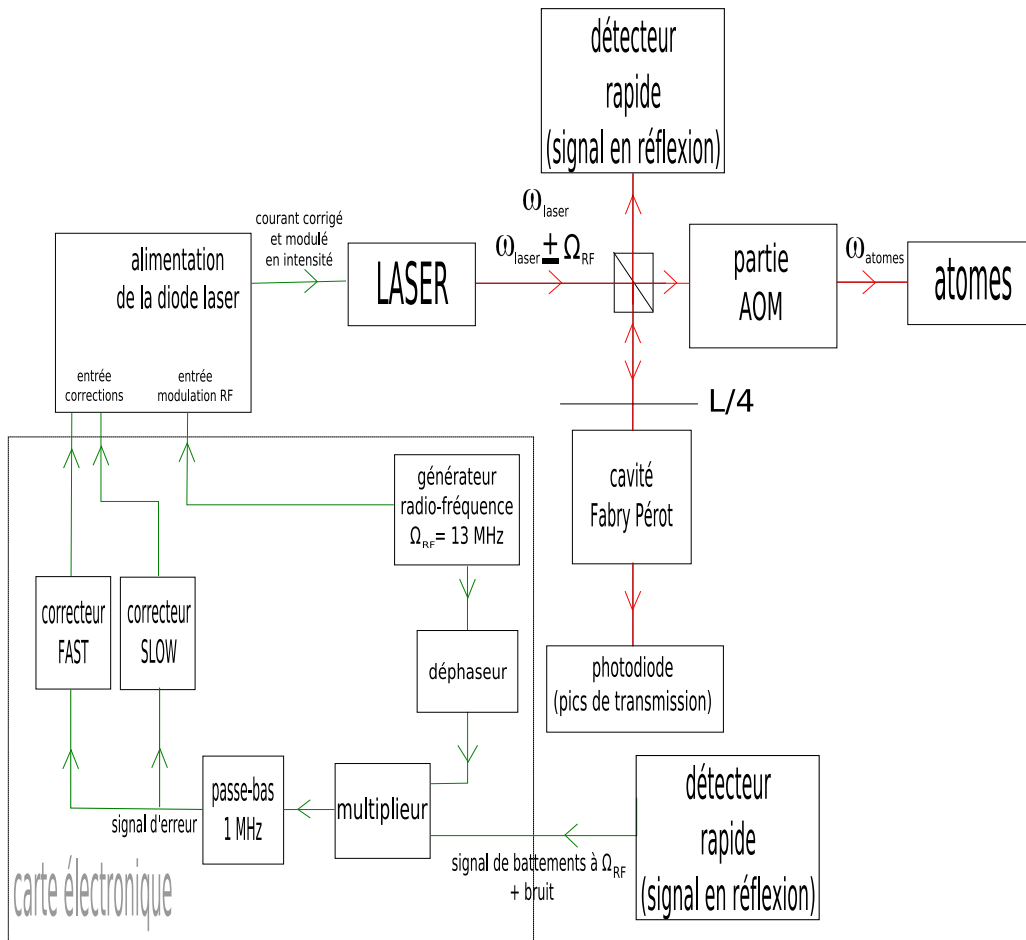


FIG. 3.4 – Schéma d'asservissement de la diode

On récupère le signal réfléchi de la même manière que pour la partie AOM, en associant un cube à une lame quart-d'onde (voir fig 3.4). Une photodiode rapide (à ne pas confondre avec la photodiode située à la sortie de la cavité FP en transmission) détecte l'intensité de ce faisceau, qui est constitué d'une composante continue, d'une à la pulsation  $\Omega_{RF}$  et d'une autre à la pulsation  $2\Omega_{RF}$ . Elle est suffisamment rapide pour voir le signal à la pulsation  $\Omega_{RF}$ , et elle génère un signal électrique à cette même pulsation. Le courant qu'elle délivre est multiplié par un signal de pulsation  $\Omega_{RF}$ , encore le même que pour la modulation, puis filtré par un passe-bas (voir fig 3.4), ce qui réalise une détection synchrone. Ainsi on obtient un courant continu correspondant à la composante à  $\Omega_{RF}$ . On peut le visualiser en balayant la longueur de cavité avec le piézo-électrique, comme pour voir le pic de FP en transmission. Sur la figure 3.5, on voit des petites bandes latérales RF autour du pic



central (en haut), correspondant à la transmission des ordres  $\pm 1$  lorsque  $\omega_{laser} = \omega_{FP} \pm \Omega_{RF}$ . En bas, on voit le signal réfléchi par la cavité après détection synchrone, ou signal PDH. Il est proportionnel à la partie imaginaire de  $F(\omega_{laser})F^*(\omega_{laser} + \Omega_{RF}) - F^*(\omega_{laser})F(\omega_{laser} - \Omega_{RF})$ , où  $F$  est la fonction de transfert en réflexion du FP.

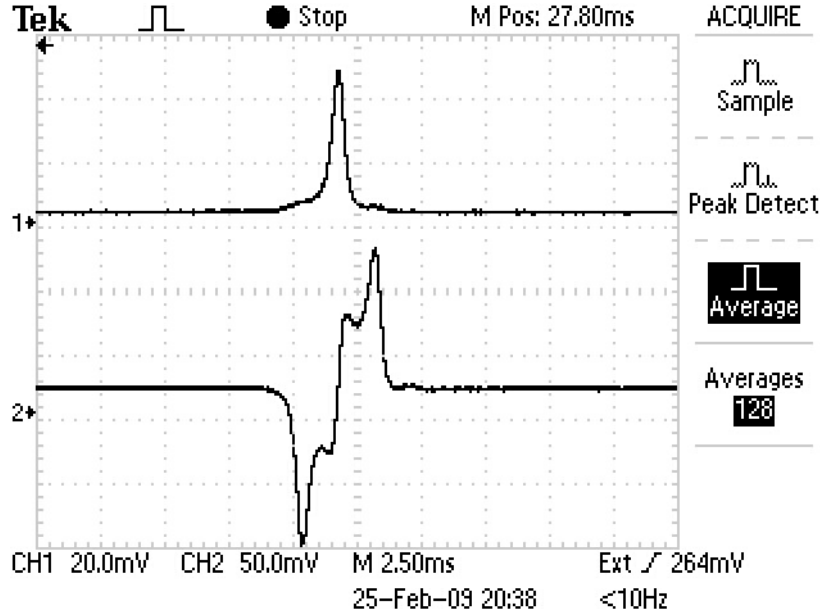


FIG. 3.5 – Pic en transmission du FP (en haut), on peut voir les bandes RF latérales, à 13 MHz du pic central; signal Pound Drever Hall (en bas), en réflexion du FP.

Un déphaseur est situé en sortie du générateur RF (fig 3.4), donc on pourrait tout aussi bien visualiser la partie réelle de ce signal. Le choix de phase le plus intéressant est celui de la figure 3.5 car le signal PDH est un bon signal d'erreur. En effet, si  $\omega_{laser}$  est exactement centré sur  $\omega_{FP}$ , le signal est nul. Si  $\omega_{laser}$  est un peu à côté de  $\omega_{FP}$ , il devient non nul, d'autant plus que la pente du signal PDH est grande, et son signe dépend de celui de  $\omega_{laser} - \omega_{FP}$ . Ainsi, on sait dans quel sens modifier la fréquence de la diode. Le rôle des correcteurs (voir fig 3.4) est de fabriquer les courants qui stabilisent  $\omega_{laser}$  à  $\omega_{FP}$ . Comme dans tout asservissement, il faut faire un compromis entre la rapidité et la stabilité de la réponse. La correction doit être assez rapide pour suivre les fluctuations de  $\omega_{laser}$ , et assez stable pour que  $|\omega_{laser} - \omega_{FP}| < 5$  MHz. Ceci nécessite qu'on optimise les composants (en pratique des résistances et

condensateurs) sur les montages FAST et SLOW de la carte électronique. Le FAST est un proportionnel qui corrige les fluctuations à plus de 10 Hz, et le SLOW est un proportionnel-intégrateur qui corrige celles en-dessous de 10 Hz. Après avoir bien choisi ces composants, on peut verrouiller la diode laser en fréquence.

On procède de la manière suivante. Au départ, on dispose d'une diode laser en cavité étendue monofréquence dont la fréquence fluctue. Elle est néanmoins suffisamment stable pour qu'on puisse observer les pics de FP en transmission (fig 3.3) en balayant la longueur de la cavité étendue du laser. En diminuant progressivement l'amplitude du balayage, on n'observe plus qu'un seul pic, comme en haut de la figure 3.5, et on continue jusqu'à arrêter le balayage. A ce stade, on a un signal constant dont le niveau nous indique où on se situe sur le pic. En modifiant l'offset du signal envoyé au piézo-électrique, on se place "à la main" au niveau du maximum du pic. Comme  $\omega_{laser}$  n'est pas encore stabilisée, on voit fluctuer le signal. C'est le moment d'activer l'asservissement, et on observe que le signal ne fluctue plus et reste au niveau du maximum du pic. Ainsi la diode est stabilisée sur la fréquence  $\omega_{FP}$  à mieux qu'un MHz, ce qui était l'objectif.

# Chapitre 4

## Conclusion

### 4.1 Influence sur le condensat

Depuis la fin de mon stage, l'équipe a pu détecter la résonance atomique à 647 nm, et la quantification de l'amélioration apportée est en cours (nombre d'atomes piégés, diminution des processus de pertes liés à des collisions inélastiques dans le gaz de chrome...). Sur la courbe d'oscilloscope de la figure 4.1 que Benjamin a obtenue, le signal du haut correspond à la fluorescence du MOT à 647 nm, détectée par un photomultiplicateur. On observe une variation de ce signal autour d'une certaine fréquence, que l'on sait être celle correspondant à la transition entre les niveaux d'énergie  $^5D_2$  et  $^7P_3$  du chrome. Ceci met en évidence la présence d'atomes dans le niveau métastable  $^5D_2$  dans le MOT.

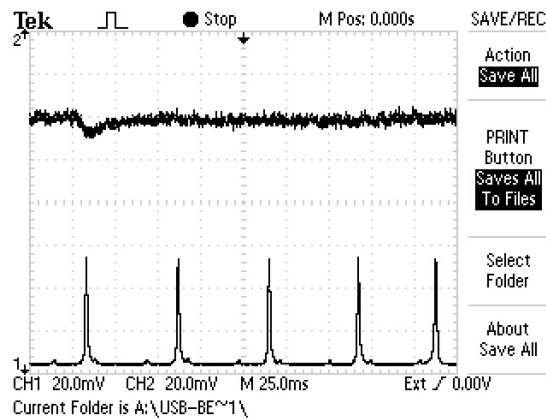


FIG. 4.1 – Signal de fluorescence du MOT, obtenu à l'aide d'un photomultiplicateur (en haut) ; pics de FP en transmission (en bas)

L'effet sur le condensat semble faible, ce qui est une information importante pour l'analyse des processus limitant le chargement du piège dipolaire (collisions inélastiques entre les états métastables), qui sont à ce jour relativement méconnus.

## 4.2 Bilan personnel

Ce stage m'a donné l'opportunité d'observer des condensats de Bose-Einstein, ce qui était ma première motivation, n'en ayant jamais vus auparavant. J'ai également découvert différentes expériences que l'on peut mener sur les BEC. Au cours du travail que j'ai effectué, j'ai pu mettre en pratique mes connaissances sur les asservissements et en électronique, et j'ai découvert des savoir-faire expérimentaux en optique. Enfin, j'ai constaté la puissance de techniques optiques combinées à des traitements électroniques, qui permettent de réaliser des dispositifs de grande précision, et d'accéder à des phénomènes naturels extrêmement fins, mettant notamment en évidence des comportements quantiques de la matière.

## 4.3 Remerciements

Je remercie Olivier pour m'avoir accueilli dans son équipe, ainsi que tous ses membres qui m'ont toujours consacré du temps lorsque j'avais des questions. Je remercie en particulier Etienne et Laurent avec qui je travaillais souvent. Outre son caractère formateur, ce stage m'a fait découvrir comment les décisions du gouvernement sont vécues dans un laboratoire, et comment elles sont contestées, au laboratoire et sur le terrain.

# Bibliographie

- [1] *All-Optical Production of Chromium Bose-Einstein Condensate*  
Q. Beaufils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Marechal,  
L. Vernac, J. -C. Keller and O. Gorceix  
ArXiv (December 07) ; Phys. Rev. A 77 , 061601 (R) (2008)
- [2] *www-lpl.univ-paris13.fr :8082*
- [3] *Eric Black, Notes on the Pound-Drever-Hall technique*  
*<http://www.ligo.caltech.edu/docs/T/T980045-00.pdf>*