

---

# Pièges optiques pour des condensats de chrome

---

## RAPPORT DE STAGE

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

Stage 2012-2013  
Ariane Carrance  
L3 Physique

**Résumé :** *J'ai effectué mon stage dans l'équipe Gaz Quantiques Dipolaires du Laboratoire de Physique des Lasers, qui étudie principalement les propriétés des condensats de Bose-Einstein du chrome 52. J'ai participé à la conception et à la mise en place de pièges dipolaires fortement anisotropes. Ces pièges seront par la suite utilisés par l'équipe pour étudier des propriétés magnétiques encore inexplorées des condensats de Bose-Einstein de chrome.*

**Mots-clés :** condensation de Bose-Einstein, atomes froids, lasers, piégeage optique

Stage encadré par :

**Étienne Maréchal**

etienne.marechal@univ-paris13.fr

Laboratoire de Physique des Lasers

*Université Paris 13 - Institut Galilée*

*99, avenue Jean-Baptiste Clément*

*93 430 VILLETANEUSE FRANCE*



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Cadre du stage</b>	<b>2</b>
2.1	Condensation de Bose-Einstein . . . . .	2
2.2	Principe d'un piège optique dipolaire . . . . .	2
2.3	Particularités du chrome . . . . .	3
2.4	Dispositif de piégeage déjà mis en place par l'équipe . . . . .	3
<b>3</b>	<b>Projet du stage</b>	<b>5</b>
3.1	Mise en place d'un premier piège fortement anisotrope . . . . .	5
3.1.1	Point de départ : observer des domaines de spin . . . . .	5
3.1.2	Mise en place . . . . .	5
3.2	Élaboration d'un double piège "2D" . . . . .	7
3.2.1	Nouvelle motivation : interactions dipôle-dipôle à grande distance . . . . .	7
3.2.2	Principe du piège . . . . .	7
3.2.3	Modélisation préliminaire . . . . .	8
3.2.4	Première série d'études . . . . .	9
3.2.5	Deuxième série d'études . . . . .	11
3.2.6	Montage final . . . . .	12
<b>4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>15</b>
<b>A</b>	<b>Influence de la température sur le déphasage</b>	<b>16</b>
<b>B</b>	<b>Mesure du déphasage</b>	<b>16</b>
<b>C</b>	<b>Choix de télescopes</b>	<b>17</b>
<b>D</b>	<b>Circuit d'asservissement</b>	<b>17</b>

## 1 Introduction

Au cours de mon stage, j'ai travaillé sur des pièges optiques dipolaires pour des condensats de Bose-Einstein de  $^{52}\text{Cr}$ . La première partie de ce rapport concerne le cadre de mon stage : je donne le principe de la condensation de Bose-Einstein et du piégeage optique dipolaire, puis je décris les particularités du  $^{52}\text{Cr}$ , et le dispositif déjà mis en place par l'équipe pour former des condensats de chrome.

La deuxième partie retrace les deux grands axes de travail de mon stage. J'ai tout d'abord participé à la mise en place d'un piège quasi-2D déjà conçu par l'équipe avant mon arrivée. Maintenant que ce piège fonctionne, il permettra à l'équipe d'observer des domaines de spin dans des condensats de chrome. Ensuite, j'ai conçu et fait les études préliminaires d'un double piège optique 2D. Une fois ce piège mis en place, l'équipe pourra l'utiliser pour étudier des interactions dipôle-dipôle entre deux condensats de chrome.

## 2 Cadre du stage

### 2.1 Condensation de Bose-Einstein

À très basse température, un ensemble de bosons identiques peut occuper macroscopiquement un seul état quantique, formant une phase appelée condensat de Bose-Einstein (BEC). Ce phénomène est observé expérimentalement pour des gaz d'atomes froids depuis 1995 [1].

Dans le cas usuel d'un condensat dilué, constitué d'un grand nombre d'atomes, et piégé dans un potentiel harmonique  $V$  :

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (1)$$

on obtient pour la densité  $n$  un profil de Thomas-Fermi, en parabole inversée [2] :

$$n(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{1}{g}(\mu - V(\mathbf{r})) & \text{là où cette quantité est positive} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (2)$$

où  $\mu$ , le potentiel chimique du condensat, vaut :

$$\mu = \frac{1}{2} \left( 15\sqrt{m}\hbar^2 N a \omega_x \omega_y \omega_z \right)^{1/5} \quad (3)$$

et où  $g$  est la constante de couplage :

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \quad (4)$$

$a$  étant la longueur de diffusion en onde s du gaz considéré.

Selon chaque direction, on définit le rayon de Thomas-Fermi, distance à laquelle  $n$  s'annule :

$$R_{TF} = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega^2}} \quad (5)$$

Pour créer un tel puits de potentiel, il existe différentes méthodes. Parmi elles, le piégeage optique est celle qui a été utilisée pour les deux pièges sur lesquels j'ai travaillé.

### 2.2 Principe d'un piège optique dipolaire

Considérons la situation simplifiée d'un atome à deux niveaux. Il est caractérisé par la pulsation de sa transition ( $\omega_0$ ) et par le taux d'émission spontanée vers l'état excité ( $\Gamma$ ). En présence d'une lumière laser de profil d'intensité  $I(\mathbf{r})$  et de pulsation  $\omega$  vérifiant  $|\omega - \omega_0| \ll \omega_0$ , l'atome se comporte comme un dipôle électrique. Si de plus on a :  $\Gamma \ll |\omega - \omega_0|$ , les effets d'absorption sont négligeables, et l'atome est soumis au potentiel [3] :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0} \left( \frac{\Gamma}{\omega - \omega_0} \right) I(\mathbf{r}) \quad (6)$$

On peut donc piéger un gaz d'atomes dans des minima ou des maxima de l'intensité lumineuse d'un laser, selon le signe du désaccord  $\Delta = \omega - \omega_0$ . Ce mode de piégeage est intéressant, car il permet de moduler facilement les fréquences de piégeage, en modifiant le profil d'intensité. Cependant, comme la profondeur des puits de potentiel ainsi obtenus est en général très faible (inférieure au mK), il faut refroidir les atomes avec d'autres procédés avant de les charger dans un piège dipolaire. Les méthodes de refroidissement utilisées par l'équipe seront abordées dans la partie 2.4.

### 2.3 Particularités du chrome

L'équipe Gaz Quantiques Dipolaires réalise des condensats de  $^{52}\text{Cr}$ , l'isotope majoritaire du chrome. Un intérêt du  $^{52}\text{Cr}$  est son grand moment magnétique, qui vaut  $6\mu_B$  ( $\mu_B$  étant la magnéton de Bohr). Si les atomes dans le BEC sont polarisés, on observe donc une interaction dipôle-dipôle, anisotrope et à longue portée [4] :

$$V_{dd}(\mathbf{r}) = \left( \frac{36\mu_0 m u_B^2}{4\pi r^3} \right) (1 - 3 \cos^2 \theta) \quad (7)$$

où  $\mu_0$  est la perméabilité du vide, et  $\theta$  est l'angle entre l'axe de polarisation et le vecteur  $\mathbf{r}$  qui relie les deux dipôles. Cette interaction est en compétition avec l'interaction de contact toujours présente, qui est isotrope et à courte portée, et peut se modéliser par le pseudo-potentiel :

$$V_c(\mathbf{r}) = g\delta(\mathbf{r}) \quad (8)$$

L'importance relative de ces deux interactions est donnée par le paramètre sans dimension :

$$\epsilon = \frac{36\mu_0 \mu_B^2}{g} \approx 0.16 \quad (9)$$

Bien que l'interaction dipôle-dipôle soit plus faible que l'interaction de contact, elle joue un rôle non négligeable dans la physique des condensats de chrome.

Comme nous le verrons dans la section 2.4, le piégeage et le refroidissement du  $^{52}\text{Cr}$  mettent en jeu plusieurs de ses niveaux électroniques, indiqués en figure 1.

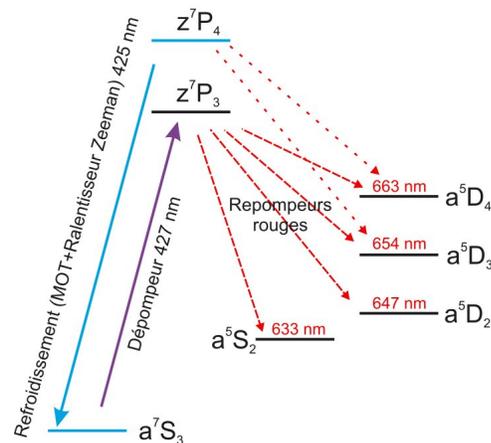


FIGURE 1 – Niveaux électroniques du chrome intervenant dans le refroidissement et le piégeage

### 2.4 Dispositif de piégeage déjà mis en place par l'équipe

Le dispositif de piégeage déjà mis en place par l'équipe s'articule en six grandes parties.

Tout d'abord, les atomes de chrome sortent d'un four à une température d'environ  $1400\text{ }^\circ\text{C}$ , avec une vitesse pouvant dépasser  $1\text{ km/s}$ .

Ils passent ensuite par un ralentisseur Zeeman, qui permet de ralentir les atomes dont la vitesse en sortie du four est inférieure à  $550\text{ m/s}$ .

Cette fraction des atomes est alors assez lente pour être piégée dans un piège magnéto-optique (MOT), dans lequel se forme un nuage de chrome froid ( $120\text{ }\mu\text{ K}$ ).

Ensuite, les atomes du MOT sont accumulés, via l'état  $^7\text{P}_3$ , dans les états métastables  $^5\text{D}$  et  $^5\text{S}_2$ , qui ne sont pas affectés par le MOT, et les atomes sont alors facilement chargés dans un piège optique en forme de cigare, créé par un faisceau laser infrarouge ( $\lambda = 1075\text{ nm}$ ).

Les atomes sont alors repompés vers l'état fondamental  ${}^7S_3$ , puis polarisés dans le sous-état Zeeman  $m_J = 3$ , pour plus de stabilité.

Ensuite, on superpose au faisceau infrarouge un deuxième faisceau de même fréquence, orthogonal au premier, pour augmenter la densité dans le nuage. On procède alors au refroidissement évaporatif : on baisse la puissance du laser infrarouge pour évacuer les atomes de plus haute énergie cinétique, ce qui abaisse l'énergie moyenne jusqu'à passer en-dessous de la température de dégénérescence. On recomprime enfin le condensat ainsi obtenu en augmentant légèrement la puissance du laser infrarouge. Le condensat final, quasiment sphérique, a un rayon de Thomas-Fermi d'environ  $3\mu\text{m}$ .

### 3 Projet du stage

#### 3.1 Mise en place d'un premier piège fortement anisotrope

##### 3.1.1 Point de départ : observer des domaines de spin

Selon certaines conditions, on prévoit qu'un BEC de  $^{52}\text{Cr}$  doit présenter des domaines de spin, c'est-à-dire que la distribution des composantes de spin n'est pas la même partout dans le condensat (par exemple : [5]). Pour observer ces domaines de spin, on peut utiliser le fait que la lumière polarisée interagit différemment avec les atomes selon leur état de spin. Cependant, cette méthode d'imagerie ne peut pas être appliquée à un condensat 3D tel que celui formé dans le piège infrarouge, car la lumière de l'imagerie traverserait plusieurs domaines de spin (cf figure 2). L'équipe a donc décidé de faire un piège très confinant selon une des directions, qui serait la direction de l'imagerie.

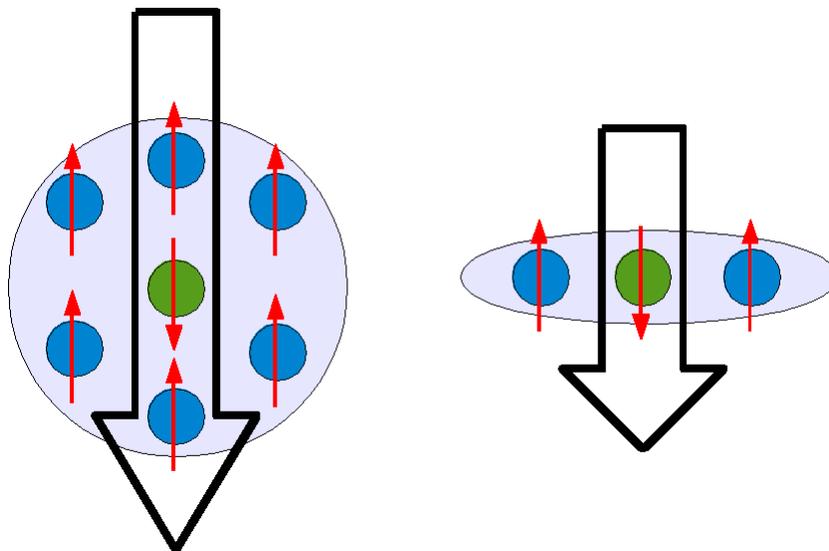


FIGURE 2 – Pour un BEC 3D, les domaines de spin ne peuvent pas être correctement imagés ; pour un BEC où il n'y a pas de domaines de spin selon une direction, l'imagerie est possible.

##### 3.1.2 Mise en place

Avant le début de mon stage, l'équipe avait déjà conçu le piège optique "quasi-2D" nécessaire à l'observation des domaines de spin. Ce piège est créé par un faisceau laser de longueur d'onde 532 nm. Le waist de ce faisceau est modifié selon une direction à l'aide d'un télescope cylindrique, ce qui donne comme profil d'intensité :

$$I(x, y, z) = I_0 \left[ \frac{\exp\left(-2\left(\frac{x^2}{w_x(z)^2} + \frac{y^2}{w_y(z)^2}\right)\right)}{\pi w_x(z) w_y(z)} \right] \quad (10)$$

où  $z$  est la coordonnée radiale, et, selon les directions  $x$  et  $y$  :

$$w_{x,y}(z) = w_{x,y}(0) \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_{R,x,y}^2}}, \quad z_{R,x,y} = \frac{\pi w_{x,y}^2(0)}{\lambda} \quad (11)$$

J'ai participé au réglage de ce télescope. Nous avons obtenu comme dimensions du faisceau :

$$\begin{aligned} w_x(0) &= 40\mu m \\ w_y(0) &= 11\mu m \end{aligned} \tag{12}$$

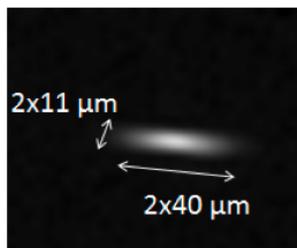


FIGURE 3 – Image du faisceau au point de focalisation, après réglages

À la longueur d'onde utilisée, le chrome ne peut pas être considéré comme un atome à deux niveaux, mais le potentiel dipolaire créé par le laser est toujours proportionnel à son intensité :

$$U(\mathbf{r}) = -\alpha_{532} I(\mathbf{r}) \tag{13}$$

avec  $\alpha_{532} = 4,97.10^{-40} J.m^2W^{-1}$

Au voisinage du point de focalisation du faisceau, le potentiel peut s'écrire sous la forme harmonique :

$$\begin{aligned} U(x, 0, 0) &= -\alpha_{532} I_0 \left(1 - \frac{2x^2}{w_x(0)^2}\right) \\ U(0, y, 0) &= -\alpha_{532} I_0 \left(1 - \frac{2y^2}{w_y(0)^2}\right) \\ U(0, 0, z) &= -\alpha_{532} I_0 \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{z_{Rx}^2} + \frac{1}{z_{Ry}^2}\right)\right) \end{aligned} \tag{14}$$

On prévoit alors comme fréquences de piégeage :

$$\begin{aligned} f_x &= 750\text{Hz} \\ f_y &= 3\text{kHz} \\ f_z &= 25\text{Hz} \end{aligned} \tag{15}$$

L'équipe a ensuite chargé ce piège à partir du piège infrarouge croisé. Je n'ai pas participé à cette étape. Les fréquences de piégeage ont été mesurées en effectuant des oscillations paramétriques : on module la profondeur du piège avec une certaine fréquence, et on observe un échauffement du BEC seulement si cette fréquence est égale au double d'une des fréquences de piégeage. L'équipe a obtenu :

$$\begin{aligned} f_x &= 800\text{Hz} \\ f_y &= 2,4\text{kHz} \\ f_z &= 15\text{Hz} \end{aligned} \tag{16}$$

ce qui est cohérent avec les prévisions.

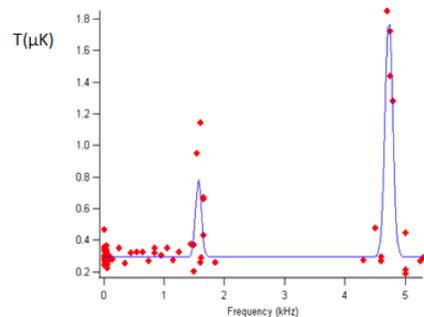


FIGURE 4 – Échauffement dû aux oscillations paramétriques. Les trois pics sont situés aux doubles des fréquences de piégeage.

## 3.2 Élaboration d'un double piège "2D"

### 3.2.1 Nouvelle motivation : interactions dipôle-dipôle à grande distance

Le fort moment magnétique du chrome en fait un bon terrain d'observation pour étudier les interactions dipôle-dipôle. En particulier, un système de deux BEC en forme de disque, comme en figure 5, doit présenter des propriétés intéressantes [6]. Nous avons donc décidé de faire un double piège optique 2D. Ce piège serait superposé au piège infrarouge croisé, pour obtenir les deux BEC à partir du BEC de l'infrarouge. J'ai effectué la plupart du travail sur ce piège avec John Huckans, professeur de Bloomsburg University invité par l'équipe.

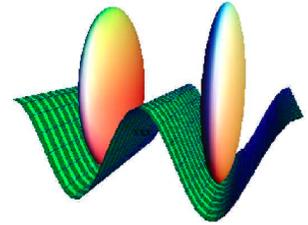


FIGURE 5 – Un système de deux gaz dipolaires intéressant pour les interactions dipôle-dipôle. Image tirée de Matveeva et al. [6]

### 3.2.2 Principe du piège

Pour former ce système de deux BEC, nous avons décidé d'utiliser deux faisceaux lasers de longueur d'onde 532 nm qui se croisent, formant des franges d'interférence dont l'interfrange est proche de la taille du BEC dans le piège infrarouge. Ainsi, dans la direction des franges, les atomes du BEC voient deux puits de potentiel, et dans les deux autres directions, le confinement dû aux lasers verts s'ajoute à celui du piège infrarouge (cf figure 7). Nous avons choisi d'utiliser un prisme à déplacement latéral non polarisant (ref 47-188 de Edmund Optics), permettant d'obtenir deux faisceaux parallèles, qui sont ensuite focalisés pour interférer (cf figure 6).

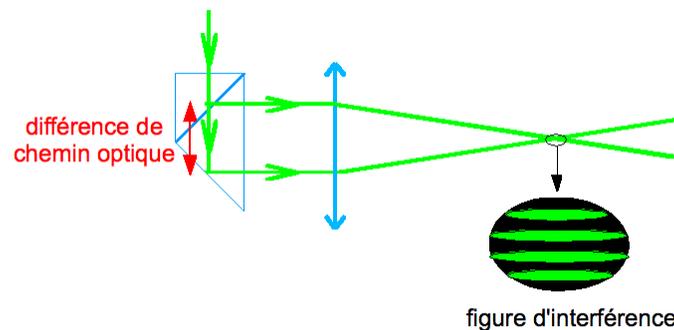


FIGURE 6 – Principe de notre piège : un prisme à déplacement latéral permet d'obtenir des franges d'interférence, après focalisation.

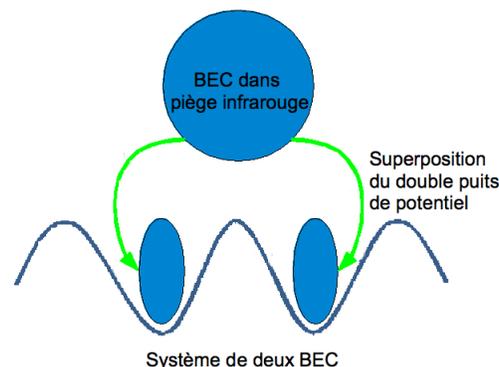


FIGURE 7 – Le nouveau piège sera chargé à partir du piège infrarouge croisé.

### 3.2.3 Modélisation préliminaire

Nous avons fait une modélisation du chargement du piège avec Paolo Pedri, le théoricien de l'équipe. Pour avoir un modèle simple, on se réduit à un problème à une dimension, où on superpose un potentiel sinusoidal à un potentiel harmonique. Le potentiel sinusoidal, qui représente les franges, s'écrit :

$$V_{fr} = V_0 \left( 1 + \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_{fr}}x + \phi\right) \right) \quad (17)$$

où  $\lambda_{fr}$  est l'interfrange, et  $\phi$  est le déphasage entre les deux faisceaux à l'origine. Lors du chargement du double piège, on augmente progressivement la puissance des lasers verts, donc la valeur de  $V_0$ . Le potentiel total final est représenté en figure 8.

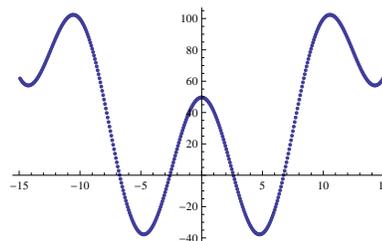


FIGURE 8 – Double puits de potentiel de la modélisation. La position (abscisses) et l'énergie (ordonnées) sont dans des unités arbitraires.

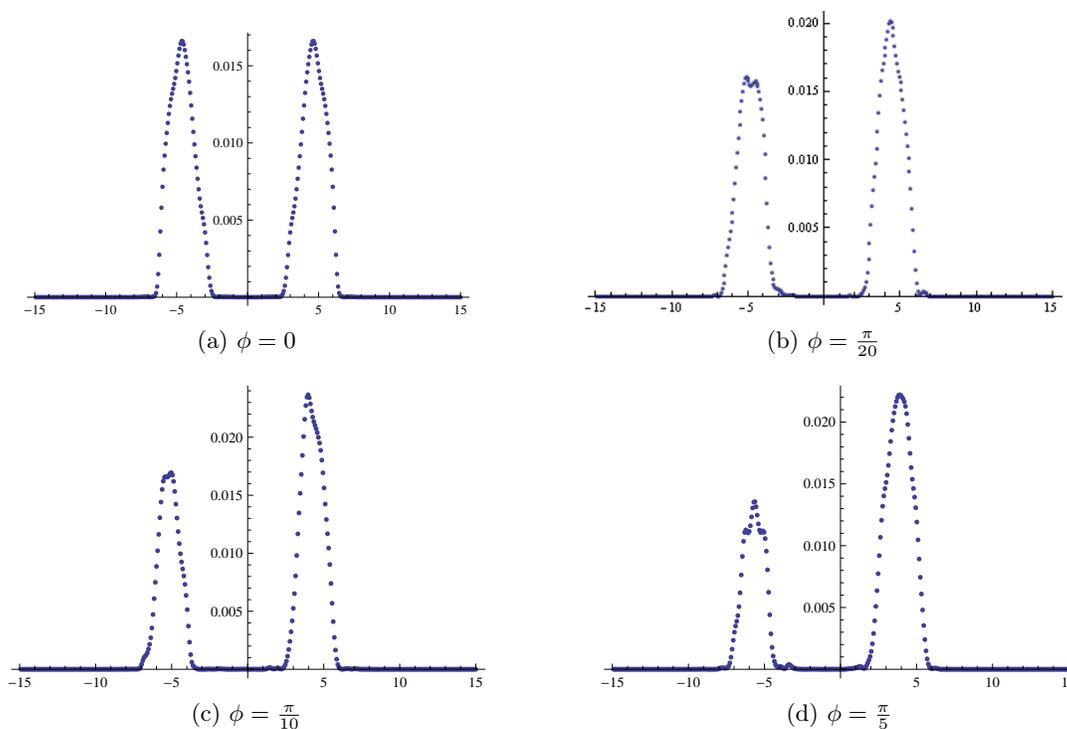


FIGURE 9 – Profil de densité des atomes dans les deux puits en fonction du déphasage  $\phi$ . Les distances (abscisses) et les densités (ordonnées) sont dans des unités arbitraires.

Dans ces conditions parfaitement symétriques, on prévoit d'obtenir après chargement deux BEC identiques, mais si le déphasage  $\phi$  varie un peu, c'est-à-dire que les franges se décalent par rapport au potentiel infrarouge, les populations dans les deux puits peuvent être assez différentes : on obtient une proportion 60% - 40% pour une variation de  $\phi$  de  $\frac{\pi}{5}$ . Les profils de densité pour quelques valeurs de  $\phi$  sont représentés en figure 9. La stabilité du déphasage d'un chargement à l'autre est donc très importante, si on veut reproduire les mêmes conditions initiales à chaque fois au cours d'une série de mesures. Par ailleurs, il est intéressant de pouvoir modifier la proportion entre les populations des deux BEC à l'aide du déphasage. Nous voulions donc contrôler ce déphasage.

Dans notre système, le déphasage est principalement dû au fait que l'un des deux faisceaux a un chemin optique supplémentaire dans le prisme (cf figure 6). Les variations de ce chemin optique sont liées à celle de la température du prisme, car la dimension et l'indice optique du prisme dépendent de sa température.

On prévoit comme variation de  $\phi$  :  $\frac{d\phi}{dT} = 2,14 \text{ rad/K}$  (voir calculs en annexe A), ce que fait passer d'une configuration équilibrée ( $\phi = 0$ ) à une configuration très déséquilibrée ( $\phi > \frac{\pi}{5}$ ) en moins de 1K. Pour contrôler  $\phi$ , nous avons donc besoin d'un asservissement de la température du prisme.

### 3.2.4 Première série d'études

Nous avons tout d'abord voulu évaluer la stabilité du déphasage en l'absence de contrôle thermique, et vérifier que le déphasage dépendait effectivement de la température. Nous avons donc fait un premier montage assez sommaire, où le prisme était simplement chauffé par une résistance de  $5 \Omega$  à travers un petit bloc de cuivre (cf figure 10).

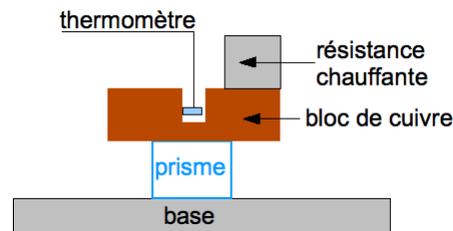


FIGURE 10 – Premier montage

Pour évaluer la stabilité du déphasage "à vide", nous avons observé les franges pendant quelques minutes, à plusieurs reprises. Il ressort de ces séries de mesures qu'outre des fluctuations rapides, le déphasage a tendance à dériver sur quelques minutes (cf figure 11). Pour cette série de mesures comme pour les suivantes, nous avons obtenu la valeur du déphasage avec la méthode décrite en annexe B.

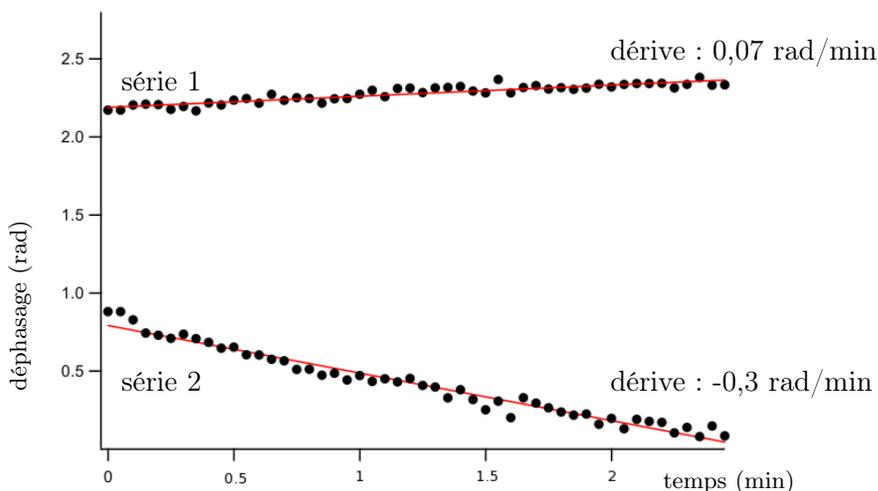
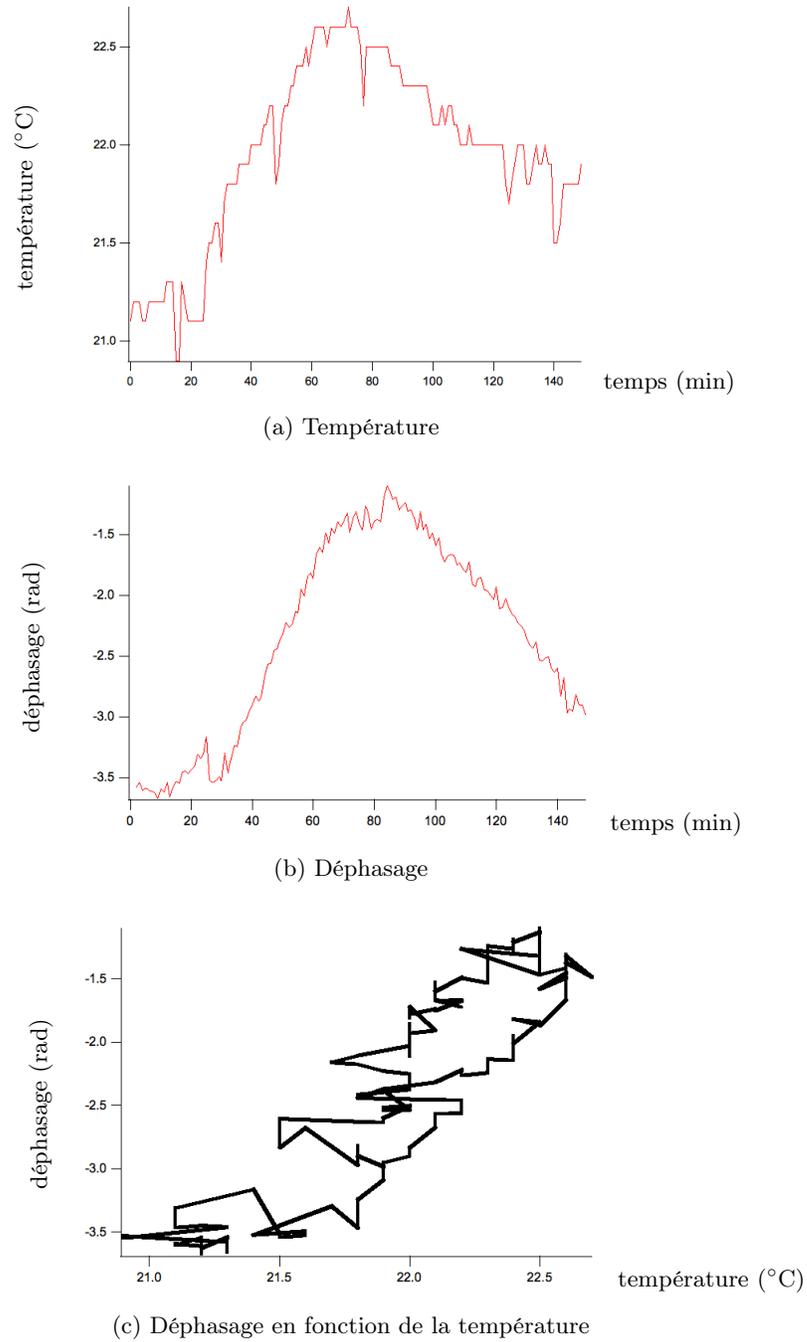


FIGURE 11 – Stabilité du déphasage sans contrôle thermique, pour deux séries de mesures différentes

Pour vérifier que la température du prisme est la principale cause de variation du déphasage, nous avons fait subir au prisme une forte variation de température (plusieurs K) sur quelques minutes, et relevé la valeur de  $\phi$  en même temps. Les résultats obtenus sont en figure 12.

On voit que les variations de  $\phi$  suivent bien celles de la température mesurée, et on obtient une sensibilité d'environ  $\frac{\pi}{2}/K$ , ce qui est du même ordre de grandeur que ce qui était prévu. Cependant,  $\phi$  varie avec un certain retard, sans doute dû au fait qu'on ne mesurait pas la température du prisme lui-même, mais celle du cuivre, qui chauffait plus rapidement. De plus, le système de chauffage utilisé était peu précis, et donc inadapté à un asservissement de la température. Ce premier montage ne permettait donc pas de contrôler finement  $\phi$  ; nous avons alors conçu un montage plus perfectionné pour poursuivre notre étude.

FIGURE 12 – Évolution de  $\phi$  durant une variation de température, avec le premier montage

### 3.2.5 Deuxième série d'études

Pour modifier la température du prisme, nous avons choisi d'utiliser un Peltier, qui peut chauffer ou refroidir un objet avec lequel il est en contact thermique. Par ailleurs, pour assurer une plus grande stabilité de la température, nous avons conçu et construit une boîte d'isolation thermique. Cette boîte avait aussi pour but d'homogénéiser la température entre le prisme et la thermistance qui mesurerait la température. La boîte a été faite de sorte que le Peltier puisse être sous le prisme ou par-dessus, pour tester et comparer ces deux configurations (cf figure 13). Enfin, nous avons demandé à Fabrice Wiotte, de l'atelier d'électronique du LPL, de faire un circuit d'asservissement qui alimenterait le Peltier (cf annexe D).

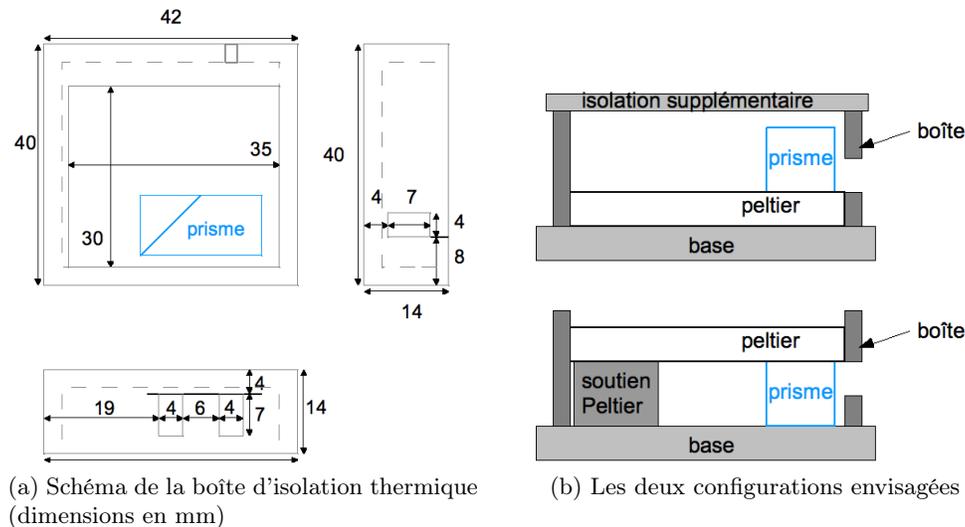


FIGURE 13 – Nouveau système de contrôle de la température

Nous avons d'abord fait quelques observations rapides en faisant fonctionner le Peltier dans les deux configurations envisagées - au-dessus et en-dessous du prisme - pour décider de celle à adopter pour la suite de l'étude. Il s'est avéré que, dans les deux configurations, quand le Peltier chauffait, il se dilatait, ce qui déplaçait les faisceaux. Le Peltier ne devait donc pas toucher le prisme : la solution que nous avons trouvée était de coller le Peltier sur un petit bloc de métal légèrement plus haut que le prisme, pour modifier rapidement sa température sans le toucher (cf figure 14).

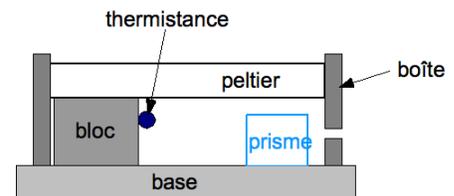


FIGURE 14 – Nouvelle configuration pour éviter que le Peltier ne touche le prisme

Ensuite, nous avons voulu vérifier que l'échauffement du prisme dû au laser restait négligeable, même aux puissances importantes nécessaires pour le piège final (de l'ordre de 1W). Nous avons donc comparé les fluctuations du déphasage et de la position du centre de la figure d'interférence lorsque le laser arrivait en permanence sur le prisme, avec une situation où il était bloqué puis débloqué de manière répétée, ce qui se rapprochait des conditions de l'expérience finale avec les atomes. Nous n'avons pas observé de différence notable.

Puis, nous avons évalué l'efficacité de notre nouveau montage pour modifier le déphasage  $\phi$ , dans un premier temps sans utiliser le circuit d'asservissement. De même qu'avec le premier montage, nous avons imposé au système une importante variation de température. Nous avons obtenu une évolution de  $\phi$  beaucoup plus régulière (cf figure 17). Cependant, la valeur de  $\phi$  en fonction à la température mesurée présentait une forte hystérésis, probablement due au fait que la thermistance, qui était en contact avec le bloc d'aluminium soutenant le

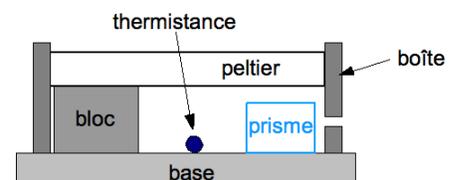


FIGURE 16 – Position finale de la thermistance

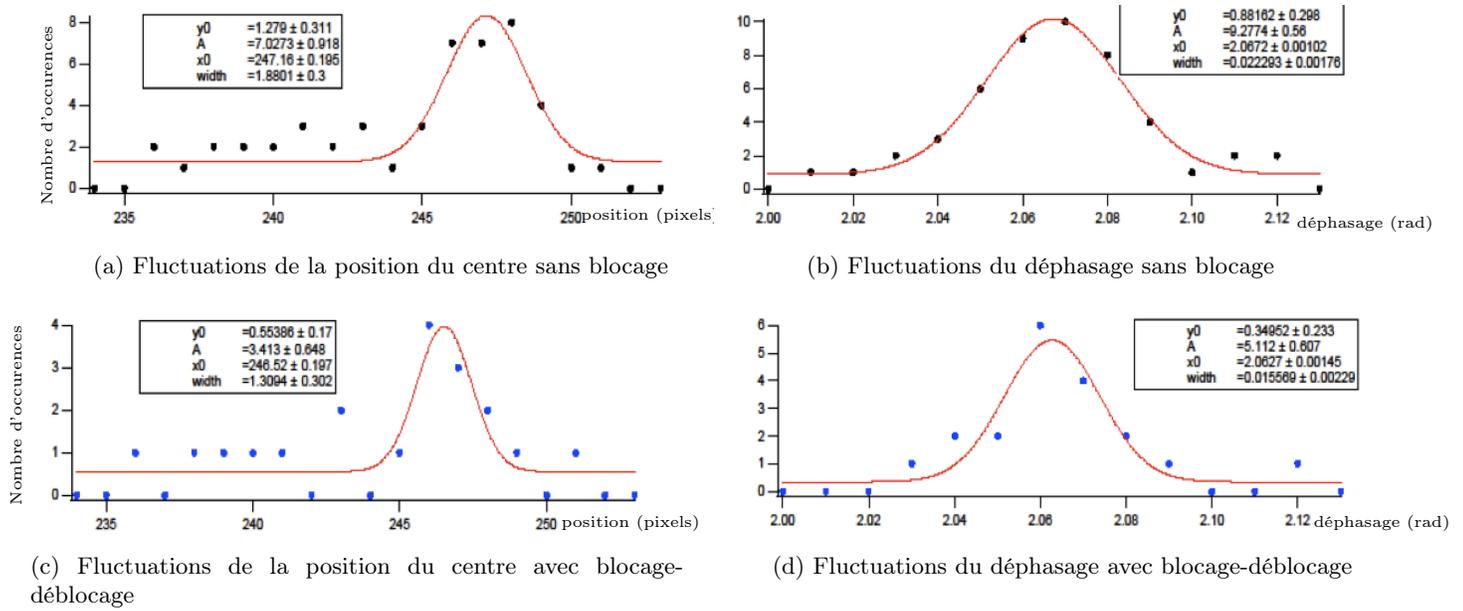


FIGURE 15 – Histogrammes des fluctuations de la position du centre de la figure d’interférence et du déphasage, avec et sans blocage. Les données ont été fittées par des gaussiennes :  $p(x) = y_0 + A \exp\left(\frac{x-x_0^2}{2 \text{width}^2}\right)$

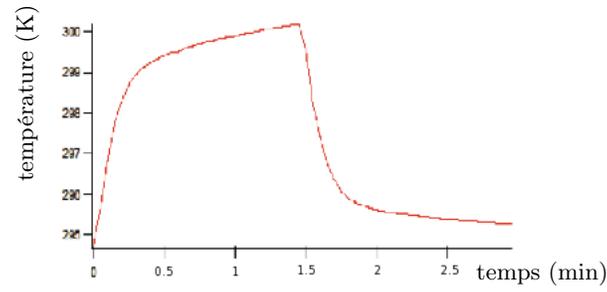
Peltier, ressentait plus rapidement que le prisme les changements progressifs de température. Nous avons donc déplacé la thermistance pour qu’elle indique une température plus proche de celle du prisme (cf figure 16).

Enfin, nous avons testé l’asservissement en température élaboré par Fabrice Wiotte. Nous voulions pouvoir assurer la stabilité de  $\phi$  tout au long d’une série de mesures, soit sur une durée d’au moins 30 minutes. Les résultats n’étaient pas très concluants (cf figure 18) : le déphasage n’était pas vraiment stabilisé, et le signal d’erreur lui-même ne se stabilisait pas assez près de zéro (offset de 200 à 300 mV). Il s’est avéré, tout à la fin de mon stage, que la partie “intégrateur” du circuit d’asservissement (cf circuit en annexe D), qui permet de réduire cet offset, était court-circuité. Une fois ce problème réglé, nous avons fait quelques tests rapides sans observer les franges, qui indiquent que les valeurs des composants du circuit sont encore à optimiser.

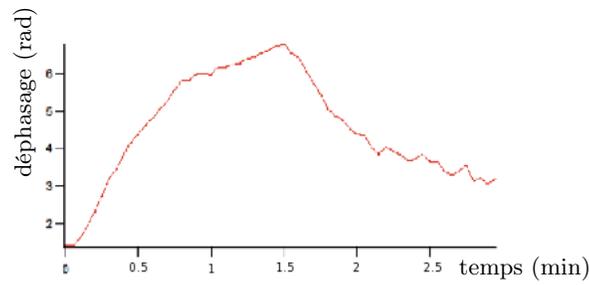
### 3.2.6 Montage final

En parallèle de ces études, nous avons imaginé le montage optique final pour former le système de deux BEC. Nous avons décidé de tirer parti d’une lentille déjà présente sur la table, utilisée pour l’imagerie du BEC formé dans le piège infrarouge, et qui permettait de focaliser nos faisceaux lasers sur ce BEC. Le montage, représenté en figure 19, est principalement constitué d’un télescope permettant d’avoir la taille voulue pour la figure d’interférence, et d’un autre télescope qui assure une taille adéquate pour le waist des faisceaux (voir les calculs en annexe).

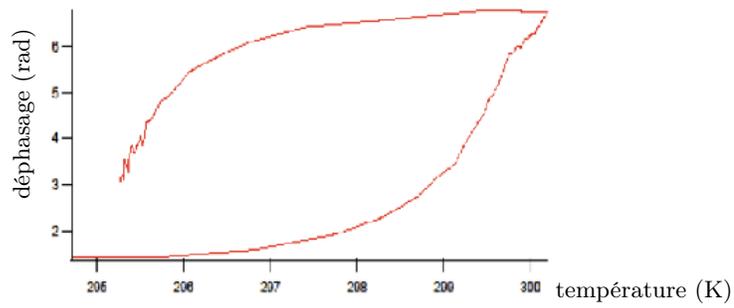
Nous n’avons pas assez de temps pour mettre en place et bien régler ce montage ; ce sera un projet de l’équipe à partir de la rentrée 2013. Cependant, nous avons tenu à installer notre système à l’emplacement prévu, et à mettre en place le télescope situé après le prisme. Ceci nous a permis de nous rendre compte que l’écartement voulu pour les deux faisceaux en sortie du télescope (3 cm) était trop grand : comme la table est très chargée en optiques, les faisceaux sont en partie coupés par des montures d’optiques. Il faudra donc repenser le montage.



(a) Température



(b) Déphasage



(c) Déphasage en fonction de la température

FIGURE 17 – Évolution de  $\phi$  durant une variation de température, avec le deuxième montage, sans asservissement

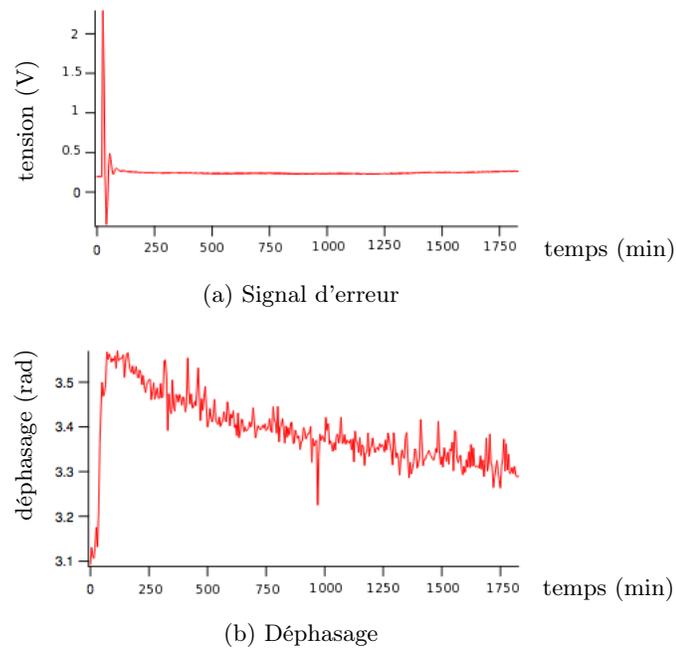
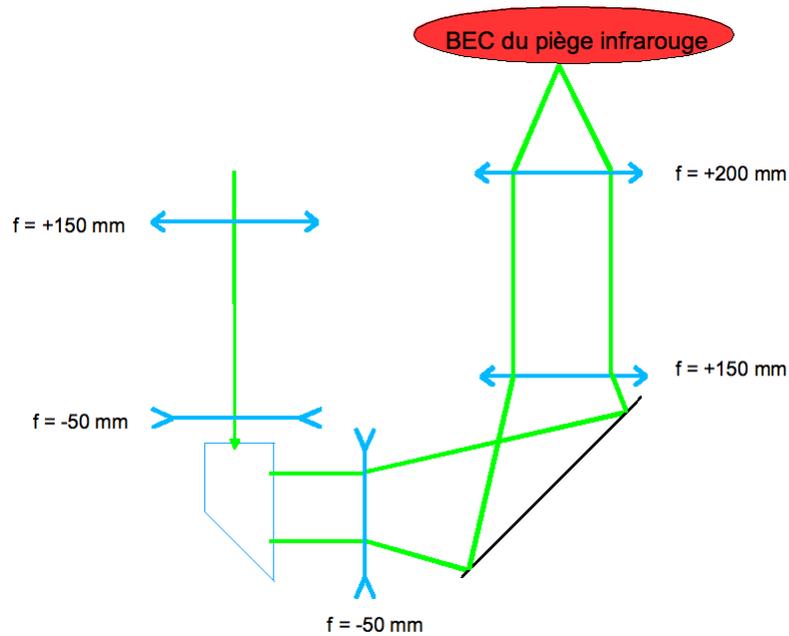
FIGURE 18 – Évolution de  $\phi$  avec un asservissement en température

FIGURE 19 – Montage optique final : le deuxième télescope écarte les deux faisceaux, et le premier permet d'avoir la taille de waist voulue sur les atomes ; la dernière lentille est déjà installée pour l'imagerie.

## 4 Conclusion

Ce stage a été l'occasion d'apprendre des éléments de théorie concernant la condensation de Bose-Einstein, le piégeage des atomes et les lasers. Il m'a également permis de développer un savoir-faire expérimental et technique en optique des lasers, mais aussi dans des domaines tels que l'électronique et la mécanique. J'ai aussi découvert la vie d'un laboratoire de physique expérimentale. Et surtout, j'ai pu prendre part à différentes étapes de deux projets expérimentaux, des premières discussions jusqu'à l'obtention des premiers résultats. Dès la rentrée 2013, l'équipe reprendra ces deux projets pour les mener à bien.

### *Remerciements*

Je tiens à remercier tous les membres de l'équipe Gaz Quantiques Dipolaires : Aurélie De Paz, Olivier Gorceix, Bruno Laburthe-Tolra, Étienne Maréchal, Paolo Pedri et Laurent Vernac, pour leur accueil chaleureux, leur présence et leur aide. Je remercie particulièrement John Huckans, de Bloomsburg University, qui était invité par l'équipe au cours de mon stage, et avec qui j'ai travaillé sur le double piège 2D auquel j'ai consacré la majeure partie de mon stage. Cette collaboration a été très enthousiasmante et stimulante.

Merci aussi à Fabrice Wiotte, de l'atelier d'électronique, et à Albert Kaladjian, de l'atelier de mécanique du LPL, pour leur aide dans les parties techniques.

## Références

- [1] M.H. Anderson et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269(198), 1995.
- [2] L. Pitaevskii and S. Stringari. *Bose-Einstein Condensation*. 2003.
- [3] R. Grimm et al. Optical dipole traps for neutral atoms. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, 42(95-170), 2000.
- [4] G. Bismut. *Excitations d'un condensat de Bose-Einstein dipolaire*. PhD thesis, Université Paris XIII, Laboratoire de Physique des Lasers, 2012.
- [5] L. He and S. Yi. Magnetic properties of a spin-3 chromium condensate. *Physical Review A*, 80(033618), 2009.
- [6] N. Matveeva, A. Recati, and S. Stringari. Dipolar drag in bilayer harmonically trapped gases. *European Physical Journal D*, 65, November 2011.

## A Influence de la température sur le déphasage

Le déphasage  $\phi$  vaut :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda}nl \quad (18)$$

où  $n$  est l'indice optique du verre,  $\lambda$  la longueur d'onde du laser, et  $l$  la distance supplémentaire parcourue par un des deux faisceaux.

La variation du déphasage s'écrit donc :

$$\frac{d\phi}{dT} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( l \frac{dn}{dT} + n \frac{dl}{dT} \right) \quad (19)$$

Avec les valeurs indiquées par Schott pour le verre du prisme (du N-BK7), on a, dans les conditions de l'expérience :

$$l \frac{dn}{dT} = 8,02 \cdot 10^{-8} / K \quad \text{et} \quad n \frac{dl}{dT} = 1,08 \cdot 10^{-7} / K \quad (20)$$

Les deux effets sont donc de la même importance, et donnent comme variation de  $\phi$  :

$$\frac{d\phi}{dT} = 2,14 \text{ rad}/K \quad (21)$$

## B Mesure du déphasage

Après avoir pris des photos des franges, nous les traitons avec le logiciel Igor pour obtenir la valeur du déphasage : nous faisons le fit des profils d'intensité avec la sinusoïde amortie :

$$I(x) = y_0 + A \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2w^2}\right) \left( B + \sin\left(f(x-x_0) + \phi\right) \right) \quad (22)$$

La valeur de  $x_0$  nous donnait la position du centre de la figure d'interférence, et on pouvait suivre les variations de  $\phi$  indépendamment de celle de  $x_0$ .

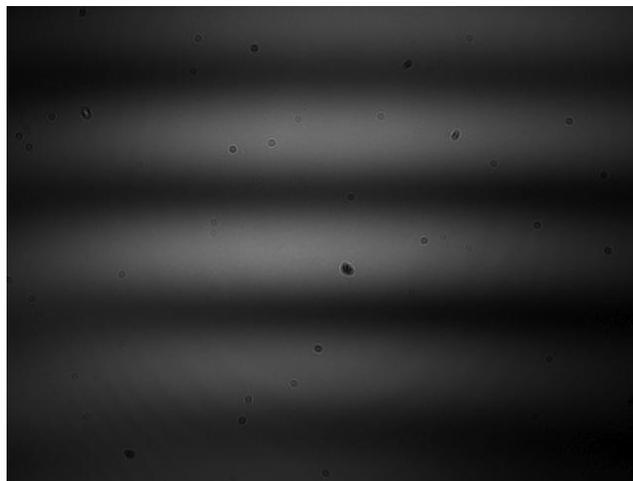


FIGURE 20 – Exemple d'image à traiter pour obtenir la valeur du déphasage

## C Choix de télescopes

Quand deux faisceaux cohérents de même longueur d'onde  $\lambda$  se croisent pour former des franges d'interférence, l'interfrange vaut :

$$\lambda_{fr} = \frac{\lambda}{2 \sin(\frac{\theta}{2})} \quad (23)$$

où  $\theta$  est l'angle entre les deux faisceaux.

Comme dans notre système les faisceaux sont focalisés par une lentille de focale  $f=200$  mm, l'angle  $\theta$  est donné par l'écartement  $d$  entre les deux faisceaux quand ils arrivent sur cette lentille :

$$\theta = \frac{d}{f} \quad (24)$$

Ainsi, pour avoir un interfrange qui soit proche de la taille du BEC formé dans le piège infrarouge, soit environ  $3 \mu\text{m}$ , on veut un écartement de 3 cm après le deuxième télescope. Comme les faisceaux sortent du prisme distants de 1 cm, nous voulions donc un grandissement de 3.

Par ailleurs, le waist des faisceaux en sortie du prisme  $w_0$  était de 1 mm, et nous voulions qu'il vaille environ  $30 \mu\text{m}$  au niveau du piège. Le télescope multipliant le waist par 3, on obtient au niveau du piège :

$$w = \frac{\lambda f}{3\pi w_0} = 102 \mu\text{m} \quad (25)$$

Nous devons donc rajouter un télescope de grandissement inverse avant le prisme.

## D Circuit d'asservissement

Le circuit d'asservissement est du type "PI", où la rétro-action est la somme d'un signal proportionnel au signal d'erreur et d'un signal proportionnel à l'intégrale du signal d'erreur.

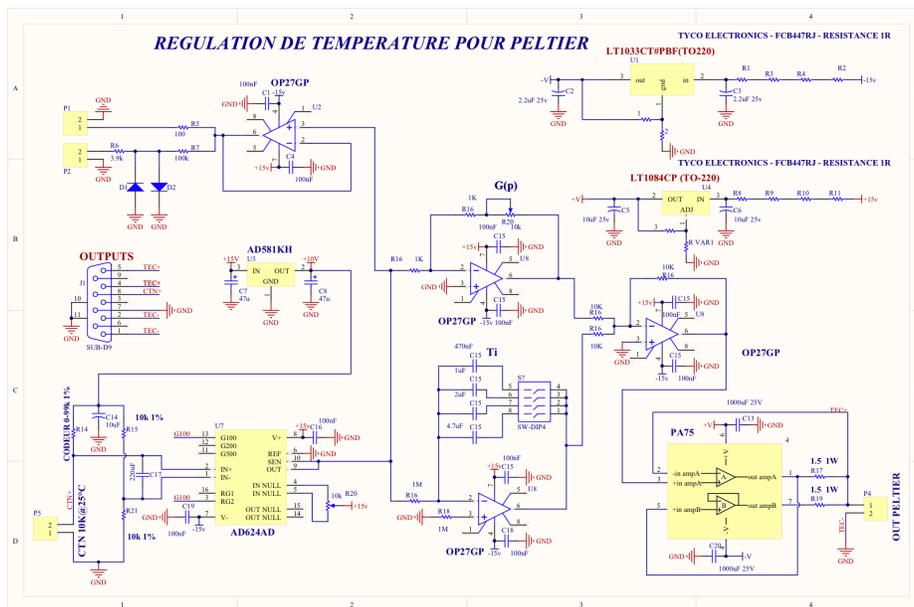


FIGURE 21 – Circuit d'asservissement