

# Rapport de stage L3 : Système d'imagerie par absorption pour une expérience d'atomes froids

Nicolas Lecœur

4 août 2018

## Résumé

Le Laboratoire de Physique des Lasers (Unité Mixte de Recherche du CNRS (UMR 7538) et de l'Université Paris 13) m'a accueilli du 4 juin au 27 juillet 2018. J'ai plus précisément travaillé aux côtés d'Étienne Maréchal (maître de stage) dans l'équipe [Gaz Quantiques Magnétiques - Strontium](#)<sup>1</sup>. Cette équipe réalise actuellement des pièges magnéto-optiques de Strontium 88. Dans ce contexte, j'ai mis en place un système d'imagerie par absorption pour étudier quantitativement ces nuages d'atomes froids. Ce stage a été l'occasion pour moi de découvrir les subtilités de l'optique expérimentale, appliquées à la mécanique quantique.

## Table des matières

<b>1</b>	<b>Présentation de l'expérience</b>	<b>1</b>
1.1	Les pièges magnéto-optiques (MOTs) bleu et rouge de $^{88}\text{Sr}$ . . . . .	1
1.2	Principe de l'imagerie par absorption . . . . .	2
1.3	Travail à réaliser . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Le faisceau d'imagerie</b>	<b>4</b>
2.1	Utilisation d'un modulateur acousto-optique (AOM) . . . . .	4
2.2	Injection d'une fibre optique . . . . .	5
2.3	Collimation en sortie de fibre . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Le système d'imagerie : caractérisation numérique</b>	<b>6</b>
3.1	Système sans magnification . . . . .	6
3.2	Système avec magnification . . . . .	9
<b>4</b>	<b>Le système d'imagerie : caractérisation expérimentale</b>	<b>9</b>
4.1	Nécessité d'une magnification . . . . .	11
4.2	Objectif de microscope : magnification $\times 20$ . . . . .	11
4.3	Doublets achromatiques : magnification $\times 3$ . . . . .	12
<b>5</b>	<b>Étude théorique de l'imagerie par absorption</b>	<b>12</b>
5.1	Saturation de la transition . . . . .	12
5.2	Saturation de la caméra . . . . .	14
5.3	Rapport signal sur bruit . . . . .	15
5.4	Effet Doppler . . . . .	15
5.5	Déplacement des atomes et profondeur de champ . . . . .	16

---

1. Sur la version numérique de ce rapport, il est possible de cliquer sur chaque texte coloré en rouge afin d'ouvrir une page Web qui s'y rapporte.

<b>6 Résultats du système d'imagerie</b>	<b>16</b>
6.1 Détermination expérimentale de la résonance . . . . .	16
6.2 Imageries par fluorescence et par absorption du MOT bleu . . . . .	17
6.3 Imagerie par absorption du MOT rouge . . . . .	18
<b>7 Conclusion</b>	<b>19</b>

# 1 Présentation de l'expérience

## 1.1 Les pièges magnéto-optiques (MOTs) bleu et rouge de $^{88}\text{Sr}$

L'objectif à moyen terme de l'équipe Gaz Quantiques Magnétiques - Strontium est de manipuler des atomes de  $^{87}\text{Sr}$  ultra-froids, et en particulier d'étudier l'organisation de ces fermions dans des potentiels périodiques. L'équipe a donc mis en place un système de **refroidissement Doppler** (voir ci-dessous) permettant l'obtention d'atomes de Strontium ultra-froids. Mais actuellement, l'équipe travaille sur le  $^{88}\text{Sr}$ , boson dont l'abondance isotopique est de 83% en pourcentage molaire.

Le principe du refroidissement Doppler est le suivant [2]. On considère par exemple la transition  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  du  $^{88}\text{Sr}$ , qui correspond à une longueur d'onde  $\lambda$  et à une pulsation  $\omega_A = \frac{2\pi c}{\lambda}$  où  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide.

Un laser de pulsation  $\omega_L$  est caractérisé par son **désaccord**  $\Delta = \omega_L - \omega_A \ll \omega_L, \omega_A$  et par son vecteur d'onde  $|\vec{k}| = \frac{\omega_L}{c} \simeq \frac{\omega_A}{c}$ . Il est possible de créer des cycles d'absorption-émission spontanée de photons en envoyant un laser sur des atomes de  $^{88}\text{Sr}$ . Par conservation de la quantité de mouvement, l'absorption modifie la quantité de mouvement de l'atome ; mais l'émission spontanée ne la modifie pas en moyenne, puisqu'elle a lieu dans une direction aléatoire. On note  $E_r$  l'énergie de recul associée à l'absorption d'un photon d'impulsion  $\hbar k$  :  $E_r = \hbar^2 k^2 / 2m$  où  $\hbar = 2\pi\hbar$  est la constante de Planck et  $m$  est la masse de l'atome. Cette énergie est associée à une pulsation de recul  $\omega_r = E_r / \hbar$ .

Un faisceau laser peut donc exercer une **force de pression de radiation** sur les atomes. Cette force est d'autant plus importante que le laser est résonant avec la transition  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ . Si deux faisceaux lasers contra-propageant sont envoyés sur un atome de vitesse  $\vec{v}$ , on peut distinguer un laser qui "pousse" l'atome, c'est-à-dire tel que  $\vec{k} \cdot \vec{v} > 0$ , et un laser qui "freine" l'atome, c'est-à-dire tel que  $\vec{k} \cdot \vec{v} < 0$ . Il y a alors deux cas :

1. si  $\Delta > 0$ , le laser qui pousse l'atome est approché de résonance et le laser qui freine l'atome est éloigné de résonance par effet Doppler. Donc le laser qui pousse l'atome exerce une plus grande force.
2. si  $\Delta < 0$ , le laser qui freine l'atome est approché de résonance et le laser qui pousse l'atome est éloigné de résonance par effet Doppler. Donc le laser qui freine l'atome exerce une plus grande force.

Ainsi, utiliser trois paires orthogonales de faisceaux laser contra-propageant avec un désaccord  $\Delta < 0$  permet de ralentir et donc refroidir les atomes de  $^{88}\text{Sr}$ . Ajouter un gradient de champ magnétique crée une force de rappel qui piège ces atomes froids. C'est ce que l'on appelle un **piège magnéto-optique** (*magneto-optical trap*, abrégé MOT dans la suite).

L'équipe Gaz Quantiques Magnétiques - Strontium réalise ce MOT dit "bleu" depuis plusieurs mois ( $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ ,  $\lambda = 460,8618$  nm) ; et plus récemment un MOT dit "rouge" associé à la transition  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  ( $\lambda = 689,449$  nm). La largeur naturelle  $\Gamma$  des différentes raies est  $\Gamma/2\pi = 32$  MHz pour le MOT bleu et  $\Gamma/2\pi = 7,5$  kHz pour le MOT rouge [4]. En comparant à la pulsation

de recul  $\omega_r = \hbar k^2/2m$ , le MOT bleu est qualifié de "MOT raie large" ( $\Gamma/\omega_r = 3000 \gg 1$ ) et le MOT rouge de "MOT raie étroite" ( $\Gamma/\omega_r = 1,5 \sim 1$ ), plus difficile à obtenir mais aussi plus froid.

En effet, la limite théorique de refroidissement Doppler pour la température  $T$  est donnée dans le cas d'une raie large par  $k_B T = \hbar\Gamma/2$  et dans le cas d'une raie étroite par  $k_B T = E_r$  où  $k_B$  est la constante de Boltzmann. Dans le cas du  $^{88}\text{Sr}$ ,  $T_{MOT\text{bleu}} = 770 \mu\text{K}$  et  $T_{MOT\text{rouge}} = 230 \text{nK}$ .

En pratique, la température  $T$  d'un nuage d'atomes froids est estimée par **temps de vol**<sup>2</sup>. Si le nuage d'atomes est ponctuel à l'instant  $t = 0$  et que l'on coupe le piège magnéto-optique, alors la distribution en position  $r$  des atomes après le temps de vol  $t_{vol}$  reflète la distribution en vitesse  $v$  initiale telle que  $v = r/t_{vol}$  :

$$p(r) = p\left(v = \frac{r}{t_{vol}}\right) \propto \exp\left(-\frac{mr^2}{2k_B t_{vol}^2 T}\right) \quad (1)$$

Or, cette distribution en position et sa dispersion  $a$  peuvent être déterminées expérimentalement par traitement d'image :

$$p(r) \propto \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \quad (2)$$

Ainsi :

$$T = \frac{ma^2}{2k_B t_{vol}^2} \quad (3)$$

et pour prendre en compte la dispersion initiale en position des atomes,  $a(0)$ , il faut écrire :

$$T = \frac{m(a^2 - a(0)^2)}{2k_B t_{vol}^2} \quad (4)$$

Mon travail consiste à réaliser l'imagerie par absorption des MOTs bleu et rouge de  $^{88}\text{Sr}$ , pour déterminer entre autres la température de ces nuages d'atomes et le nombre d'atomes qu'ils comportent.

## 1.2 Principe de l'imagerie par absorption

Pour réaliser l'imagerie par absorption [3] d'un MOT de  $^{88}\text{Sr}$ , on envoie sur ce MOT un **faisceau laser collimaté et résonant avec les atomes** (ou bien très légèrement décalé en fréquence, voir ci-dessous). Un système d'imagerie sur l'axe de ce faisceau permet d'obtenir l'image des atomes et/ou du faisceau laser sur une caméra CCD. En l'occurrence, le laser envoyé sera résonant avec la transition  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  à  $\lambda = 460,8618 \text{ nm}$ , dont la largeur naturelle est  $\Gamma/2\pi = 32 \text{ MHz}$ . Dans une telle situation de résonance, un atome de  $^{88}\text{Sr}$  peut absorber un photon sur une section efficace d'absorption  $\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$ . Ainsi, sur une longueur  $dz$ , le volume potentiel d'absorption est  $\sigma_0 dz$ . Donc l'intensité  $I(x,y,z)$  du laser diminue selon :

$$\frac{dI(x,y,z)}{dz} = -\sigma_0 n(x,y,z)I(x,y,z) \quad (5)$$

où  $n(x,y,z)$  est la densité d'atomes dans le MOT.

En pratique :

1. il existe une intensité de saturation de la transition  $I_{sat}$  : l'absorption est réduite quand  $\frac{I}{I_{sat}}$  augmente,

---

2. Un exemple expérimental de temps de vol est donné en fin de rapport, en sous-section 6.3.

2. on peut choisir de travailler légèrement décalé de la résonance, avec  $\Delta$  le désaccord en fréquence entre le laser et la transition.

La section efficace d'absorption est alors donnée par :  $\sigma(x,y,z) = \frac{\sigma_0}{1 + \left(2\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I(x,y,z)}{I_{sat}}}$ . On a donc plutôt :

$$\frac{dI(x,y,z)}{dz} = -\sigma_0 n(x,y,z) I(x,y,z) \frac{1}{1 + \left(2\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I(x,y,z)}{I_{sat}}} \quad (6)$$

Si l'intensité du faisceau d'imagerie est négligeable devant l'intensité de saturation (voir sous-section 5.1), cette équation se réécrit, en posant  $\sigma_\Delta = \frac{\sigma_0}{1 + \left(2\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2}$  :

$$\frac{dI(x,y,z)}{dz} = -\sigma_\Delta n(x,y,z) I(x,y,z) \quad (7)$$

La direction du faisceau d'imagerie est  $z$ . On définit usuellement la densité optique selon  $od(x,y) = \sigma_\Delta n_{2D}(x,y)$  où  $n_{2D}(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty} n(x,y,z) dz$  est la densité colonne d'atomes. On note  $I_{in}(x,y)$  l'intensité avant traversée du nuage d'atomes, et  $I_{out}(x,y)$  l'intensité après traversée du nuage d'atomes. L'intégration selon  $z$  de l'équation (7) donne alors la **loi de Beer-Lambert** :

$$od(x,y) = \ln \frac{I_{in}(x,y)}{I_{out}(x,y)} \quad (8)$$

L'imagerie par absorption permet notamment de remonter au nombre d'atomes présents dans le MOT. Ce nombre est  $N_{at} = \iiint n(x,y,z) dx dy dz = \frac{1}{\sigma_\Delta} \iint od(x,y) dx dy$ . On suit alors la procédure suivante :

1. acquérir sur caméra l'intensité  $I'_{out}$  en présence du faisceau laser et en présence du nuage d'atomes,
2. acquérir l'intensité  $I'_{in}$  en présence du faisceau laser et en l'absence d'atomes,
3. acquérir l'intensité de fond  $I_{back}$  sur la caméra en l'absence du faisceau laser et du nuage d'atomes, et poser  $I_{out} = I'_{out} - I_{back}$  et  $I_{in} = I'_{in} - I_{back}$ ,
4. calculer la densité optique suivant l'équation (8), intégrer cette densité optique sur toute l'image et diviser par  $\sigma_\Delta$  pour déduire le nombre d'atomes  $N_{at}$ .

### 1.3 Travail à réaliser

Avant d'obtenir des images par absorption, le travail préparatoire se décompose en trois étapes.

Premièrement, je prépare le faisceau d'imagerie à envoyer sur les atomes. Ce faisceau doit être collimaté et résonant avec la transition  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  à  $\lambda = 460,8618$  nm. Cette préparation est présentée en section 2.

Deuxièmement, j'étudie et monte le système d'imagerie qui formera l'image des atomes sur la caméra. Le logiciel **ZEMAX** permet de prévoir numériquement les performances de ce système d'imagerie (voir section 3). Puis je détermine ses performances réelles, à l'aide d'**une mire THORLABS** et du logiciel **IGOR PRO** (voir section 4).

Troisièmement, je prévois théoriquement et numériquement (avec PYTHON) les paramètres expérimentaux qui permettent d'éviter d'éventuels problèmes de l'imagerie par absorption : saturation de la caméra, effet Doppler, etc (voir section 5).

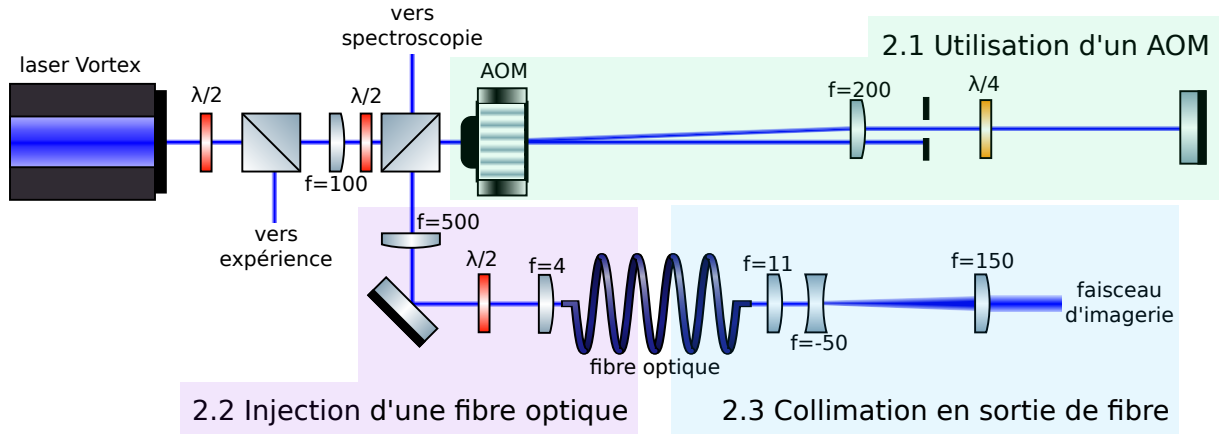


FIGURE 1 – Montage utilisé pour la préparation du faisceau d’imagerie. Le faisceau d’imagerie ainsi préparé sera ensuite envoyé sur une mire (section 4) ou sur un nuage d’atomes (section 6), dont l’image est faite par le système d’imagerie décrit en section 3.

## 2 Le faisceau d’imagerie

Comme expliqué dans la section précédente, il faut envoyer un faisceau laser à la longueur d’onde  $\lambda = 460,8618$  nm sur les atomes. Cette section décrit la préparation de ce faisceau d’imagerie, qui est résumée par la figure 1.

### 2.1 Utilisation d’un modulateur acousto-optique (AOM)

L’équipe utilise un laser bleu appelé **VORTEX**. Asservir et utiliser ce laser directement à la fréquence d’intérêt  $f = c/\lambda$  ne serait pas judicieux. En effet, il faut pouvoir :

1. modifier la fréquence du faisceau laser selon les besoins de l’expérience : le VORTEX n’est pas utilisé exclusivement pour l’imagerie (voir figure 1),
2. introduire un désaccord en fréquence  $\Delta$  comme dans la sous-section 1.2,
3. interrompre rapidement, si nécessaire, la propagation du faisceau laser<sup>3</sup>.

C’est pourquoi un **modulateur acousto-optique** (*acousto-optic modulator*, abrégé AOM dans la suite) est nécessaire. Un AOM se présente sous la forme d’un petit boîtier, contenant un cristal dans lequel une onde acoustique progressive de fréquence  $f_{AOM}$  et d’amplitude  $A_{AOM}$  peut être générée. Les nœuds et ventres de pression qui en résultent créent une variation spatiale de l’indice. Un faisceau de fréquence  $f$  qui entre dans l’AOM est alors diffracté en sortie, et pour l’ordre  $m$  de diffraction, la fréquence du faisceau en sortie est  $f + mf_{AOM}$ .

Les travaux antérieurs de l’équipe sur le  $^{88}\text{Sr}$  indiquent que, par construction de l’asservissement en fréquence du VORTEX, environ 254 MHz séparent la fréquence du laser VORTEX et la fréquence de résonance. On fixe donc  $f_{AOM} = 127$  MHz. De la sorte :

1. le faisceau laser issu du VORTEX est diffracté une première fois,
2. l’ordre 1 de diffraction est prélevé et les autres ordres éliminés en utilisant un diaphragme, ce qui isole un faisceau de fréquence  $f_{vortex} + 127$ ,
3. ce faisceau est réfléchi sur un miroir et est de nouveau diffracté par l’AOM (on parle de **double passage**<sup>4</sup>). L’ordre 1 de cette nouvelle diffraction est alors à la bonne fréquence.

3. Sur ce dernier point, voir la figure 1 : la propagation du faisceau est arrêtée en l’absence de diffraction, et il suffit donc de fixer  $A_{AOM} = 0$  pour interrompre rapidement (en quelques dizaines de ns) la propagation du faisceau.

4. Comme le montre la figure 1, l’intérêt du double passage est d’obtenir finalement un faisceau dont la direction et la position sont les mêmes que celle que soit la fréquence  $f_{AOM}$  utilisée.

Focale (mm)	<i>Waist</i> A ( $\mu\text{m}$ )	<i>Waist</i> B ( $\mu\text{m}$ )	Puissance en sortie de fibre ( $\mu\text{W}$ )	Conversion (%)
Sans lentille	375	475	105	42
1000	340	445	125	50
500	315	410	135	54

TABLE 1 – Influence d’une lentille convergente située environ 20 cm en amont de la fibre optique. Les *waists* sont mesurés avec le logiciel **DATARAY**, juste devant la lentille de focale 4 mm. La puissance en sortie de fibre est comparée à la puissance en entrée (250  $\mu\text{W}$ ).

Il faut éviter de perdre trop de puissance lors du double passage dans l’AOM. Il convient donc de maximiser la puissance indiquée par le **puissance-mètre** après double passage. Pour cela, il faut trouver l’amplitude  $A_{AOM}$  qui maximise cette puissance. Cette amplitude est modifiable à l’aide d’un programme LABVIEW qui contrôle plus généralement tous les paramètres de tous les composants utilisés pour l’expérience Strontium (par exemple la fréquence des AOM, l’amplitude des champs magnétiques, etc.). Sans s’intéresser à la valeur physique, la commande d’amplitude  $A_{23}$  maximise la puissance du faisceau après double passage, qui vaut 250  $\mu\text{W}$ , là où la puissance en amont de l’AOM est 760  $\mu\text{W}$ .

**Remarque** : Si l’on veut introduire un désaccord en fréquence  $\Delta$ , il suffit de fixer  $f_{AOM}$  légèrement différent de 127 MHz.

## 2.2 Injection d’une fibre optique

À ce stade, le faisceau laser, de puissance 250  $\mu\text{W}$ , est à la bonne fréquence. Cependant, ce faisceau se trouve à un certain endroit de la salle de manipulations, et les MOTs sont formés à un autre endroit. Il faut donc injecter ce faisceau laser dans une fibre optique, puis placer la sortie de **cette fibre optique** à proximité des MOTs.

Différentes étapes permettent d’obtenir une injection satisfaisante pour maximiser la puissance en sortie de fibre optique :

1. **une lentille de focale 4 mm** est utilisée pour coupler le faisceau laser dans la fibre optique,
2. des miroirs permettent de régler précisément la direction du faisceau,
3. le *waist* du faisceau laser d’entrée peut être modifié en positionnant une lentille en amont de la lentille de focale 4 mm.

Les deux premières étapes sont des procédures courantes d’optique, dont la réalisation correcte dépend de diverses astuces qu’il n’est pas nécessaire de détailler dans ce rapport. L’intérêt de la troisième étape est démontré par la table 1, qui montre l’efficacité croissante de l’injection lorsqu’on fait légèrement converger le faisceau en amont de la fibre optique. La solution retenue est donc de placer une lentille de focale 500 mm en amont de la fibre optique.

## 2.3 Collimation en sortie de fibre

Le faisceau diverge en sortie de fibre et doit être collimaté en plaçant une lentille convergente en sortie de fibre. La taille du faisceau laser collimaté dépend bien sûr de la focale utilisée. Le plus gros objet que l’on souhaite imager est un MOT bleu, dont la taille n’excède pas 2,5 mm. Un faisceau laser de *waist* compris entre 1,5 mm et 2 mm serait donc convenable.

La solution retenue est d’utiliser **une lentille asphérique de focale 11 mm**, suivie d’un télescope  $\times 3$ , réalisé avec **une lentille de focale  $-50$  mm** suivie d’**une lentille de focale 150 mm**. Cela donne

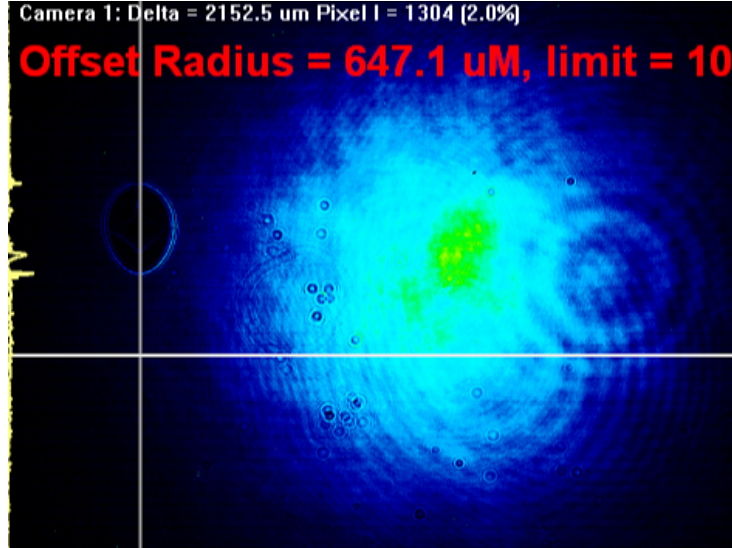


FIGURE 2 – La lentille de focale 11 mm suivie d’un télescope  $\times 3$  donne un faisceau d’imagerie dont le *waist* moyen est d’environ  $2000\ \mu\text{m}$ . Les anneaux sont des imperfections du faisceau d’imagerie, vraisemblablement dues à la lentille de focale 11 mm qui n’est pas parfaitement propre. De telles imperfections ne posent quasiment aucun problème pour l’imagerie par absorption, et n’ont donc pas à être éliminées. En effet, seule la partie centrale du faisceau sera absorbée par les atomes de  $^{88}\text{Sr}$ , donc la présence de franges hors de cette partie centrale n’est pas gênante. Les variations spatiales d’intensité correspondant à ces franges seront éliminées par le rapport  $\frac{I_{in}}{I_{out}}$  (voir équation (8)).

un faisceau collimaté de *waist*  $\sim 2000\ \mu\text{m}$ , représenté en figure 2.

Le premier choix s’était porté sur **une lentille asphérique de focale 18 mm**, qui donnait un faisceau collimaté de *waist*  $\sim 1200\ \mu\text{m}$  : le montage alors obtenu est plus compact car ne nécessite pas de télescope. Mais la figure 3 montre que le profil du faisceau collimaté n’était pas du tout gaussien : il y a diffraction par cette lentille, dont l’ouverture numérique de 0,15 est voisine de l’ouverture numérique de la fibre optique ( $\gtrsim 0,12$ ). Le problème ne se pose plus avec la lentille de focale 11 mm, qui dispose d’une plus grande ouverture numérique (0,25).

- En conclusion de cette section, le faisceau d’imagerie collimaté est :
- résonant avec la transition  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  ( $\lambda = 460,8618\ \text{nm}$ ) du  $^{88}\text{Sr}$ ,
  - de puissance maximale  $135\ \mu\text{W}$  (voir table 1),
  - de *waist* 2 mm, ce qui correspond à une longueur de Rayleigh de 27 m.

### 3 Le système d’imagerie : caractérisation numérique

#### 3.1 Système sans magnification

Le système d’imagerie sans magnification est présenté en figure 4. Ce système, de grandissement  $-1$ , consiste en **deux lentilles identiques de focale  $f = 150\ \text{mm}$  et de diamètre 50 mm** : il s’agit de doublets achromatiques de la marque EDMUND OPTICS (numéro de série 49285). De tels doublets limitent les aberrations sphériques. Ces aberrations sont de plus fortement réduites si le côté le plus courbé de chaque lentille est placé du côté des rayons parallèles (comme ceci est réalisé sur la figure 4).

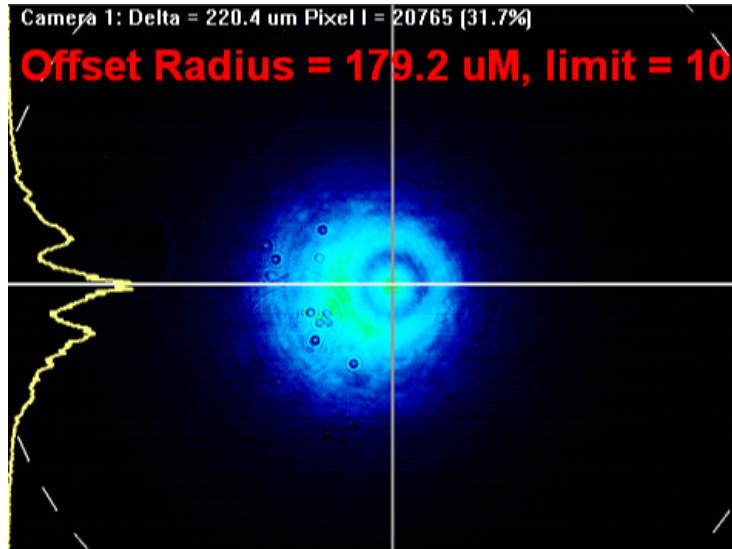


FIGURE 3 – La lentille de focale 18 mm diffracte le faisceau laser. Les franges d’interférences se trouvent à l’endroit où les atomes devraient absorber le faisceau, ce qui pose problème pour l’imagerie par absorption.

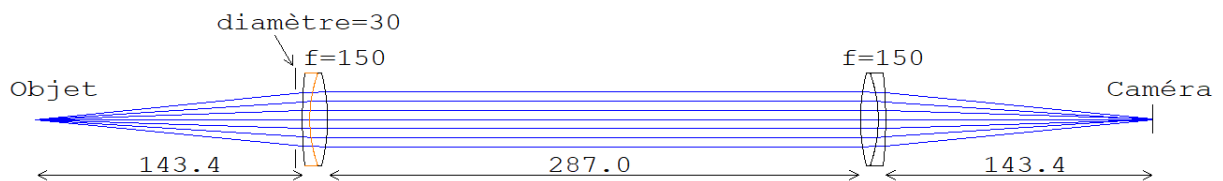


FIGURE 4 – Système d’imagerie sans magnification. Les distances sont exprimées en mm. Le diamètre d’ouverture est 30 mm.



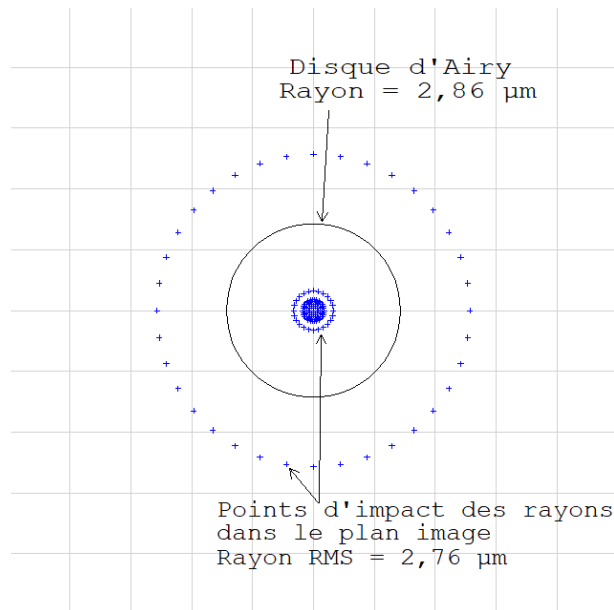


FIGURE 5 – *Spot diagram* du système d'imagerie sans magnification. Le cercle noir est le disque d'Airy. Longueur d'onde : 461 nm, diamètre d'ouverture : 30 mm.

Le montage visé est de la forme  $f / 2f / f^5$ , c'est-à-dire :

- la première lentille se trouve 150 mm derrière le point objet,
- la seconde lentille se trouve 300 mm derrière la première lentille,
- l'image se forme 150 mm derrière la seconde lentille.

Ces valeurs de 150 mm et 300 mm sont exactes seulement dans le cas idéal de lentilles minces, et ne sont donc pas valables pour ces doublets. Le logiciel ZEMAX<sup>6</sup> permet de prévoir au mieux la position des différentes lentilles. Les positions alors obtenues pour un objet ponctuel sont présentées sur la figure 4.

Le système d'imagerie a un diamètre d'ouverture limitée (d'au plus 50 mm, qui est le diamètre des lentilles), et diffracte donc la lumière. L'image d'un point source par le système est donc une figure appelée tache d'Airy, dont l'intensité présente un maximum puis plusieurs annulations. Le **rayon d'Airy** est la distance entre ce maximum et la première annulation.

ZEMAX prévoit que ce système d'imagerie est limité par la diffraction, à condition de réduire l'ouverture du système à 30 mm de diamètre. En effet, dans le cas d'un objet ponctuel, les aberrations de ce système conduisent à un rayon *RMS* image de 2,76 μm, ce qui est inférieur au rayon d'Airy, qui est de 2,86 μm. Ceci est montré par la figure 5.

L'importance du diaphragme ne doit pas être négligée : en travaillant à pleine ouverture (50 mm de diamètre), le rayon *RMS* est 79 μm !

5. L'avantage du système  $f / 2f / f$  est de réaliser sur la caméra non seulement l'image de l'objet, mais aussi l'image du front d'onde du faisceau d'imagerie. Un système avec une seule lentille, par exemple de la forme  $2f / 2f$  (distance objet - lentille = distance lentille - image =  $2f$ ), réalise sur la caméra l'image de l'objet mais pas celle du front d'onde.

6. ZEMAX permet de définir les positions relatives des lentilles et de l'objet, et calcule géométriquement les rayons lumineux correspondants. Cela donne un *spot diagram*, qui caractérise les points d'impact de ces rayons lumineux dans le plan image (voir par exemple figure 5). ZEMAX peut d'ailleurs calculer la position où l'image est de meilleure qualité.

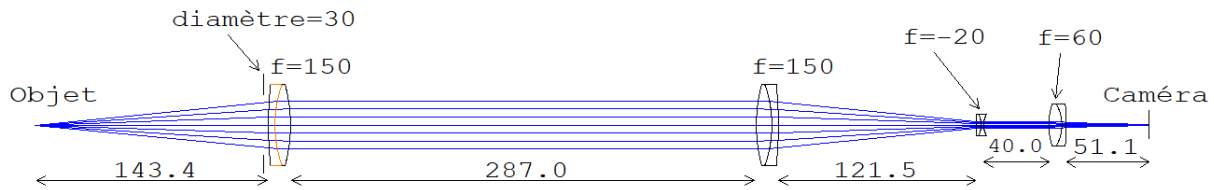


FIGURE 6 – Système d’imagerie avec magnification  $\times 3$ . Les distances sont exprimées en mm. Le diamètre d’ouverture est 30 mm. Le travail réalisé avec ZEMAX montre que les performances du système dépendent peu des valeurs 287 mm et 40 mm.

### 3.2 Système avec magnification

L’imagerie par absorption utilisera une caméra dont la taille des pixels est de quelques microns. Pour réaliser l’image d’objets petits (de taille typique quelques dizaines de microns), une magnification est donc utile pour limiter la pixellisation.

Pour cela, deux doublets achromatiques de focales  $-20$  mm et  $60$  mm sont utilisés. Le grandissement prévu est donc de 3, et les positions approximatives<sup>7</sup> doivent être :

- la lentille divergente est placée 20 mm devant la position où se forme l’image sans magnification, c’est-à-dire 130 mm derrière la deuxième lentille du système sans magnification,
- la lentille convergente se trouve 40 mm derrière la lentille divergente,
- l’image finale se forme 60 mm derrière la dernière lentille.

Le système complet et les positions réelles estimées avec ZEMAX sont données en figure 6.

Avec un diamètre d’ouverture de 30 mm, le rayon d’Airy sans magnification est de  $2,86 \mu\text{m}$ . Avec une magnification de 3, le nouveau rayon d’Airy doit être  $8,58 \mu\text{m}$ , ce qui est vérifié (voir figure 7). Si la magnification n’ajoutait pas d’aberrations, le rayon *RMS* dans le plan image serait  $2,76 \times 3 = 8,28 \mu\text{m}$ . La figure 7 montre que ce n’est pas le cas : le rayon *RMS* est de  $11,82 \mu\text{m}$  et le système n’est plus limité par la diffraction.

Il convient ensuite de déterminer si la magnification dégrade également le champ latéral du système. ZEMAX permet pour cela d’ajouter des sources lumineuses hors de l’axe optique. Pour chaque point objet, ZEMAX détermine le rayon *RMS* sur l’image. Le calcul du rayon *RMS* moyen permet alors de comparer le champ avec et sans magnification. La figure 8 montre que, lorsque l’étendue de l’objet augmente, l’image se dégrade plus vite avec magnification .

En résumé, les deux doublets prévus pour la magnification ne sont pas optimaux. Si l’expérience est limitée par cette imperfection, il faudra concevoir un autre système de grandissement.

## 4 Le système d’imagerie : caractérisation expérimentale

Avant de faire l’imagerie par absorption, il convient d’étudier les caractéristiques du système d’imagerie utilisé, non plus numériquement comme dans la section précédente, mais expérimentalement, avec une mire qui comporte différents ensembles de lignes plus ou moins espacées, dont la **fréquence spatiale** (en paires de lignes par mm, noté lp/mm) est connue.

Cette mire est éclairée avec le faisceau d’imagerie collimaté décrit en fin de section 2. Puis le système d’imagerie forme de cette mire une image dont la **caméra LU075M** de LUMENARA fait l’acquisition. Les pixels de cette caméra sont des carrés de  $7,40 \mu\text{m}$  de côté. Le logiciel IGOR

7. Ce montage, de la forme  $f / f + f' / f'$  (avec  $f = -20$  mm et  $f' = 60$  mm), est privilégié pour les mêmes raisons que le montage  $f / 2f / f$  de la sous-section 3.1.

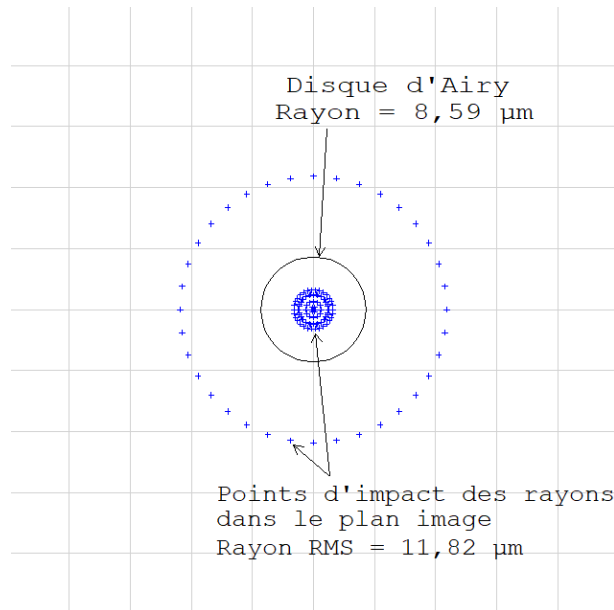


FIGURE 7 – *Spot diagram* du système d'imagerie avec magnification. Le cercle noir est le disque d'Airy. Longueur d'onde : 461 nm, diamètre d'ouverture : 30 mm.

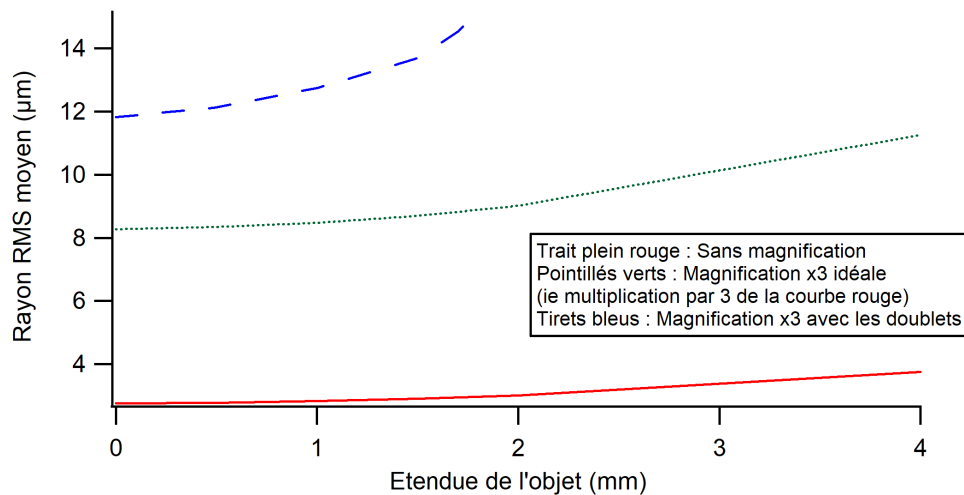


FIGURE 8 – La magnification dégrade le champ latéral du système d'imagerie (prévisions Zemax). Le diamètre d'ouverture est 30 mm.

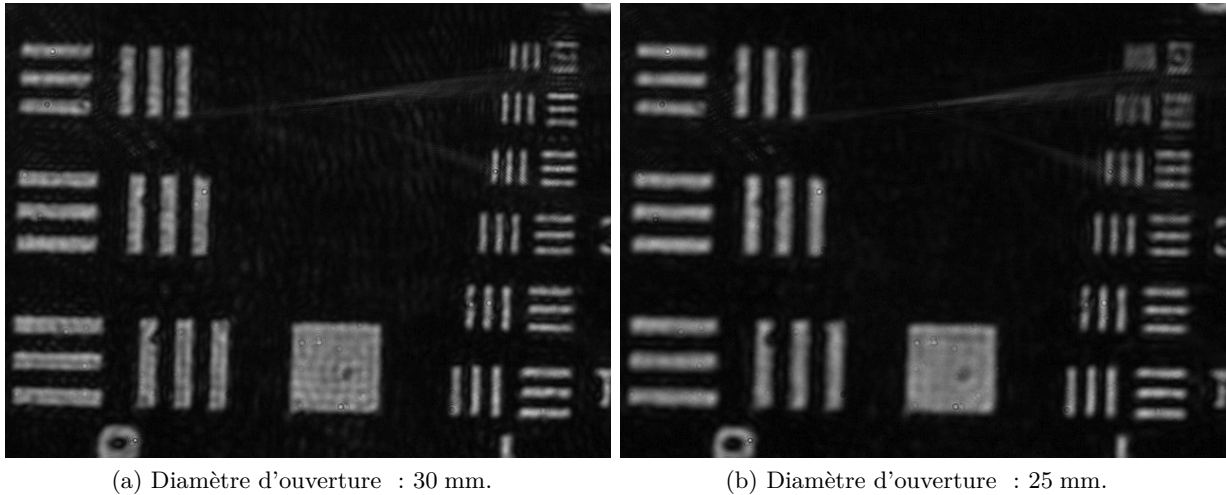


FIGURE 9 – Magnification  $\times 20$ . Les fréquences spatiales sont 71,8 ; 80,6 ; 90,5 ; 128 ; 144 ; 161 ; 181 ; 203 ; 228 lp/mm sur la mire.

PRO permet alors de tracer la **fonction de transfert de modulation** associée, c'est-à-dire l'évolution du contraste avec la fréquence spatiale.

Un diaphragme est utilisé pour modifier l'ouverture du système d'imagerie et étudier son influence.

#### 4.1 Nécessité d'une magnification

Pour caractériser précisément les performances du système d'imagerie, une magnification est nécessaire. En effet, vu la taille des pixels, deux lignes blanches peuvent occuper (en partie) un même pixel si elles sont séparées de moins de  $14,8 \mu\text{m}$ , ce qui correspond à 67 lp/mm. Or la mire utilisée va jusqu'à 228 lp/mm. Sans magnification, on est donc très vite limité par la pixellisation.

#### 4.2 Objectif de microscope : magnification $\times 20$

Tout d'abord, un objectif de microscope de grande qualité de la marque MITUTOYO, de grandissement 20, est utilisé. Un tel objectif présente deux avantages :

1. il n'ajoute pas d'aberrations significatives par rapport au système sans magnification, ainsi la qualité d'image après magnification est fidèle à la qualité qu'on aurait sans magnification,
2. le grandissement de 20 permet de n'être pas du tout limité par la pixellisation.

La figure 9 montre que l'image est moins nette avec un diamètre d'ouverture de 25 mm que 30 mm.

L'influence de l'ouverture est représentée quantitativement sur la figure 10. Cette figure montre également la qualité satisfaisante de l'imagerie, avec un contraste d'environ 80 % pour 228 lp/mm (soit des lignes séparées de  $4,4 \mu\text{m}$  sur la mire), pour un diamètre d'ouverture de 30 ou 35 mm.

Ces observations sont cohérentes avec les prévisions ZEMAX de la sous-section 3.1 : le système sans magnification et d'ouverture 30 mm doit être limité par la diffraction avec un rayon d'Airy de  $2,9 \mu\text{m}$ . Deux lignes séparées de  $4,4 \mu\text{m}$  sont donc logiquement distinguables.

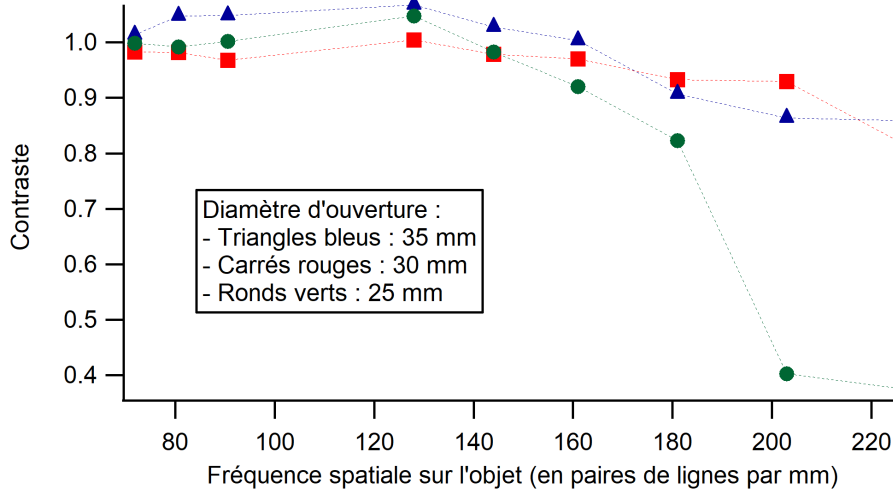


FIGURE 10 – Influence de l’ouverture. Le graphe montre la perte de qualité lorsque le diamètre d’ouverture descend sous les 30 mm.

### 4.3 Doublets achromatiques : magnification $\times 3$

L’objectif  $\times 20$  prouve donc par l’expérience la qualité du système d’imagerie sans magnification. Il faut à présent caractériser le système de magnification  $\times 3$  avec les deux doublets, décrit dans la sous-section 3.2. Ce système est étudié avec un diamètre d’ouverture fixé avec le diaphragme à 30 mm.

En particulier, les conclusions de la sous-section 3.2 incitent à étudier le champ latéral du système, ce qui est fait en figures 11 et 12. Ces figures prouvent que, pour un objet décentré de l’axe optique d’à peine 1 mm, les détails de taille typique  $6 \mu\text{m}$  ne sont pas résolus.

Enfin, les performances peuvent être comparées à celles de l’objectif de microscope et à celles prévues par ZEMAX (figure 13). En somme, comme prévu par la section 3, la magnification  $\times 3$  diminue la qualité de l’imagerie, mais la résolution mise en évidence reste satisfaisante pour les besoins de l’équipe à court terme.

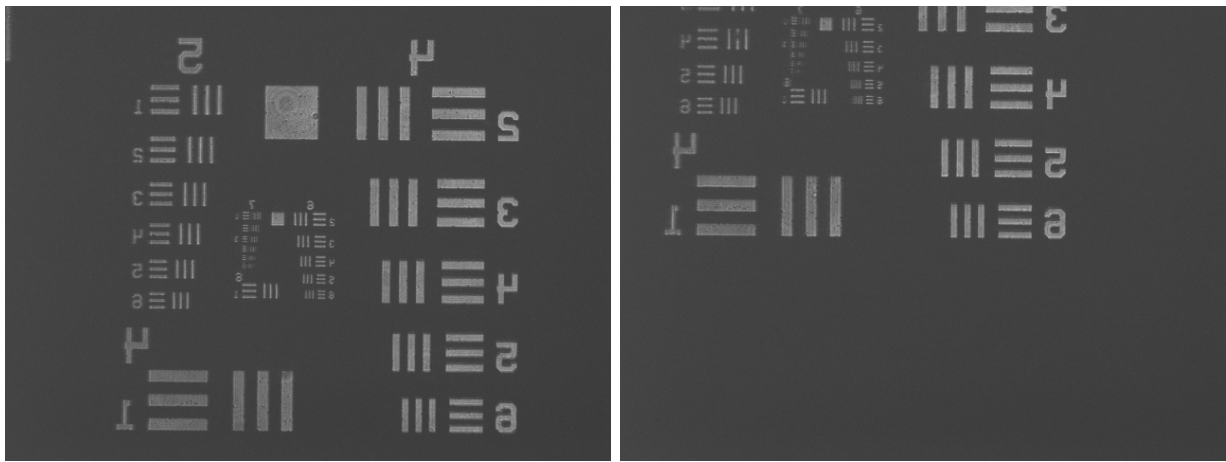
**Remarque** : À propos de la magnification  $\times 3$ . Les MOTs bleu et rouge sont des objets relativement gros, d’échelle de longueur typique  $100 \mu\text{m} \lesssim l \lesssim 1 \text{ mm}$ . C’est pourquoi je n’ai finalement pas besoin de cette magnification durant mon stage, et tous les calculs (section 5) et images (section 6) qui suivent sont obtenus avec le système de la figure 4. En revanche, lorsque l’équipe du laboratoire réalisera un **condensat de Bose-Einstein**, dont la taille typique peut descendre à  $10 \mu\text{m}$ , elle devra utiliser une magnification.

## 5 Étude théorique de l’imagerie par absorption

À ce stade, le faisceau d’imagerie est prêt à l’emploi (section 2) et le système d’imagerie est caractérisé aussi bien numériquement (section 3) qu’en pratique (section 4). Avant de réaliser des images par absorption du MOT, il reste à étudier quelques phénomènes qui pourraient être problématiques : saturations de la transition ou de la caméra, bruit, effet Doppler...

### 5.1 Saturation de la transition

L’équation (8) de la sous-section 1.2 n’est valable que lorsque l’intensité du faisceau d’imagerie est négligeable devant l’intensité de saturation de la transition  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ , qui est  $I_{sat} = 42,5 \text{ mW cm}^{-2}$  [1]. Travailler dans ce régime est souhaitable, car alors seul le rapport



(a) Mire centrée.

(b) Mire décentrée ( $\lesssim 1$  mm).

FIGURE 11 – Magnification  $\times 3$ . Diamètre d'ouverture : 30 mm. Les fréquences spatiales d'intérêt (au centre sur la figure 11a) sont 64 ; 71,8 ; 80,6 ; 90,5 ; 102 ; 114 ; 128 ; 144 ; 161 ; 181 ; 203 ; 228 lp/mm sur la mire. D'après la sous-section 4.1, la taille des pixels n'est pas limitante, sauf éventuellement pour le plus petit élément (228 lp/mm).

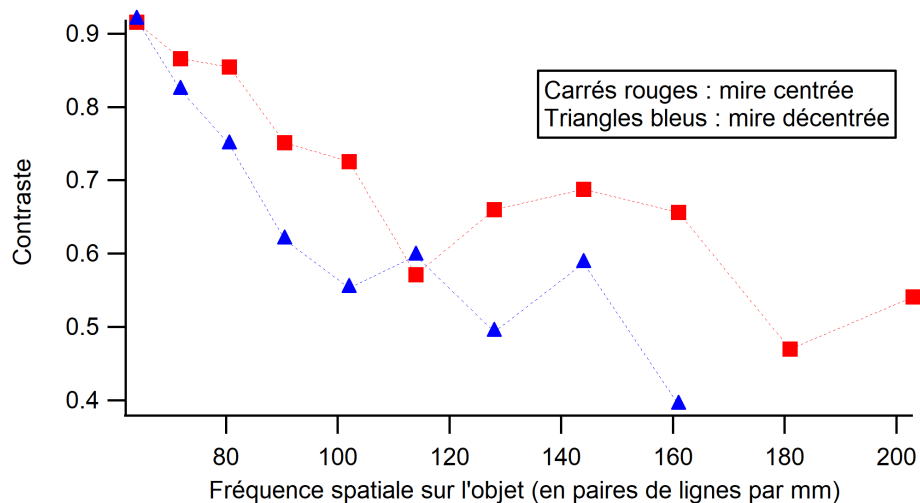


FIGURE 12 – Diminution du contraste à haute fréquence spatiale pour une mire décentrée de  $\lesssim 1$  mm. Le diamètre d'ouverture est 30 mm. Avec la mire centrée, seul le plus petit élément (228 lp/mm) est non résolu, alors qu'avec la mire décentrée, les trois plus petits éléments (181 lp/mm, 203 lp/mm, 228 lp/mm) sont non résolus.

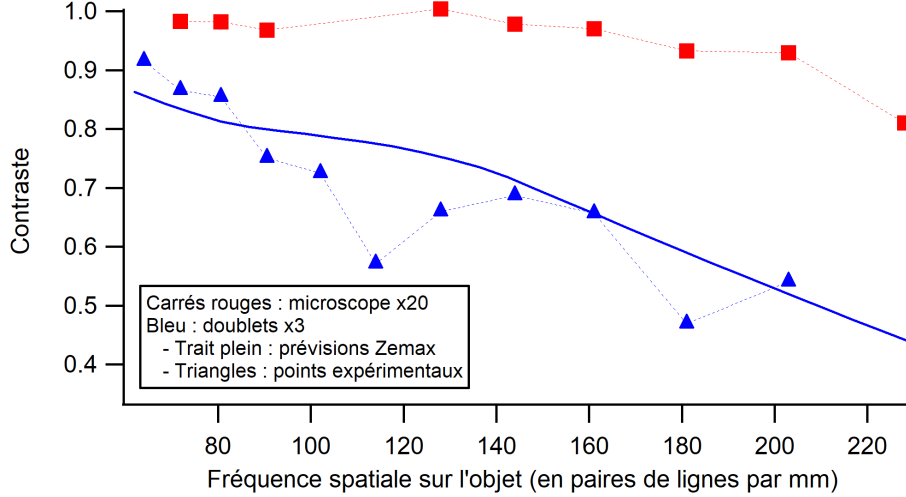


FIGURE 13 – Comparaison de la magnification  $\times 3$  et de la magnification  $\times 20$  pour un diamètre d'ouverture fixé à 30 mm. La magnification  $\times 3$  est de moins bonne qualité que la magnification  $\times 20$ , ce qui était également prévu par ZEMAX. À noter que ZEMAX ne s'intéresse pas à la caméra utilisée (et donc ne prend pas en compte la pixellisation).

des intensités  $I_{in}$  et  $I_{out}$  intervient, et en conséquence il n'y a pas besoin de calibrer la caméra (c'est-à-dire de mesurer précisément le rapport entre intensité et nombre de coups sur la caméra).

Il faut donc imposer  $\frac{I_0}{I_{sat}} \ll 1$ , où  $I_0$  est l'intensité au centre du faisceau d'imagerie. La sous-section 5.2 revient sur cette condition.

## 5.2 Saturation de la caméra

La caméra utilisée en sortie d'imagerie est la **PIXELFLY QE**, qui présente les caractéristiques suivantes :

- surface d'un pixel :  $S_{pixel} = 6,45 \times 6,45 \mu\text{m}^2$ ,
- gamme dynamique : 12 bits. Cela signifie que chaque pixel peut décrire 4096 niveaux de gris, qui sont autant de "coups",
- taux de conversion : 3,8 électrons par coup,
- efficacité quantique (nombre d'électrons collectés par photon incident sur un pixel) :  $\simeq 60\%$ .

Ainsi, il y a saturation d'un pixel lorsqu'il reçoit plus de  $\frac{4096 \times 3,8}{0,6} = 25\,941$  photons. En notant  $t_{exp}$  la durée d'exposition de la caméra,  $I$  et  $N_{ph}$  l'intensité et le nombre de photons reçus par un pixel et  $\lambda \simeq 461$  nm la longueur d'onde du faisceau d'imagerie ; la condition :

$$\frac{\lambda}{hc} IS_{pixel} t_{exp} = N_{ph} < 25\,900 \quad (9)$$

doit alors être vérifiée par la plus forte intensité  $I$ , c'est-à-dire l'intensité  $I_0$  au centre du faisceau d'imagerie de *waist*  $w_0$  et de puissance  $P$ .

Fixer par exemple  $t_{exp} = 200 \mu\text{s}$  montre que la condition  $I_0 < 3,2 \times 10^{-3} I_{sat}$  permet de ne pas saturer la caméra. Cette valeur vérifie d'ailleurs la condition  $\frac{I_0}{I_{sat}} \ll 1$  imposée en sous-section 5.1. Pour vérifier expérimentalement cette condition à l'aide du puissance-mètre, il faut la traduire en puissance. Comme  $I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2}$ , cela conduit à  $P < 8,5 \mu\text{W}$ .

### 5.3 Rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit est noté RSB :  $RSB = \text{signal}/\text{bruit}$ . Le signal est le nombre de coups, noté  $N_{coups}$ . Il est relié au nombre de photons  $N_{ph}$  par  $N_{coups} = \frac{0,6}{3,8} N_{ph}$ , car le taux de conversion de la caméra est de 3,8 électrons par coup, et son efficacité quantique est de 60% (voir sous-section 5.2). Le bruit total est estimé par :

$$\text{bruit} = \sqrt{(\text{bruit quantique})^2 + (\text{bruit de lecture})^2 + (\text{dark signal})^2} \quad (10)$$

Les fluctuations du nombre de photons dans un flux lumineux peuvent être modélisées par un processus de Poisson, et le bruit quantique est donc  $\sqrt{N_{ph}}$ . Pour la PIXELFLY QE, le bruit de lecture est de 7 électrons, ce qui correspond à  $\frac{7}{0,6} = 11,67$  photons ; et le *dark signal* est de 1 coup, c'est-à-dire  $\frac{3,8}{0,6} = 6,33$  photons. Donc :

$$RSB = \frac{0,6}{3,8} \frac{N_{ph}}{\sqrt{N_{ph} + 177}} \quad (11)$$

Il s'agit logiquement d'une fonction croissante du nombre de photons. Par exemple, en travaillant avec une intensité typique du faisceau d'imagerie  $I = 10^{-3} I_{sat}$ , sur une durée d'exposition de 200  $\mu\text{s}$ , on obtient d'après les équations (9) et (11) un rapport signal sur bruit supérieur à 14, ce qui est satisfaisant.

### 5.4 Effet Doppler

D'après la sous-section 1.2, pour remonter au nombre d'atomes présents dans le MOT à partir d'une imagerie par absorption, il faut pouvoir définir une section efficace d'absorption  $\sigma_{\Delta} = \frac{\sigma_0}{1 + (2\frac{\Delta}{\Gamma})^2}$ .  $\Delta$  est le désaccord, c'est-à-dire la différence algébrique entre la fréquence du faisceau d'imagerie et la fréquence de résonance de la transition ; et  $\Gamma/2\pi = 32$  MHz est la largeur naturelle de la transition.

Or, le faisceau d'imagerie exerce une force de pression de radiation sur les atomes, qui acquièrent au cours du temps  $t$  une vitesse  $v(t)$ . Ainsi, par effet Doppler, le désaccord est une fonction du temps :  $\Delta(t) = \Delta(0) - kv(t)$ , où  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  est le vecteur d'onde des photons du laser.

Il s'agit donc de vérifier si la condition suivante est réalisée sur une durée d'exposition  $t_{exp}$  :

$$\left| \frac{\sigma_{\Delta(0)} - \langle \sigma_{\Delta(t)} \rangle}{\langle \sigma_{\Delta(t)} \rangle} \right| \ll 1 \quad \text{où} \quad \langle \sigma_{\Delta(t)} \rangle = \frac{1}{t_{exp}} \int_0^{t_{exp}} \sigma_{\Delta(t)} dt \quad (12)$$

Or, la force de pression de radiation moyenne est [2] :

$$F = \hbar k \gamma \quad (13)$$

où  $\gamma$  est le taux d'émission spontanée, donné par :

$$\gamma = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s} \quad \text{où} \quad s(v) = \frac{I/I_{sat}}{1 + \left(2\frac{\Delta(v)}{\Gamma}\right)^2} \quad (14)$$

Ceci se réécrit :

$$F(v) = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I}{I_{sat}} \frac{1}{1 + \left(2\frac{\Delta(v)}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (15)$$

L'équation du mouvement d'un atome soumis à cette force de pression de radiation est alors résolue avec PYTHON. La figure 14 présente l'écart relatif de  $\sigma_{\Delta(0)}$  par rapport à  $\langle \sigma_{\Delta(t)} \rangle$  en fonction de la fréquence  $f_{AOM}$  du modulateur acousto-optique décrit en sous-section 2.1. En particulier, à la limite de saturation de la caméra sur une durée de 200  $\mu\text{s}$ , l'erreur commise sur le nombre d'atomes est d'au plus 2,5% en travaillant avec  $\sigma_{\Delta(0)}$  plutôt qu'avec  $\langle \sigma_{\Delta(t)} \rangle$ .



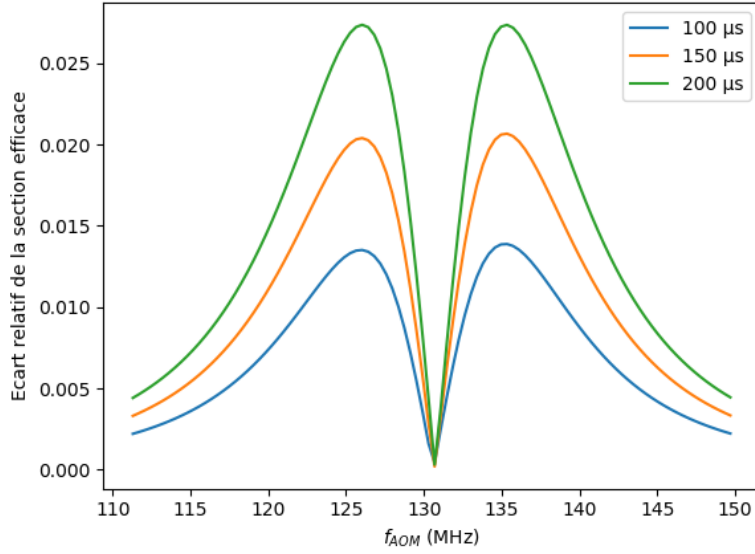


FIGURE 14 – Évolution de  $\left| \frac{\sigma_{\Delta(0)} - \langle \sigma_{\Delta(t)} \rangle}{\langle \sigma_{\Delta(t)} \rangle} \right|$  en fonction de la fréquence  $f_{AOM}$  du modulateur acousto-optique. La résonance correspond à  $f_{AOM} = 130,5$  MHz (voir sous-section 6.1). La courbe du bas est obtenue pour 100  $\mu\text{s}$  d'exposition, celle du milieu pour 150  $\mu\text{s}$  d'exposition et celle du haut pour 200  $\mu\text{s}$  d'exposition. L'intensité du faisceau d'imagerie est fixée à la limite de saturation de la caméra pour 200  $\mu\text{s}$  d'exposition :  $I = 3,2 \times 10^{-3} I_{sat}$  (voir sous-section 5.2). Lorsqu'on s'éloigne de la résonance, l'écart relatif augmente, atteint un maximum, puis décroît.

## 5.5 Déplacement des atomes et profondeur de champ

Toujours avec PYTHON, le déplacement  $z(t)$  d'un atome sous l'effet de la pression de radiation ( $z$  étant toujours l'axe du système d'imagerie) est déterminé. Les résultats sont présentés en figure 15.

Or, la sous-section 3.1 prévoit un rayon d'Airy de 2,9  $\mu\text{m}$ . La profondeur de champ du système d'imagerie est alors estimée comme étant la longueur de Rayleigh d'un faisceau gaussien de *waist* 2,9  $\mu\text{m}$ . Cette longueur de Rayleigh vaut 57  $\mu\text{m}$ .

Ainsi la profondeur de champ du système d'imagerie est d'environ 60  $\mu\text{m}$ . La figure 15 indique donc que, en travaillant à la limite de saturation de la caméra, à résonance, et sur une durée d'exposition de 200  $\mu\text{s}$ , le déplacement des atomes commence à poser problème. En pratique, il faut donc veiller à ne pas remplir ces trois conditions simultanément.

## 6 Résultats du système d'imagerie

Puisque les sections 3 et 4 prouvent les bonnes performances de l'imagerie avec un diamètre d'ouverture de 30 mm, toutes les images de cette partie sont obtenues avec cette ouverture.

### 6.1 Détermination expérimentale de la résonance

L'exploitation quantitative des images d'absorption nécessite de connaître précisément le désaccord  $\Delta$ . Cela revient à connaître la fréquence  $f_{AOM}$  correspondant à la résonance. Pour rappel, cette fréquence est située aux alentours de  $f_{AOM} = 127$  MHz (voir sous-section 2.1).

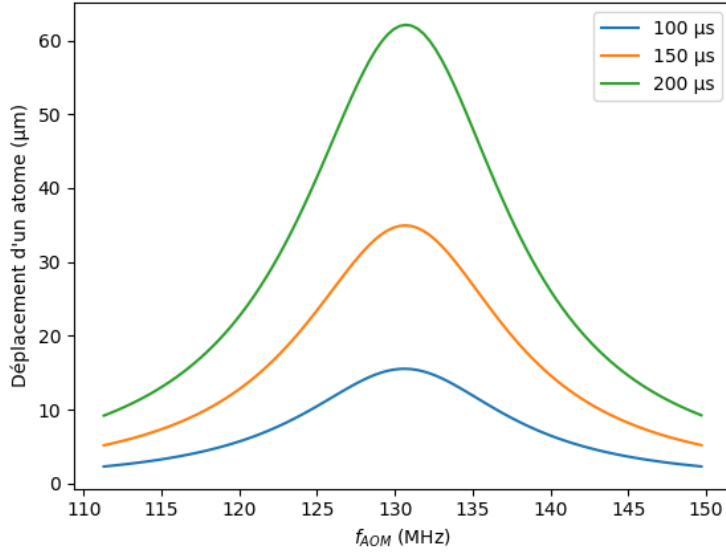


FIGURE 15 – Évolution de  $z(t)$  (déplacement des atomes le long du faisceau d'imagerie) en fonction de la fréquence  $f_{AOM}$  du modulateur acousto-optique. La courbe du bas est obtenue pour 100  $\mu\text{s}$  d'exposition, celle du milieu pour 150  $\mu\text{s}$  d'exposition et celle du haut pour 200  $\mu\text{s}$  d'exposition. Pour connaître les paramètres de la simulation, se référer à la figure 14. À résonance ( $f_{AOM} = 130,5$  MHz), et sur une durée d'exposition de 200  $\mu\text{s}$ , les atomes se déplacent sur une distance équivalente à la profondeur de champ du système d'imagerie ( $\sim 60$   $\mu\text{m}$ ).

Pour déterminer précisément cette fréquence, des images par absorption d'un MOT bleu sont réalisées pour différentes fréquences  $f_{AOM}$  (voir par exemple, plus bas, la figure 17b). D'après la sous-section 1.2, le nombre d'atomes  $N_{at}$  est obtenu en intégrant la densité optique  $od$  sur tous les pixels, et en divisant ensuite par  $\sigma_{\Delta} = \frac{\sigma_0}{1 + (2\frac{\Delta}{\Gamma})^2}$  :

$$N_{at} = \sum_{pixels(i,j)} od_{(i,j)} \cdot S_{pixel} \cdot \frac{1}{\sigma_{\Delta}} \quad (16)$$

Mais si l'on remplace, dans l'équation (16) ci-dessus,  $\sigma_{\Delta}$  par  $\sigma_0$ , il est facile de montrer que l'on peut tracer la fonction  $lor(\Delta)$  définie par :

$$lor(\Delta) = \frac{N_{at}}{1 + \left(2\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (17)$$

Les points expérimentaux obtenus sont alors ajustés par une lorentzienne. Le résultat est présenté en figure 16. Cette figure montre, par la valeur de  $x_0$ , que la résonance correspond à  $f_{AOM} = 130,5$  MHz.

## 6.2 Imageries par fluorescence et par absorption du MOT bleu

Bien entendu, l'équipe n'a pas attendu ce stage pour obtenir des images de ses expériences. Ces images n'étaient alors pas obtenues par absorption mais par fluorescence, et avec un système d'imagerie non calibré. Tout comme l'imagerie par absorption, l'imagerie par fluorescence permet de mesurer le nombre d'atomes  $N_{at}$  présents dans le nuage.

En effet, pour obtenir un MOT, le nuage d'atomes est baigné dans des faisceaux lasers qui induisent des cycles d'absorption-émission spontanée, comme expliqué en sous-section 1.1.

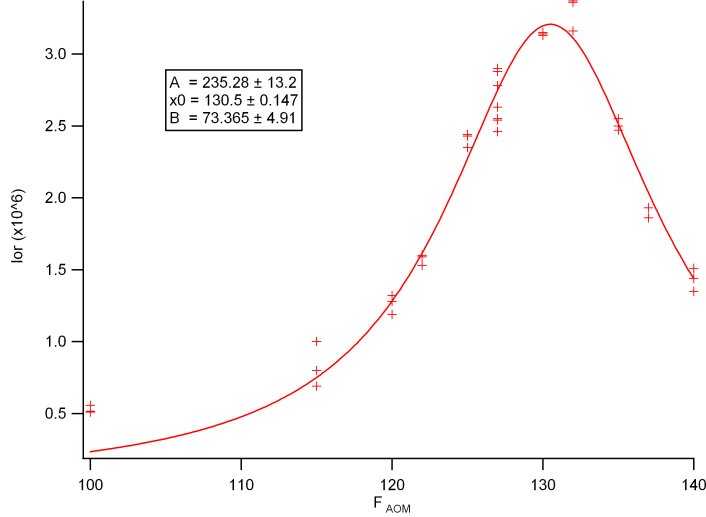


FIGURE 16 – Tracé de la fonction  $lor$  en fonction de la fréquence  $f_{AOM}$  en MHz. Les croix sont les points expérimentaux. La courbe est l’ajustement par une lorentzienne de la forme  $fit(x) = \frac{A}{(x-x_0)^2+B}$ . La valeur de  $B$  conduit d’après l’équation (17) à  $\Gamma/2\pi = 34 \pm 2$  MHz, ce qui est cohérent avec la valeur théorique de 32 MHz.

Comme l’émission spontanée est isotrope, le nombre de photons  $N_{ph}$  récupérés par le système d’imagerie pendant une durée d’exposition  $t_{exp}$  est donné par :

$$N_{ph} = N_{at} \frac{\Phi}{4\pi} \gamma t_{exp} \quad (18)$$

où  $\Phi$  est l’angle solide qu’intercepte le système d’imagerie, et le taux d’émission spontanée  $\gamma$  a été introduit en sous-section 5.4. Or, le nombre de coups  $N_{coups}$  sur la caméra est donné par :

$$N_{coups} = \frac{0,6}{3,8} N_{ph} \quad (19)$$

d’après la sous-section 5.3. Ainsi :

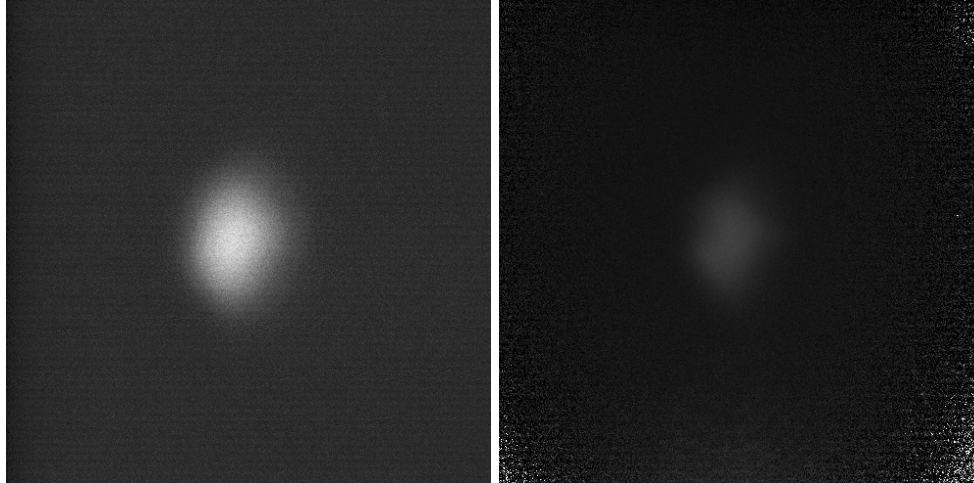
$$N_{at} = \frac{3,8}{0,6} N_{coups} \frac{4\pi}{\Phi} \frac{1}{\gamma t_{exp}} \quad (20)$$

Cependant, la fluorescence est plus difficile à calibrer que l’absorption et fournit donc une valeur de  $N_{at}$  moins précise : en particulier, il faut connaître  $\gamma$  (et donc  $\frac{I}{I_{sat}}$ ) et  $\Phi$ , ce qui impose des mesures supplémentaires par rapport à l’absorption et ajoute des erreurs.

Il est donc important de vérifier la cohérence de ces deux méthodes d’imagerie. Pour cela, le nombre d’atomes  $N_{at}$  compté dans un MOT bleu par fluorescence est comparé à celui compté par absorption. La figure 17 présente le MOT bleu en question. Le nombre d’atomes compté par fluorescence est  $N_{at} = 2,7 \times 10^6$ , contre  $N_{at} = 3,1 \times 10^6$  par absorption. Cette erreur relative de  $\lesssim 15\%$  est convenable : si l’on souhaite compter précisément les atomes, il faut utiliser l’absorption ; et si l’on réalise une image par fluorescence, il faut garder en tête que le nombre d’atomes obtenu n’est qu’une indication correcte.

### 6.3 Imagerie par absorption du MOT rouge

L’obtention d’un MOT rouge, plus froid et plus dense que le MOT bleu, est l’étape suivante vers la dégénérescence. Réaliser l’imagerie par absorption d’un MOT rouge **optiquement dense** nécessite de bien choisir le désaccord. En effet, la gamme dynamique de la caméra (12 bits) n’est pas infinie, et par conséquent :



(a) Imagerie par fluorescence.

(b) Imagerie par absorption (la figure présente la densité optique, définie en sous-section 1.2). Le bord, bruité, n'intervient pas lors du calcul du nombre d'atomes.

FIGURE 17 – MOT bleu. Le temps d'exposition est  $t_{exp} = 200 \mu s$ . Le désaccord du faisceau d'imagerie est  $|\Delta| = 7 \text{ MHz}$  ( $f_{AOM} = 127 \text{ MHz}$ ).

1. travailler trop proche de résonance conduit à sous-estimer le nombre d'atomes, car l'intensité  $I_{out}$  après traversée du MOT rouge "sature" à zéro (voir figure 18),
2. s'éloigner de résonance donne des images exploitables pour déterminer le nombre d'atomes, car la section efficace d'absorption est diminuée et donc l'intensité en sortie de nuage ne passe pas sous le seuil de détection de la caméra (voir figure 19).

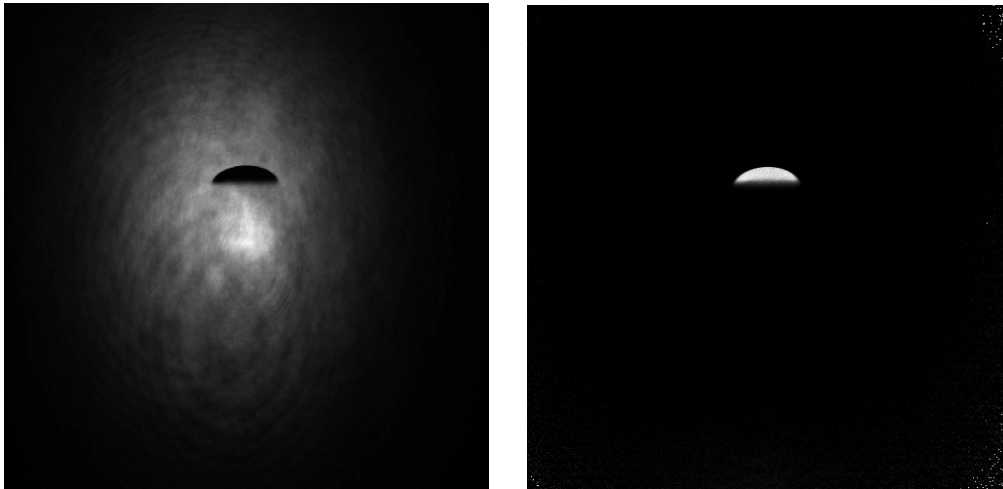
La figure 20 montre bien la nécessité d'un désaccord suffisant pour ne pas sous-estimer le nombre d'atomes dans le MOT. Finalement,  $N_{at} = 8,7 \pm 0,1$  millions d'atomes. Par ailleurs, un temps de vol (figure 21) donne une température de  $T = 1,8 \mu K$  ; et les images obtenues permettent d'estimer le volume du MOT à  $V = (414,8 \mu m)^3$ .

On appelle **densité dans l'espace des phases** la densité du MOT en unités de  $\lambda_{DB}^{-3}$  où  $\lambda_{DB}$  est la longueur d'onde thermique de De Broglie. Cette quantité est utile si l'on souhaite réaliser un condensat de Bose-Einstein : elle doit alors s'approcher de 1. Ici, la densité dans l'espace des phases est de  $3,2 \times 10^{-4}$ .

## 7 Conclusion

En conclusion, le logiciel ZEMAX a permis de prévoir la disposition optimale des différents éléments du système d'imagerie, et l'utilisation d'une mire THORLABS a confirmé les bonnes performances des lentilles utilisées pour le système d'imagerie. Ce système a donc pu être utilisé pour obtenir et exploiter des images par fluorescence et par absorption de pièges magnéto-optiques bleus et rouges de  $^{88}\text{Sr}$ . Les conditions expérimentales dans lesquelles les images par absorption sont exploitables ont d'ailleurs été déterminées (durée d'exposition inférieure à  $200 \mu s$  et désaccord  $\Delta$  suffisant).

Je tiens à remercier le Laboratoire de Physique des Lasers et l'équipe Gaz Quantiques Magnétiques - Strontium pour m'avoir accueilli et guidé durant ce stage ; et en particulier Étienne Maréchal (maître de stage), Bruno Laburthe-Tolra et Martin Robert de Saint Vincent qui m'ont encadré, ainsi que Isam Manai, post-doctorant, dont l'aide m'a été très utile.



(a) L'intensité du faisceau d'imagerie après traversée du MOT rouge "sature" à zéro sur la caméra.

(b) Densité optique correspondant à l'image de gauche. Le bord, bruité, n'intervient pas lors du calcul du nombre d'atomes.

FIGURE 18 – MOT rouge. Le temps d'exposition est  $t_{exp} = 200 \mu s$ . Le désaccord du faisceau d'imagerie est trop faible ( $|\Delta| = 1 \text{ MHz}$ ,  $f_{AOM} = 130 \text{ MHz}$ ). Par conséquent, l'absorption est trop importante pour être mesurée quantitativement et le nombre d'atomes sera sous-estimé.

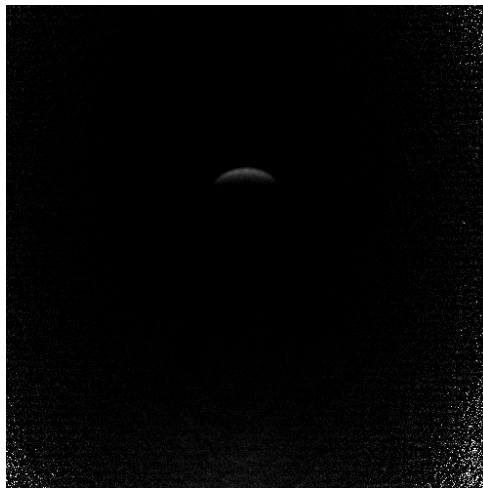


FIGURE 19 – Densité optique du MOT rouge. Le bord, bruité, n'intervient pas lors du calcul du nombre d'atomes. Le temps d'exposition est  $t_{exp} = 200 \mu s$ . Le désaccord du faisceau d'imagerie est suffisant ( $|\Delta| = 81 \text{ MHz}$ ,  $f_{AOM} = 90 \text{ MHz}$ ) pour que l'image soit exploitable.

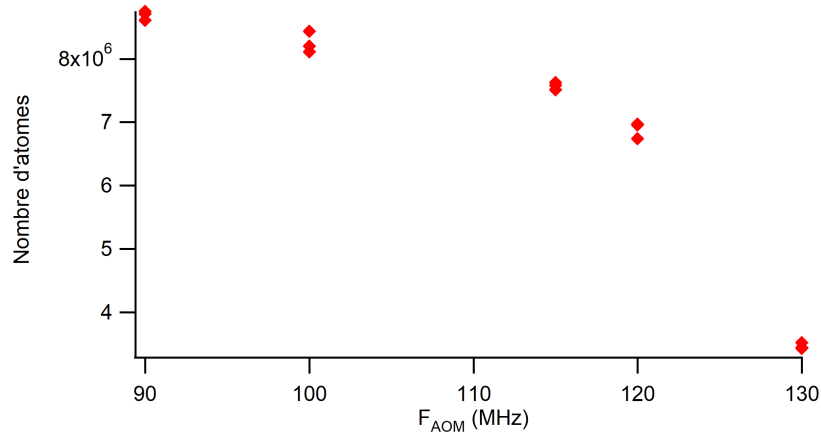
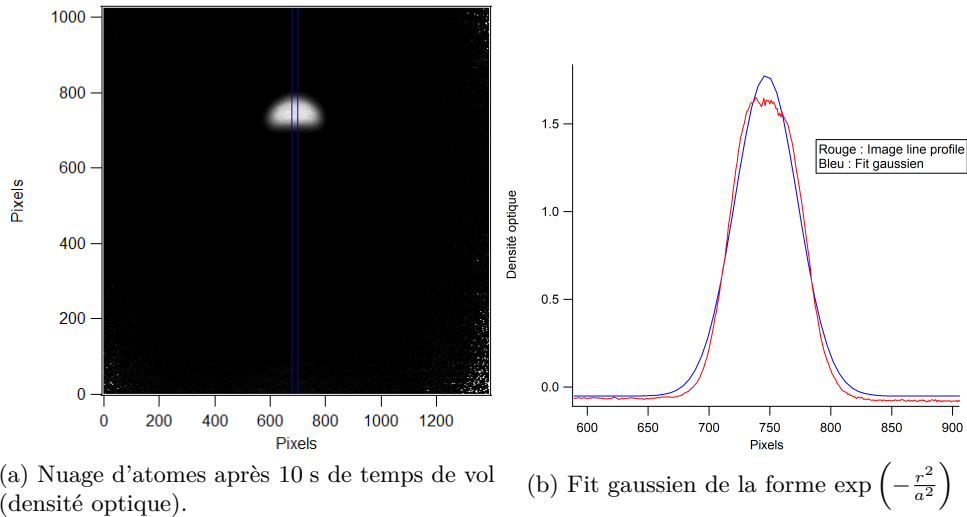


FIGURE 20 – Le nombre d’atomes présents dans le MOT rouge est calculé selon l’équation (16). Cependant, trop proche de résonance, l’absorption est trop importante pour être mesurée quantitativement, donc le nombre d’atomes est sous-estimé. Par exemple, se placer à  $f_{AOM} = 130$  MHz ( $|\Delta| = 1$  MHz) conduit à sous-estimer de 60% le nombre d’atomes.



(a) Nuage d’atomes après 10 s de temps de vol (densité optique).

(b) Fit gaussien de la forme  $\exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right)$

FIGURE 21 – Temps de vol à partir d’un MOT rouge. La température est donnée par  $T = \frac{m(a^2 - a(0)^2)}{2k_B t_{vol}^2}$  (voir sous-section 1.1).

## Références

- [1] A. R. L. Caires, G. D. Telles, M. W. Mancini, L. G. Marcassa, V. S. Bagnato, D. Wilkowski, and R. Kaiser. Intensity dependence for trap loss rate in a magneto-optical trap of strontium. *Brazilian Journal of Physics*, 34(4a) :1504–1509, December 2004.
- [2] Jean Dalibard. Une brève histoire des atomes froids, 2014-2015.
- [3] Klaus Hueck, Niclas Luick, Lennart Sobirey, Jonas Siegl, Thomas Lompe, Henning Moritz, Logan W. Clark, and Cheng Chin. Calibrating High Intensity Absorption Imaging of Ultracold Atoms. *Optics Express*, 25(8) :8670, April 2017. arXiv : 1702.01943.
- [4] J. E. Sansonetti and W. C. Martin. Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 34(4) :1559–2259, December 2005.