

Piégeage dipolaire d'atomes froids de strontium

Pierre Bataille, encadré par **Bruno Laburthe-Tolra**, **Martin Robert-de-Saint-Vincent** et **Etienne Maréchal**
Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Villetaneuse

Stage de M2
19 Mars 2018 - 27 Juillet 2018

Table des matières

1	Présentation de l'expérience	2
1.1	Le four	2
1.2	L'enceinte à vide	2
1.3	Le piège magnéto-optique sur raie large (ou "MOT bleu")	3
1.4	Le piège magnéto-optique sur raie étroite (ou "MOT rouge")	4
1.5	Le dispositif d'imagerie	4
2	Fonctionnement du piège dipolaire "dimple"	5
2.1	Atome à deux niveaux	5
2.2	Le champ électrique laser	5
2.3	Moment induit et interaction dipolaire	5
2.4	Hamiltonien des trois systèmes couplés	6
2.5	Force lumineuse moyenne	6
2.6	La force dipolaire	7
2.7	Profil du piège dipolaire "dimple"	7
3	Travail réalisé pendant le stage	8
3.1	Faisceau "réservoir"	9
3.2	Faisceau "dimple"	12
3.3	Optimisation du croisement des deux faisceaux	12
3.4	Performances du piège dipolaire croisé	13

Introduction

Enjeux de l'expérience

J'ai effectué mon stage dans le groupe de Bruno Laburthe-Tolra, au Laboratoire de Physique des Lasers (Université Paris 13), sur une expérience utilisant des atomes de strontium froids pour étudier le magnétisme quantique d'atomes de grand spin (le strontium a un spin $F = \frac{9}{2}$: jusqu'à $N=10$ sous-états Zeeman peuvent donc être peuplés).

À terme, des atomes fermioniques de strontium seront chargés dans des réseaux optiques, et notre équipe pourra ainsi étudier les propriétés magnétiques particulières qui devraient surgir. Comme le spin est de nature purement nucléaire, les propriétés de collision entre atomes ne dépendent pas de leur sous-état Zeeman : on parle de symétrie $SU(N)$ (où N est le nombre d'états de spin peuplés). Du fait de cette symétrie et grâce aux fortes corrélations entre les atomes piégés dans le réseau optique, de nouvelles propriétés magnétiques devraient survenir à très basse température, dans un régime de fortes fluctuations quantiques.

Ce projet a pour objectifs principaux :

- L'étude de phases exotiques désordonnées, apparentées aux liquides de spin, provenant de la symétrie $SU(N)$. Ces phases présenteraient des analogies avec les matériaux frustrés, et pourraient avoir des propriétés topologiques similaires à celles associées à l'effet Hall quantique.
- L'étude du couplage entre ces propriétés magnétiques exotiques, et les propriétés de transport.

Acquérir une meilleure compréhension fondamentale des systèmes magnétiques fortement corrélés contribuera à améliorer les procédés de simulation quantique. C'est un des axes de physique fondamentale dont le développement est jugé prioritaire, car il est en lien étroit avec la recherche plus appliquée associée aux technologies quantiques.

Pour atteindre ces objectifs, nous allons exploiter les propriétés métrologiques de l'atome de strontium : il possède notamment une raie à 7 kHz ($^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$) ainsi qu'une "raie d'horloge" ($^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$) de quelques mHz de large, que je qualifierai dans la suite de "raies étroites".

Ces raies étroites interviendront dans plusieurs contextes :

- Comme on va le voir dans la suite, la raie $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$ est déjà utilisée pour le refroidissement laser de l'isotope bosonique, afin d'atteindre des températures proches de la dégénérescence quantique (selon l'approche introduite par F. Schreck à Innsbruck). Nous chercherons à généraliser cette approche au refroidissement sympathique de l'isotope fermionique : le boson jouerait le rôle de "gaz tampon" pour le fermion, ce qui permettrait d'abaisser grandement la température du fermion.
- Nous utiliserons les raies étroites pour obtenir de nouvelles sondes locales des propriétés magnétiques. En appliquant un déplacement lumineux inhomogène, on pourra adresser localement des atomes dans le réseau (soit pour les préparer dans un état de spin donné, soit pour lire leur état de spin) grâce à la finesse des raies étroites (à laquelle la résolution spatiale de ces techniques est directement liée). Un effort tout particulier a été dédié à la conception de cette sonde, qui

présentera un caractère unique : elle offrira la possibilité de mesurer, avec une efficacité quantique d'environ 80%, l'état de spin (parmi les 10 états possibles) de chaque site d'un réseau optique 3D, avec une résolution de l'ordre de 100 nm.

Objectif du stage

Lors de mon arrivée dans l'équipe, le piège magnéto-optique exploitant la raie $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$ ($\lambda = 460,8618$ nm, de largeur naturelle $\Gamma = 32$ MHz), dit "MOT en raie large" ou "MOT bleu", fonctionnait déjà depuis plusieurs mois. Il permet d'atteindre une température de l'ordre du mK pour l'isotope de ^{88}Sr .

En Mai 2018, l'équipe a réussi à faire fonctionner le piège magnéto-optique exploitant la raie $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$ ($\lambda = 689,449$ nm, de largeur naturelle $\Gamma = 7,5$ kHz), dit "MOT en raie étroite" ou "MOT rouge". Il permet d'atteindre une température de l'ordre du μK . Il est impossible de piéger un nombre significatif d'atomes dans le MOT rouge sans les avoir au préalable piégés dans le MOT bleu.

L'étape suivante pour atteindre la dégénérescence est d'utiliser un piège dipolaire. L'objectif de mon stage était donc de l'assembler.

1 Présentation de l'expérience

1.1 Le four

Un four effusif (qui comporte une série de micro-tubes en sortie qui collimatent le jet) permet d'obtenir un jet de strontium intense, envoyé dans la chambre à vide principale.

Un autre four identique envoie des atomes de strontium dans la cellule de spectroscopie utilisée pour asservir les lasers de refroidissement.

Il est important de noter que ces fours émettent de nombreux isotopes différents (en abondance naturelle) : actuellement, nous travaillons avec le ^{88}Sr , boson dont l'abondance isotopique est de 83% en pourcentage molaire. Grâce à son abondance, c'est le plus adapté aux réglages préliminaires, mais il est quasiment impossible à condenser. Une fois la majorité du montage terminée, il sera donc nécessaire de le réoptimiser pour utiliser l'isotope 87 (à 7% d'abondance). Les asservissements ont déjà été pensés pour faciliter le passage d'un isotope à l'autre.

1.2 L'enceinte à vide

L'expérience s'organise autour d'une chambre à vide principale dans laquelle sont piégés les différents isotopes de strontium.

Cette chambre à vide (où on atteint des pressions de l'ordre de 10^{-11} mbar) a suffisamment d'accès optiques pour permettre :

1. Un pré-refroidissement transverse
2. Le ralentissement des atomes dans un ralentisseur Zeeman
3. Le refroidissement dans le piège magnéto-optique
4. Le refroidissement en raie étroite

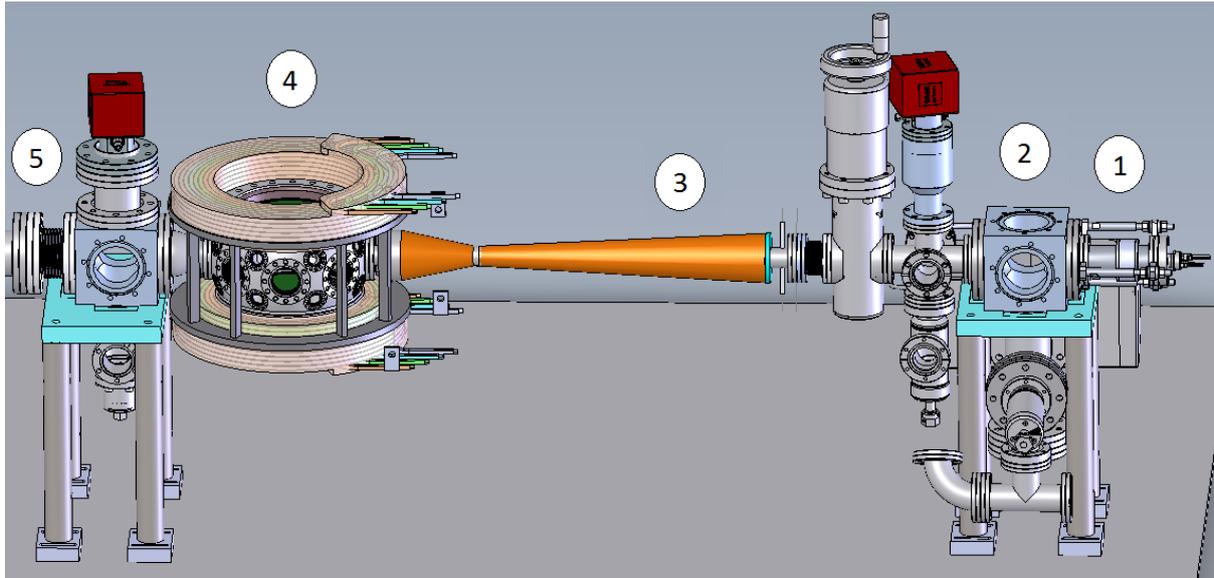


FIGURE 1 – Représentation 3D de l'enceinte à vide. Les atomes de strontium sont émis par le four effusif (1). Ils subissent d'abord un refroidissement transverse dans une première enceinte (2). Ainsi, plus d'atomes rentrent dans le ralentisseur Zeeman (3). Ils arrivent ensuite dans l'enceinte principale, qui possède 16 hublots de diamètre 16 mm, 6 hublots de diamètre 40 mm, et deux hublots de 200 mm de diamètre selon la direction verticale. Une autre enceinte encore inexploitée pour le moment se situe à sa suite (5). Il est intéressant de noter que tout ce dispositif est surelevé par rapport à la table optique sur laquelle elle repose, afin de pouvoir exploiter pleinement les hublots verticaux de l'enceinte principale. Une seconde table optique (non représentée ici), plus haute, entoure l'enceinte à vide pour placer des optiques à hauteur des hublots horizontaux.

5. Le refroidissement évaporatif
6. Le chargement dans des réseaux multichromatiques (1064, 532 et 355 nm)
7. Une détection d'assez haute résolution par effet de tomographie optique

Il reste suffisamment d'accès optiques pour ajouter à terme une détection d'atome unique par ionisation et une détection corrélée des électrons et des ions.

1.3 Le piège magnéto-optique sur raie large (ou "MOT bleu")

Le système laser de refroidissement sur raie large du strontium fonctionnait déjà lorsque je suis arrivé dans l'équipe. On utilise un laser à 461 nm qui est généré en injectant un laser maître (asservi sur une transition du strontium, le signal d'erreur étant obtenu par absorption saturée) dans plusieurs diodes esclaves. Les diodes lasers héritent ainsi de la pureté spectrale du laser maître, tout en permettant d'atteindre une puissance totale de 350 mW. Les niveaux atomiques du strontium intervenant dans le MOT bleus sont représentés en figure 2.

1.4 Le piège magnéto-optique sur raie étroite (ou "MOT rouge")

Le système laser de refroidissement sur raie étroite est fonctionnel depuis Mai 2018. Une diode laser rouge à 689 nm est asservie sur une cavité ultra-stable de grande finesse, puis injecte deux diodes de puissance. La largeur du laser asservi, de l'ordre du kHz, permet de refroidir le nuage atomique jusqu'à des températures de l'ordre du microkelvin. La transition utilisée est représentée en figure 2.

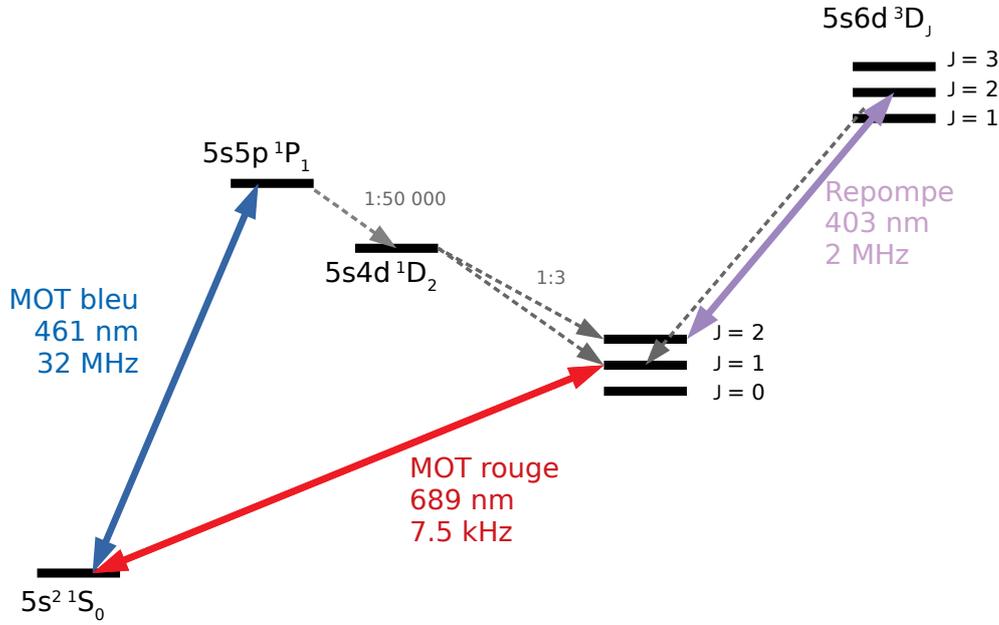


FIGURE 2 – Les niveaux atomiques du strontium intervenant pour le piégeage sur raie large et sur raie étroite.

On espère ainsi, à terme, pouvoir obtenir un gaz dégénéré par simple refroidissement laser, qui rassemblera plus d'atomes que s'il avait été formé par refroidissement évaporatif. Cela reste cependant assez difficile : le piège dipolaire que j'ai construit pendant mon stage sera donc utilisé pour faire du refroidissement évaporatif. Cependant, comme les atomes piégés dans le MOT rouge ont une grande densité dans l'espace des phases (pour un MOT), les pertes lors du refroidissement évaporatif seront moindres qu'en partant du MOT bleu.

Un laser repompeur (Toptica DL100 à 403,35 nm) permet de remettre dans le cycle optique les atomes s'étant désexcités dans l'état 3P_2 .

L'ensemble du processus de refroidissement est piloté électroniquement sous LabView.

1.5 Le dispositif d'imagerie

Toutes les images du piège dipolaire présentées dans ce rapport ont été réalisées à l'aide d'une caméra PixelFly QE, soit par fluorescence, soit par absorption (le montage f-2f-f utilisé pour l'imagerie nous laisse le choix). En changeant le délai entre l'extinction des faisceaux MOT et l'allumage du faisceau d'imagerie (faisceau résonant avec la transition

$^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$ à 461 nm), on peut notamment savoir combien de temps les atomes restent dans le piège dipolaire après extinction du MOT.

2 Fonctionnement du piège dipolaire "dimple"

Dans cette partie, je vais réintroduire rapidement la force dipolaire. Je n'ai pas l'intention de reproduire ici l'entiereté des calculs qui sont détaillés dans la littérature (voir réf. [1] à [5]), mais simplement de rappeler le contexte du problème et l'expression finale de la force dipolaire.

2.1 Atome à deux niveaux

On considère un atome à deux niveaux dont la fréquence propre est appelée ω_0 . L'état fondamental est noté $|g\rangle$ et l'état excité $|e\rangle$. Il interagit avec un laser de fréquence ω_L . La durée de vie de l'état excité est notée Γ^{-1} .

2.2 Le champ électrique laser

On peut décrire le phénomène d'interaction entre le laser et l'atome de façon semi-classique. L'opérateur associé au champ électrique du laser s'écrit alors :

$$\hat{\vec{E}}_L(\hat{r}, t) = \frac{1}{2} \mathcal{E}_L(\hat{r}) (\vec{e}_L(\hat{r}) e^{-i(\omega_L t + \phi(\hat{r}))} + \vec{e}_L^*(\hat{r}) e^{i(\omega_L t + \phi(\hat{r}))}) \quad (1)$$

avec $\mathcal{E}_L(\vec{r}) \in \mathbb{R}$ l'amplitude du laser et $\vec{e}_L(\vec{r}) \in \mathbb{C}^3$ son vecteur de polarisation.

2.3 Moment induit et interaction dipolaire

Le laser induit dans l'atome un dipole atomique \vec{D} , qui interagit lui-même avec le champ. L'hamiltonien associé à cette interaction s'écrit :

$$\hat{V}_{AL} = -\hat{\vec{D}} \cdot \hat{\vec{E}} \quad (2)$$

Le moment dipolaire induit est nul dans un état propre de l'énergie : $\langle e | \hat{\vec{D}} | e \rangle = \langle g | \hat{\vec{D}} | g \rangle = 0$.

L'observable $\hat{\vec{D}}$ peut donc s'écrire :

$$\hat{\vec{D}} = \vec{d} |e\rangle \langle g| + \vec{d}^* |g\rangle \langle e| \quad (3)$$

with $\vec{d} = \langle e | \hat{\vec{D}} | g \rangle$ and $\vec{d}^* = \langle g | \hat{\vec{D}} | e \rangle$.

Ce terme de couplage entre le dipole atomique induit et le laser en représentation semi-classique décrit bien les phénomènes d'absorption et d'émission stimulée. Pour prendre en compte l'émission spontanée, il faut rajouter deux termes à l'hamiltonien d'interaction, liés au vide quantique et à son interaction avec le dipole atomique induit.

2.4 Hamiltonien des trois systèmes couplés

L'atome est couplé à la fois au champ laser et à tous les autres modes de rayonnement qui ne contiennent initialement aucun photon et qui forment ce qu'on appelle le champ quantique du vide.

L'hamiltonien du système total peut s'écrire :

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_V + \hat{V}_{AL} + \hat{V}_{AV} \quad (4)$$

où

$$\hat{H}_A = \hbar\omega_0 |e\rangle \langle e| + \frac{\hat{p}^2}{2m} \quad (5)$$

est l'hamiltonien atomique, l'énergie de l'état fondamental $|g\rangle$ ayant été prise comme origine des énergies.

$$\hat{H}_V = \sum_l \hbar\omega_l (\hat{a}_l^\dagger \hat{a}_l + \frac{1}{2}) \quad (6)$$

est l'énergie du champ de rayonnement (qui est initialement dans l'état fondamental), exprimée comme la somme de celle des modes $l = (\vec{k}_l, \vec{e}_l)$ (voir [6] chapitre III).

$$\hat{V}_{AL} = -\hat{D} \cdot \hat{E} \quad (7)$$

est l'hamiltonien d'interaction dipolaire introduit dans la partie 2.3.

Enfin, \hat{V}_{AV} est l'hamiltonien de l'interaction dipolaire entre le dipole atomique et le champ du vide. Il est à l'origine de l'émission spontanée. L'émission spontanée étant à symétrie centrale, la contribution de ce terme à la force lumineuse est nul. Je n'en donnerai donc pas l'expression ici. Des explications plus détaillées sur ce terme se trouvent en page 13 de la référence [5].

2.5 Force lumineuse moyenne

À partir de cette hamiltonien, on montre que, sous certaines conditions que je ne détaillerai pas ici (notamment approximation de l'onde tournante et condition de raie large), l'expression de la force lumineuse moyenne exercée sur les atomes par le laser peut se ramener à :

$$\vec{F}(\vec{r}) = -\hbar \frac{s(\vec{r})}{1 + s(\vec{r})} \left(\delta \frac{\vec{\nabla} \Omega(\vec{r})}{\Omega(\vec{r})} + \frac{\Gamma}{2} \vec{\nabla} \phi(\vec{r}) \right) \quad (8)$$

avec $\Omega(\hat{r}) = -\frac{(\vec{d} \cdot \vec{e}_L(\hat{r})) \mathcal{E}_L(\hat{r})}{\hbar}$ la fréquence de Rabi et $s(\vec{r}) = \frac{\Omega^2(\vec{r})/2}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$ le paramètre de saturation.

Le second terme correspond à la force de pression de radiation. Il n'intervient pas dans le piégeage dipolaire, donc je ne le détaillerai pas plus. Intéressons-nous au premier terme, la force dipolaire.

2.6 La force dipolaire

La force dipolaire s'écrit :

$$\vec{F}_{dip}(\vec{r}) = -\hbar\delta \frac{s(\vec{r})}{1 + s(\vec{r})} \frac{\vec{\nabla}\Omega(\vec{r})}{\Omega(\vec{r})} \quad (9)$$

Il est possible de simplifier son expression de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}s(\vec{r}) &= \frac{\Omega(\vec{r})\vec{\nabla}\Omega(\vec{r})}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \\ \Rightarrow s(\vec{r}) \frac{\vec{\nabla}\Omega(\vec{r})}{\Omega(\vec{r})} &= \frac{\Omega(\vec{r})\vec{\nabla}\Omega(\vec{r})}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} = \vec{\nabla}s(\vec{r}) \\ \Rightarrow \vec{F}_{dip}(\vec{r}) &= -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{\vec{\nabla}s(\vec{r})}{1 + s(\vec{r})} \end{aligned} \quad (10)$$

C'est donc une force conservative qui dérive du potentiel :

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1 + s(\vec{r})) \quad (11)$$

Si le laser est décalé vers le rouge ($\delta < 0$), les minima de potentiel correspondent aux maxima d'intensité, alors que si le laser est décalé vers le bleu ($\delta > 0$), les minima de potentiel correspondent aux minima d'intensité. Par exemple, un faisceau gaussien décalé vers le rouge et focalisé constitue donc un piège dipolaire très simple : les atomes sont piégés au point focal, qui est l'endroit où l'intensité est la plus forte. Il est important de noter que, comme la force dipolaire est conservative, elle ne refroidit pas les atomes.

Dans mon montage, j'utilise un laser décalé vers le rouge : les atomes sont donc piégés aux maxima d'intensité.

2.7 Profil du piège dipolaire "dimple"

Le but de mon stage était de réaliser un piège dipolaire "dimple", appelé ainsi à cause du creux dans son potentiel selon la direction horizontale (voir fig 3).

Pour créer un tel potentiel, on utilise deux faisceaux croisés. Le premier, qui se propage horizontalement, a une forme elliptique (il est plus fin selon la verticale). Il permet d'assurer un fort confinement vertical, mais un faible confinement horizontal : c'est lui qui est à l'origine de la partie très ouverte du potentiel représenté en figure 3. Dans la suite, ce faisceau sera appelé faisceau "réservoir".

Le second faisceau, vertical (le nôtre est à 30° de la verticale), assure un fort confinement horizontal : c'est lui qui est à l'origine du creux dans le potentiel qu'on observe en figure 3. Dans la suite, ce faisceau sera appelé faisceau "dimple".

Avoir un potentiel de cette forme permet d'avoir un piège avec une grande plage de capture tout en assurant une thermalisation rapide et un fort confinement final dans le creux du potentiel [8].

La partie 3 présente en détail le dispositif expérimental permettant de générer ces deux faisceaux.

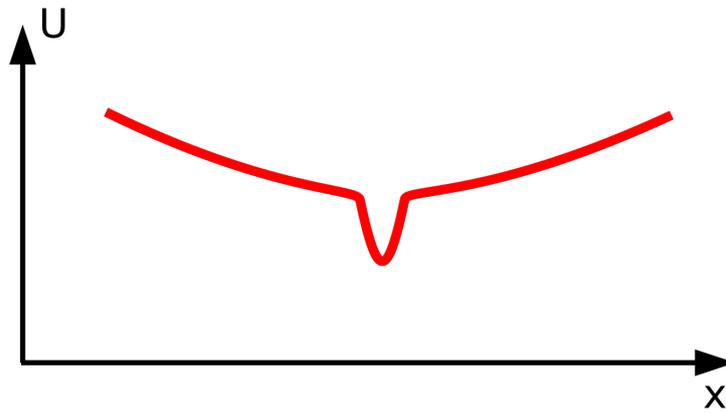


FIGURE 3 – Le potentiel du piège dipolaire dimple

3 Travail réalisé pendant le stage

Le dispositif expérimental est représenté en figure 4.

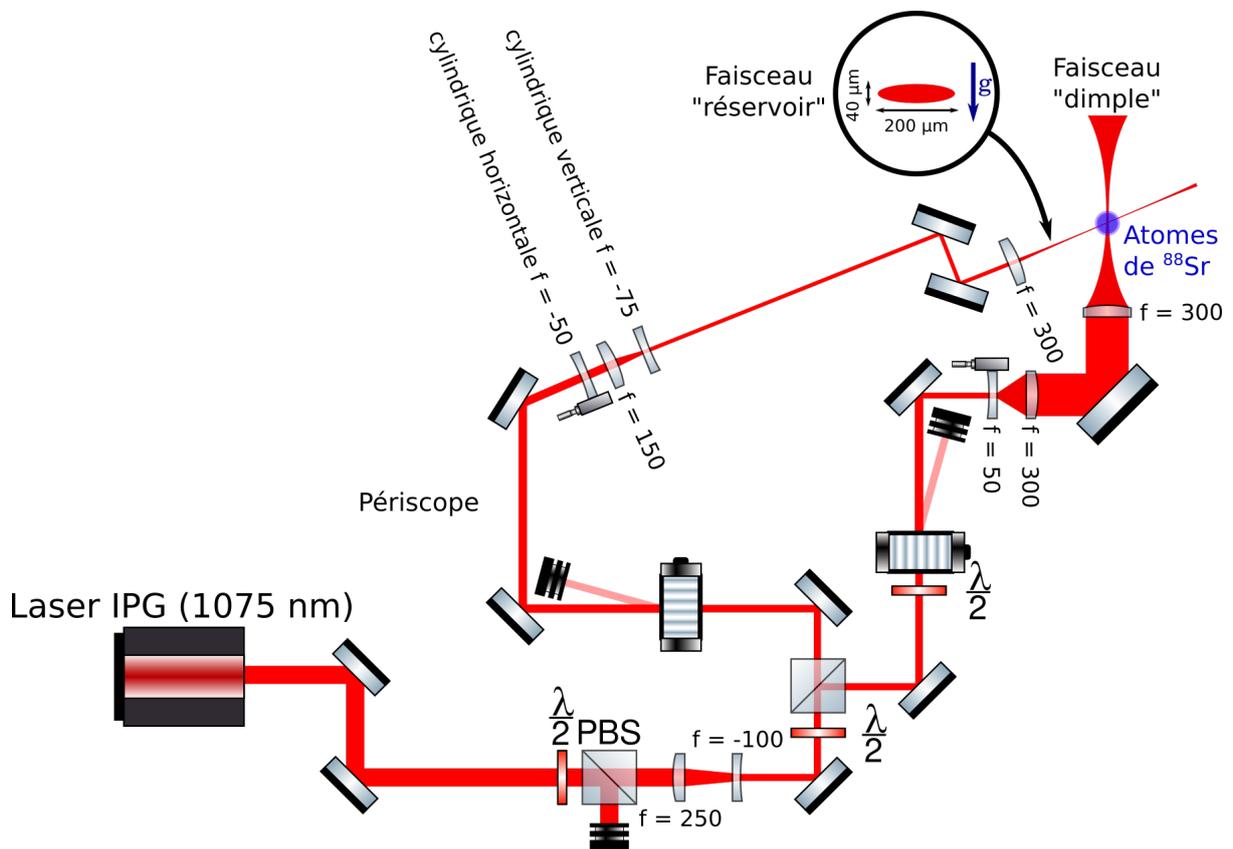


FIGURE 4 – Schéma de principe du piège dipolaire que j'ai construit durant mon stage. Notre table optique a deux niveaux. L'IPG est placé au niveau inférieur. Tout le bras permettant de mettre en forme le faisceau "dimple" est lui aussi au niveau inférieur. Le faisceau est envoyé sur les atomes à 30° de la verticale à l'aide d'un miroir 2 pouces. Le faisceau réservoir est, lui, envoyé sur la table optique supérieure à l'aide d'un périscope, où il finit d'être mis en forme par quatre lentilles.

Le montage utilise un laser fibré (de la marque IPG) capable de délivrer jusqu'à 50W de puissance lumineuse à 1075 nm. Son waist est d'environ 2,3 mm. Une lame demi-onde et un cube polariseur permettent d'envoyer une partie de la puissance dans un bloqueur de faisceau refroidi à eau. Cela permet notamment d'envoyer très peu de puissance dans le reste du montage pour faire les alignements, tout en étant sûr que le laser fonctionne dans son mode normal.

Juste après ce premier cube, on réduit le waist jusqu'à environ $910 \mu\text{m}$ à l'aide d'un télescope (composé d'une lentille de focale 250 mm et d'une de focale -100 mm) afin qu'il puisse entrer dans les AOMs intervenant dans la suite du montage. Un autre couple de lame demi-onde et cube séparateur permet de répartir la puissance entre les deux bras du piège dipolaire : l'un des bras est appelé "réservoir". Comme on l'a évoqué dans la partie 2.7, c'est lui qui assure un faible confinement dans les directions horizontales et un fort confinement dans la direction verticale. L'autre bras est appelé "dimple" : c'est lui qui assure un fort confinement dans les directions horizontales en croisant le faisceau du dimple à 30° par rapport à la verticale.

3.1 Faisceau "réservoir"

Intéressons-nous d'abord au bras du réservoir. Après le cube polariseur, le laser est envoyé dans un AOM (capable de supporter les hautes puissances) qui augmente sa fréquence de 82,5 MHz. Cet AOM (ainsi que celui qui est sur le bras du dimple) permet de diminuer progressivement la puissance du laser pour le refroidissement par évaporation. Il est intéressant de noter que le mode de déformation du cristal est un mode de cisaillement, alors que la plupart des AOM fonctionnent avec des modes de déformations longitudinaux. Cela est censé diminuer les erreurs de pointé dues à l'AOM, ce qui est très important pour éviter des oscillations spatiales du piège dipolaire qui pourraient réchauffer le gaz. Le cristal est aussi orienté de façon à ce que le mode +1 soit quasiment colinéaire au faisceau entrant. Le fonctionnement en cisaillement nécessite cependant que la polarisation entrante dans l'AOM soit horizontale, d'où la présence d'une lame demi-onde avant l'AOM sur le bras du dimple.

Une fois passé l'AOM, le faisceau réservoir est envoyé à l'aide d'un périscope sur la table optique supérieure, afin d'entrer dans la chambre à vide à l'horizontale. La dernière étape consiste à rendre le faisceau elliptique (tout en le gardant collimaté), puis à le focaliser sur les atomes. Pour rendre le faisceau elliptique, on utilise deux télescopes constitués d'une lentille cylindrique et d'une lentille sphérique chacun. Pour l'un des télescopes, la courbure de la lentille cylindrique est selon l'horizontale, et la lentille n'agit donc que sur la taille horizontale du faisceau laser, tandis que la courbure de l'autre lentille cylindrique est selon la verticale, et n'agit donc que sur la taille verticale du faisceau laser. Pour simplifier l'explication, j'ai représenté cette dernière étape en figure 5, en séparant les optiques qui ont une influence sur la taille horizontale du faisceau réservoir de celles qui ont une influence sur sa taille verticale.

Le but est d'avoir au niveau des atomes un faisceau elliptique dont la dimension horizontale est de l'ordre de $200 \mu\text{m}$ et la dimension verticale de l'ordre de $40 \mu\text{m}$.

Un miroir amovible est placé juste après la lentille de focale 300 mm (il n'est pas représenté sur la figure 4). Il permet d'envoyer le faisceau sur une lame de prélèvement à 0,5%. Le faisceau réfléchi, de faible puissance, est envoyé sur une caméra (BladeCam

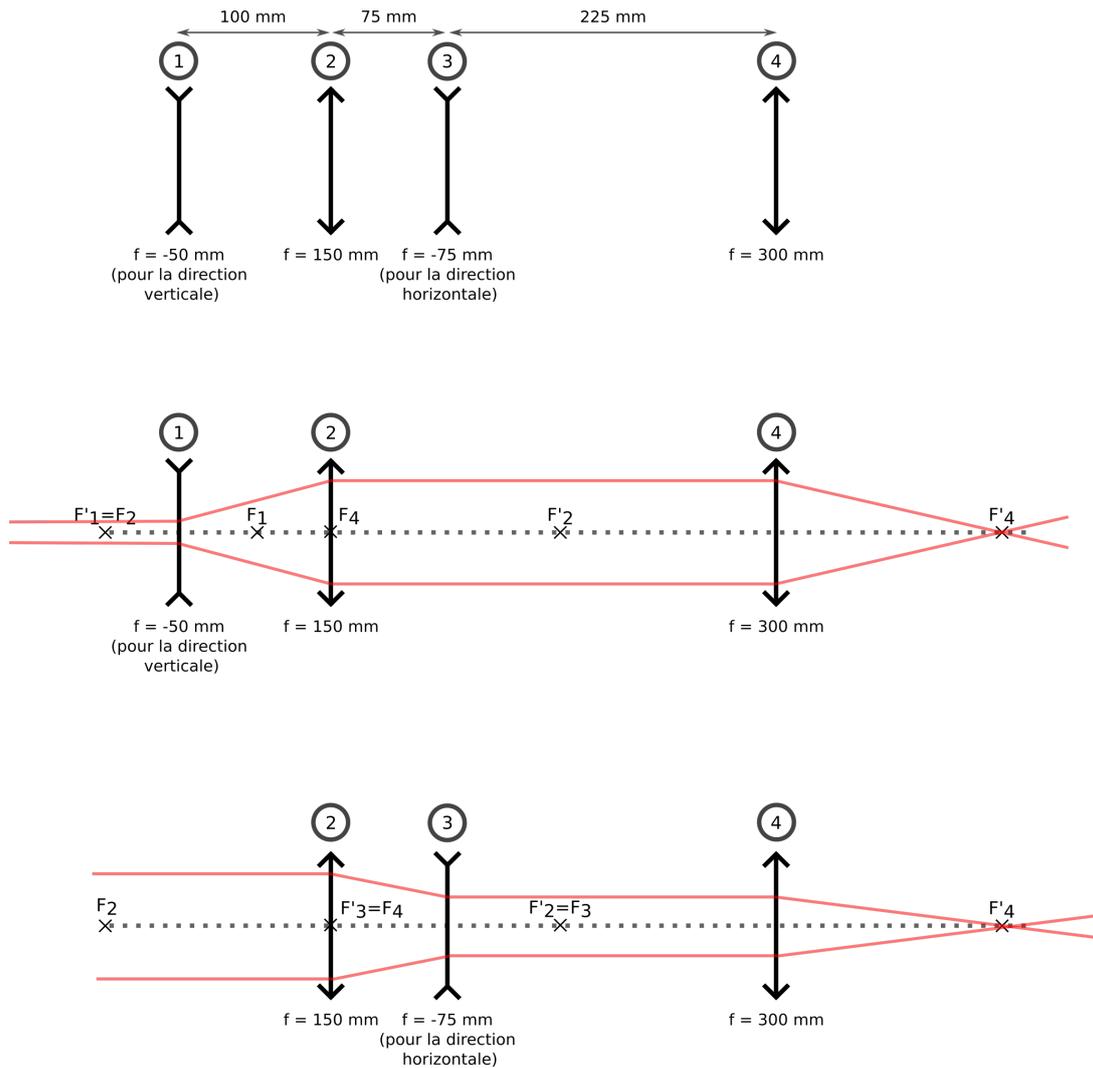


FIGURE 5 – (a) L'ensemble des lentilles qui permettent de mettre en forme le faisceau collimaté de waist 910 mm tout en le focalisant sur les atomes de strontium. (b) Les optiques qui déterminent la taille verticale du faisceau réservoir. Une lentille cylindre de focale -50 mm et une lentille sphérique de focale 150 mm forment un télescope de grandissement 3 selon la direction verticale. Le faisceau est ensuite focalisé sur les atomes par une lentille de focale 300 mm. La lentille cylindre de focale -50 mm est montée sur une platine de translation. On peut ainsi changer avec précision la position du point focal pour optimiser l'efficacité de collection (le faisceau entre les lentilles 2 et 4 n'est alors plus parfaitement collimaté pour la direction verticale). (c) Les optiques qui déterminent la taille horizontale du faisceau réservoir. La lentille sphérique de focale 150 mm (qui intervenait aussi en (b)) et une lentille cylindrique de focale -75 mm forment un télescope de grandissement 1/2 selon la direction horizontale. Le faisceau est, là encore, focalisé sur les atomes par la lentille de focale 300 mm. La lentille cylindrique de focale -75 mm est elle aussi montée sur une platine de translation.

DataRay) placée à 300 mm de la dernière lentille, c'est-à-dire à la même distance que la lentille par rapport aux atomes. En montant la caméra sur une platine de translation,

nous avons pu nous assurer que le waist était bien à 30 cm de la dernière lentille. Nous avons aussi mesuré sa valeur : le waist selon la verticale vaut $34,4 \mu\text{m}$, et le waist selon l'horizontale $156,5 \mu\text{m}$, ce qui correspond aux ordres de grandeur que nous nous étions fixés.

La forme du faisceau observée à la caméra est présentée en figure 6.

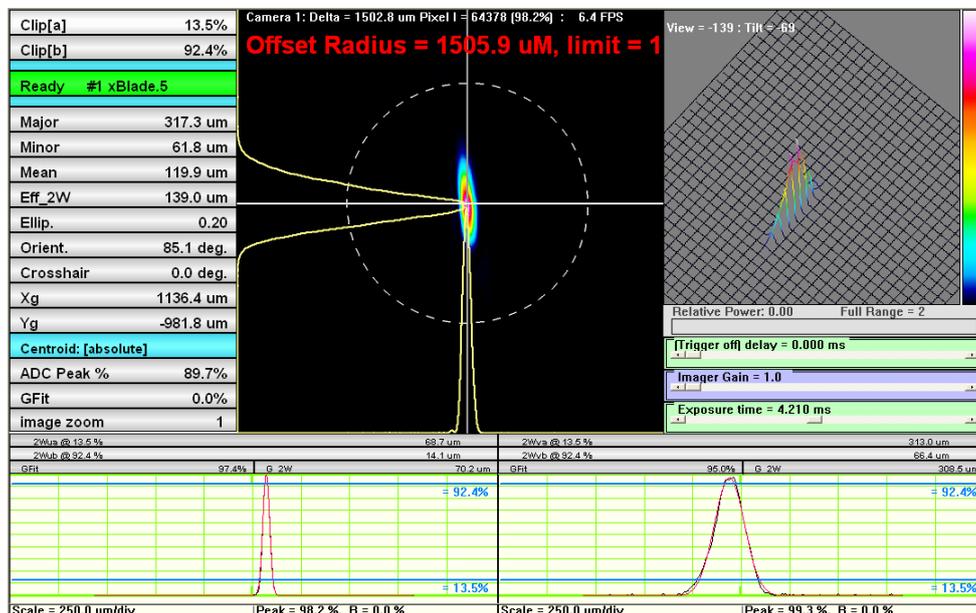


FIGURE 6 – Profil transverse du faisceau réservoir à 300 mm de la dernière lentille, réalisé grâce au logiciel WinCam. Le profil obtenu est à 90° du profil réel à cause de l'orientation de la caméra.

Grâce à nos précautions pour assurer l'horizontalité du faisceau réservoir et la bonne position du focus, l'effet du réservoir sur le MOT rouge a été visible dès le premier essai. Nous avons optimisé le centrage du faisceau réservoir par rapport au MOT rouge (le protocole d'optimisation n'est pas intéressant à décrire ici ; il a consisté essentiellement à jouer sur l'orientation du dernier miroir), jusqu'à obtenir l'image du réservoir présentée en figure 7.

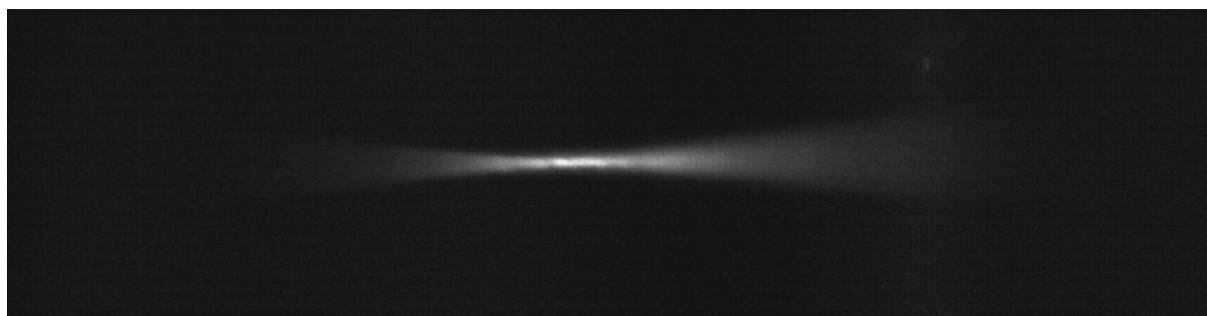


FIGURE 7 – Image du réservoir après optimisation de la position du faisceau par rapport au MOT rouge.

3.2 Faisceau "dimple"

Intéressons-nous maintenant à la partie du montage permettant de générer le faisceau "dimple". Elle permet d'envoyer un faisceau laser à travers les grands hublots (diamètre 200 mm) de la chambre à vide, focalisé sur les atomes et avec un waist de l'ordre de 20 μm . Le faisceau entre par le hublot inférieur avec un angle de 30° par rapport à la verticale. À la sortie du hublot supérieur, il est simplement bloqué.

L'angle de 30° n'est pas arbitraire : les deux grands hublots ont un traitement de surface permettant de minimiser les pertes pour les faisceaux à 1075 nm arrivant à 30° d'incidence. C'est l'angle que doivent faire les faisceaux avec la verticale pour éviter une optique 2" qui serait placée quasiment au contact du hublot.

Pour réaliser un tel faisceau, le laser est d'abord envoyé dans un AOM (identique à celui du bras du réservoir) qui augmente sa fréquence de 80 MHz. Les modes du laser IPG sont séparés de 5 MHz. Les AOM dimple et réservoir ont donc été décalés de 2,5 MHz pour éviter au maximum les interférences entre les deux faisceaux. Une lame $\frac{\lambda}{2}$ est placée avant l'AOM pour rendre la polarisation horizontale et donc compatible avec l'AOM, qui fonctionne en cisaillement.

Le faisceau dimple passe ensuite dans un télescope de grandissement 6 constitué de deux lentilles sphériques de focales -50 mm et 300 mm respectivement. Le faisceau a alors un waist de 5,46 mm. Il est réfléchi par un miroir 2" (pour éviter tout "clipping"), puis focalisé sur les atomes par une lentille de focale 300 mm. Cette lentille a été placée à approximativement 30 cm des atomes en se servant des dimensions de la chambre à vide comme référence.

Pour s'assurer que le faisceau laser à 1075 nm allait bien passer à travers le nuage d'atomes froids, j'ai utilisé le laser bleu à 461 nm. Je l'ai d'abord envoyé par le hublot supérieur de façon à détruire le MOT bleu, tout en m'assurant qu'il faisait bien un angle de 30° par rapport à la verticale (toujours en utilisant la chambre à vide comme référence). J'ai ensuite aligné le faisceau dimple sur ce faisceau de référence à l'aide des deux miroirs situés après l'AOM.

Je me suis encore assuré, à l'aide d'un miroir amovible et d'une caméra, que le point focal était bien à 30 cm de la lentille. Il s'agit bien évidemment d'une approximation, la précision étant au mieux centimétrique.

3.3 Optimisation du croisement des deux faisceaux

Lors du premier essai de piégeage avec le faisceau dimple, nous avons observé un effet ténu du faisceau sur les atomes, ce qui a confirmé que notre préalignement était correct (voir fig. 8). Restait à optimiser cet effet.

La première tentative a consisté à essayer de centrer le piège dipolaire sur le réservoir. Les résultats obtenus par cette méthode n'étaient pas bons, comme on peut le voir en fig 9.

J'ai donc plutôt commencé par centrer le faisceau dimple sur le MOT rouge (sans me soucier du réservoir, dont le faisceau était éteint) en utilisant le dernier miroir du bras du dimple. Ensuite, j'ai déplacé la lentille cylindrique de focale -50 mm du réservoir en utilisant la platine de translation sur laquelle elle était montée. Durant cette étape, le MOT rouge était éteint 10 ms avant de prendre l'image.

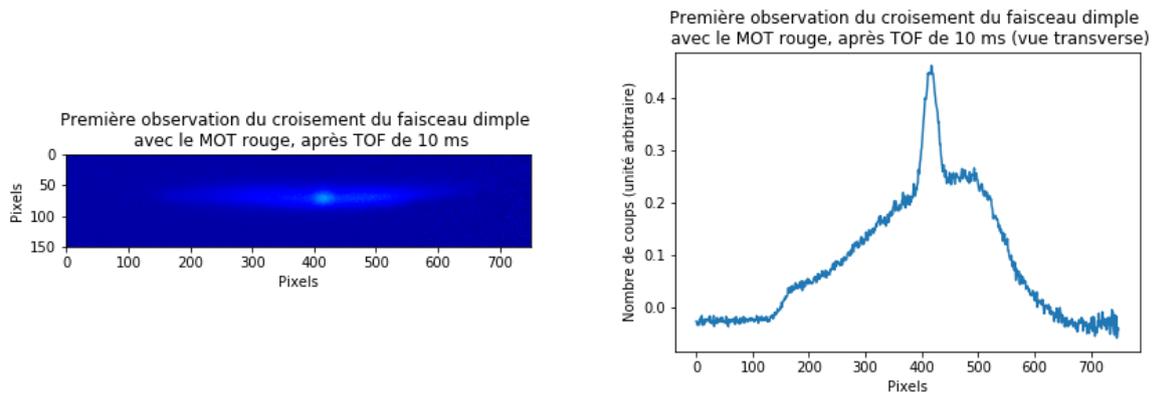


FIGURE 8 – Une des premières observations de l’effet du faisceau dimple sur le MOT rouge : après un temps de vol de 10 ms, on commence à observer un pic de densité au centre de l’image.

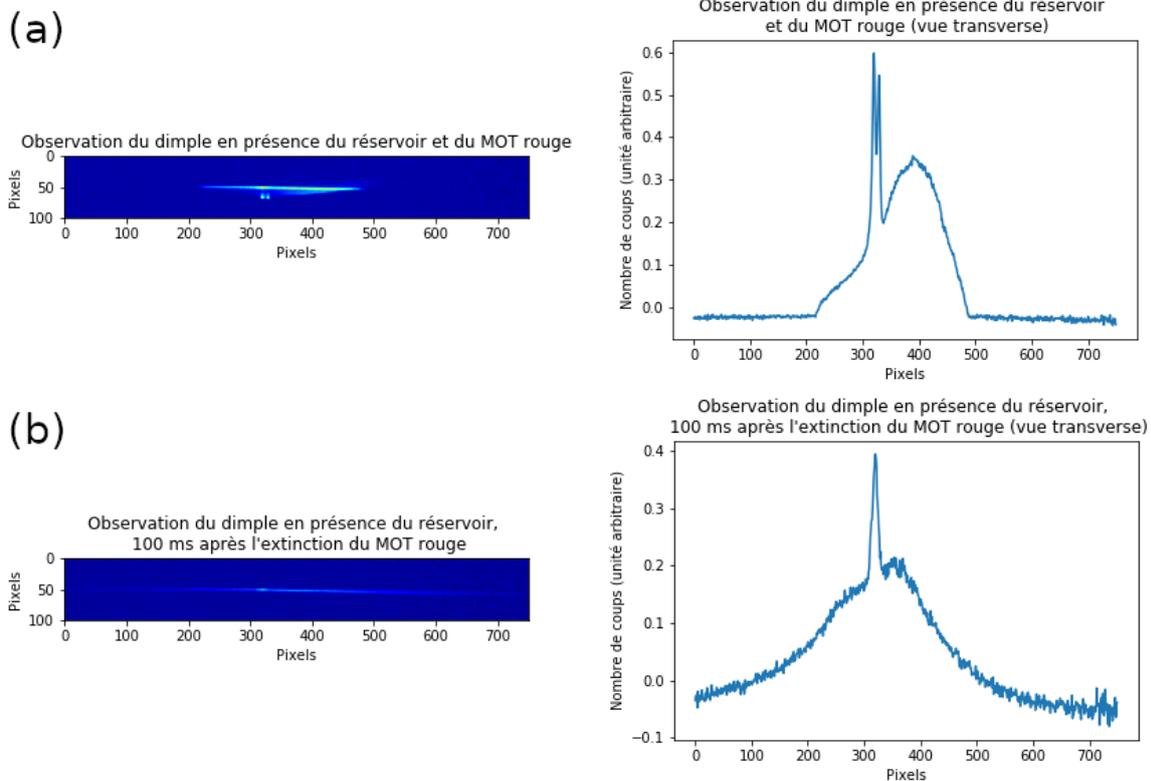


FIGURE 9 – (a) Première tentative pour augmenter le nombre de coups. On s’aperçoit que le faisceau "dimple" semble créer non pas un, mais deux points de densité supérieure : c’est parce que le déplacement lumineux qu’il induit change la condition de piégeage du MOT rouge (voir réf. [9]). (b) On prend une image dans les mêmes conditions que l’image ci-dessus, mais en éteignant le MOT rouge 100 ms auparavant. On s’aperçoit que les deux points disparaissent, ce qui confirme que c’est un effet lié au MOT rouge.

Cette méthode s’est avérée bien plus efficace pour optimiser le piège dipolaire, comme on peut le constater sur la figure 10.

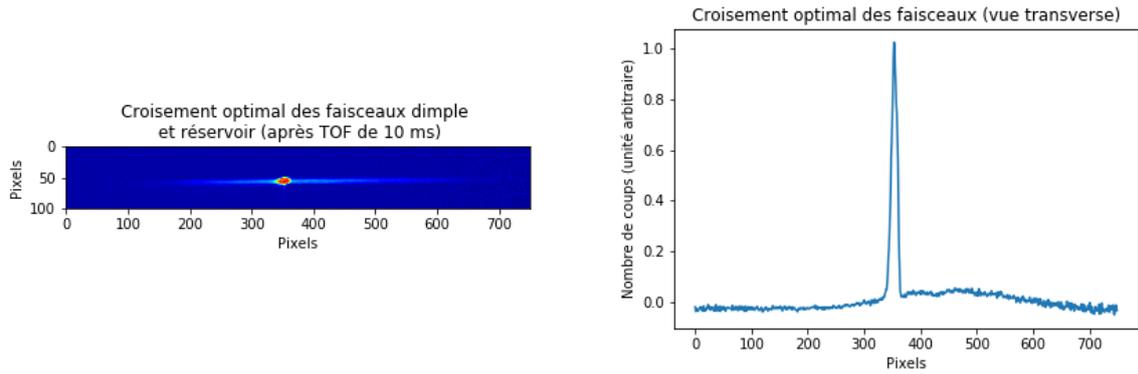


FIGURE 10 – Piège dipolaire croisé après optimisation, après un temps de vol de 10 ms.

3.4 Performances du piège dipolaire croisé

Le taux de transfert entre le MOT rouge et le piège dipolaire croisé après l'optimisation est de 1 : tous les atomes du MOT sont capturés par le piège dipolaire après l'extinction du MOT.

En faisant une image du piège dipolaire à différents temps après l'extinction du MOT rouge, on peut reconstituer l'évolution du nombre d'atomes piégés et de leur température moyenne au cours du temps. Les courbes obtenues sont présentées en fig. 11.

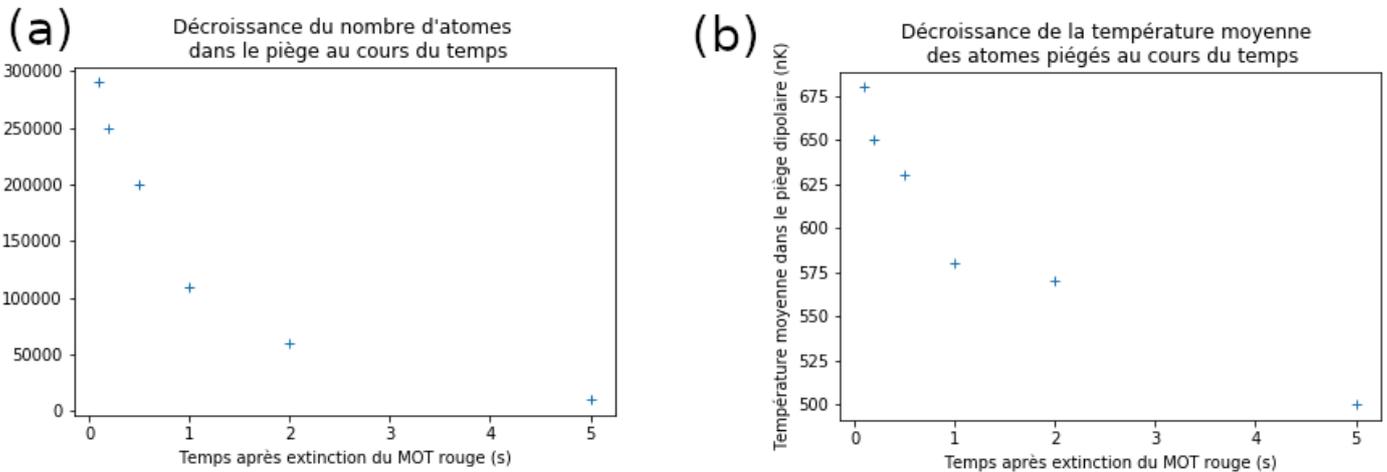


FIGURE 11 – (a) Évolution du nombre d'atomes dans le piège au cours du temps, après extinction du MOT rouge à $t = 0$. (b) Évolution de la température moyenne des atomes dans le piège. La température est mesurée par temps de vol.

La densité dans l'espace des phases est de $\eta = 7.10^{-3}$. On est donc encore loin de la dégénérescence : le résultat sera certainement différent avec l'isotope 87 (il est difficile d'approcher de la dégénérescence avec le 88) mais le refroidissement sera de toute façon nécessaire.

Conclusion

L'objectif du stage a été atteint : le piège dipolaire fonctionne pour les atomes de ^{88}Sr . Lors du début de ma thèse, il me faudra reconfigurer l'expérience pour pouvoir utiliser l'isotope fermionique 87. Je n'ai malheureusement pas pu le faire durant le stage : nous avions un mauvais vide à cause d'une fuite dans la chambre à vide. Nous avons remplacé le hublot fautif et recommencé à faire le vide la dernière semaine de Juillet. Je pourrai donc dès la rentrée adapter les différents asservissements au piégeage du ^{87}Sr , puis essayer de le refroidir par évaporation.

Références

- [1] Metcalf J. "Laser cooling and trapping"
- [2] Dalibard J. "Atomes ultra-froids. Cours du M2 de Physique quantique" (2005)
- [3] Perrin, H. "Light forces", Les Houches lecture notes (2014)
- [4] Perrin H. "Doppler cooling and magneto optical trapping", Les Houches lecture notes (2014)
- [5] Cohen-Tannoudji C. "Atomic motion in laser light" Les Houches lecture notes (1990)
- [6] Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Grynberg G. "Photons and atoms, introduction to Quantum Electrodynamics" (1989)
- [7] Fabre C. "Atomes et lumière, interaction matière rayonnement" International Center for Fundamental Physics lecture notes (in French) 20-21 (2006)
- [8] Davis M.J., Garrett M.C. "Growth dynamics of a Bose-Einstein condensate in a dimple trap without cooling" Physical Review A 83, 013630 (2011)
- [9] Ye J., Loftus T.H. "Narrow line cooling and momentum-space crystals" Physical Review A 70, 063413 (2004)