Sorbonne Univeristé

MASTER 2 QUANTUM INFORMATION

# Rapport de Stage

Auteur: Alban Meyroneinc *Encadrant:* Bruno Laburthe-Tolra

Mars 2024 -Juillet 2024

# Table des matières

1	Introduction							
	1.1	Remerciements	2					
<b>2</b>	Manipulation des niveaux de spin 3							
	2.1	Manipulation des états de spin	3					
	2.2	Mesure des états de spin	5					
	2.3	Transition $\sigma^+/\sigma^-$	6					
3	Étu	de du système optique	9					
	3.1	Description du système optique	9					
		3.1.1 Motivations	9					
		3.1.2 Différentes méthodes de mesure	10					
		3.1.3 Caractéristiques physiques du système	11					
	3.2	Modélisation du système optique	12					
	3.3	Mise en place expérimentale	13					
		3.3.1 Réglage du système optique	13					
		3.3.2 Système de grossissement	15					
	3.4	Étude des résultats	16					
	3.5	Étude des facteurs limitants	17					
		3.5.1 Calibration du système de grossissement	17					
		3.5.2 Vibrations	19					
4	Con	clusion	23					
Ré	Références							

# 1 Introduction

Mon stage a eu lieu au sein de du LPL (Laboratoire de Physique des Lasers) dans l'équipe Gaz Quantique et Magnétique, j'ai été encadré par Bruno Laburthe-Tolra, Martin Robert de Saint-Vincent et Benjamin Pasquiou. J'ai effectué mon stage du 26 fevrier au 19 juillet 2024.

L'équipe Gaz Quantique Magnétique a pour objectif d'étudier certains problèmes de physique des systèmes à N corps dans le cadre expérimental des gaz d'atomes ultra-froids.

Ces recherches relèvent principalement de la physique fondamentale, mais elles peuvent également trouver des applications en métrologie ou dans certains problèmes de matière condensée. L'expérience sur laquelle j'ai travaillé durant mon stage étudie le magnétisme quantique dans des atomes à grand spin, sur l'atome de Strontium 87. Cet isotope fermionique de l'atome de Strontium possède un spin nucléaire de I = 9/2, ce qui nous donne accès à 10 niveaux de spin lorsque l'atome est dans son état fondamental.

L'expérience comprend plusieurs méthodes de refroidissement nécessitant de nombreuses chaînes laser mises en place par plusieurs générations de doctorants [5] [2]. Il n'est pas possible de détailler tous ces processus dans ce rapport, nous admettrons qu'ils fonctionnent sans entrer dans les détails de la physique sous-jacente.

Tout au long de ce rapport, je vais détailler le travail auquel j'ai pu participer durant mon stage.

Dans une première partie, nous étudierons la manipulation des niveaux de spin, en commençant par démontrer les couplages Raman entre les états de spin. Nous utiliserons des déplacements lumineux pour contrôler les conditions de résonance, permettant ainsi de coupler uniquement deux états à la fois. L'objectif final sera de démontrer des évolutions cohérentes, en particulier une oscillation de Rabi.

Dans un second temps, nous discuterons de la caractérisation d'un nouveau système d'imagerie qui viendra compléter celui déjà en place, offrant un nouvel axe d'observation ainsi qu'une meilleure détectivité des atomes et une limite de résolution améliorée.

#### 1.1 Remerciements

Je tiens à remercier toute l'équipe pour l'accueil qu'ils ont pu me faire. Tout particulièrement Bruno Laburthe, Benjamin Pasquiou et Martin Robert de Saint-Vincent pour leur encadrement, leur pédagogie et leur patience. Merci aussi à Pauline Guesdon pour son aide et le temps passé à m'initier à l'expérience.

# 2 Manipulation des niveaux de spin

L'atome de Strontium-87 est largement utilisé en métrologie, où il sert à créer des horloges atomiques de grande précision grâce à une transition d'interrogation étroite  $({}^{1}S_{0} - {}^{3}P_{1})$  [7]. Cette utilisation a motivé de nombreux travaux sur le refroidissement de cette espèce, et ainsi on peut aujourd'hui développer un schéma de refroidissement permettant d'atteindre des températures en dessous de la température de Fermi.

Dans la suite de ce travail toutes les séquences d'interrogations et les manipulations des spins se feront pour un gaz de Sr 87 piégé dans un puit de potentiel crée par un piège dipolaire.

Une des caractéristique du Sr87 est qu'il possède deux électrons dans sa couche de valence, qui, dans son état fondamental  ${}^{1}S_{0}$ , sont dans un état singulet, c'est-à-dire avec des spins opposés. Cela signifie que dans son état fondamental S = 0, le spin total de l'atome est uniquement déterminé par le spin nucléaire, qui, pour le Sr 87, est I = 9/2. Nous avons donc accès à 10 états de spin compris entre m = -9/2 et m = 9/2. L'équipe s'intéresse cette année au fait que ces dix états peuvent servir de ressource pour constituer un qudit / une unité d'information quantique disposant d'un espace de Hilbert de taille 10. L'équipe étudie la manipulation de ces états pour plusieurs objectifs:

- A long terme, il serait possible de créer des gaz de fermions avec de fortes interactions entre atomes, susceptibles de générer des corrélations et de l'intrication entre atomes. Cela permettrait d'obtenir des états présentant un fort intérêt métrologique, ainsi que de simuler des systèmes avec des spins fortement intriqués.
- À court terme, cela permet d'étudier l'invariance des interactions par rapport à toute transformation globale de spin. Plus simplement, cela permet de vérifier que les collisions ne change pas les états de spin nucléaire.

Pour réaliser ces recherches, il est nécessaire de développer un certain nombre d'outils pour manipuler et mesurer les états de spin de  ${}^{1}S_{0}$ . Nous allons décrire la méthode de mesure et de manipulation des spins, puis nous discuterons de la mise en place des transitions Raman auxquelles j'ai participé.

### 2.1 Manipulation des états de spin

Pour étudier notre système, il est nécessaire de pouvoir manipuler les 10 états hyperfins de l'état  ${}^{1}S_{0}$ . L'une des méthodes les plus couramment employées pour manipuler les niveaux de spin d'un état fondamental repose sur les transitions Raman. Ces transitions nécessitent l'utilisation de deux photons pour faire passer un atome d'un état de spin à un autre via un état virtuel. Les photons utilisés dans ce processus peuvent être polarisés en  $\pi$  ou en  $\sigma^{\pm}$  pour réaliser des transitions entre les états de spin m et  $m \pm 1$ , ou en  $\sigma^{+}$  et  $\sigma^{-}$  pour passer de l'état  $m \ge m \pm 2$ .

Pour que cette méthode soit sélective en spin, c'est à dire que pour pouvoir créer une transition Raman entre deux états sans que les autres ne soient touchés, il faut que la différence d'énergie entre chaque niveau de spin soit distincte. En pratique, cela revient à ajuster la fréquence d'un laser pour sélectionner la transition souhaitée.

Initialement, les niveaux hyperfins de  ${}^{1}S_{0}$  sont dégénérés, c'est-à-dire qu'ils possèdent tous la même énergie, rendant impossible des transitions sélectives en spin. Il n'est pas possible d'utiliser uniquement un champ magnétique pour lever cette dégénérescence, comme c'est souvent le cas, car l'effet Zeeman induit par le champ magnétique est linéaire en spin et ce ne permet pas d'être selectif. Il est donc nécessaire de recourir à une technique nommée le déplacement tensoriel, qui utilise le champ électrique d'un laser en plus du champ magnétique pour induire un déplacement lumineux des différents niveaux hyperfins. Nous ne détaillerons pas ici le processus complet, mais nous en expliquerons les concepts clés.

Prenons le cas où le laser est linéairement polarisé et aligné avec le champ magnétique. La principale caractéristique de ce système est que nous pouvons écrire la différence d'énergie avant et après l'application du déplacement tensoriel comme :

$$\Delta E(m_F) = am_F^2 + bm_F + c$$

où a dépend du champ électrique, b dépend du champ magnétique, et c est une constante. Cela signifie que  $\Delta E$  dépend quadratiquement du champ électrique et linéairement du champ magnétique.



Figure 1: Schéma des 10 niveaux de spin de l'état fondamentale du Sr 87 après le TLS. La différence d'énergie entre chaque niveau hyperfin est unique, rendant possible des transitions raman selective en spin. Le laser A ayant une polarisation  $\pi$  et le laser laser B ayant une polarisation  $\sigma^-$  permette de faire la transition raman.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure1 nous avons donc une hyperbole avec un partie linéaire qui permet d'être totalement sélectif en spin, c'est à dire que la différence d'énergie entre chuaque niveau est unique.

Pour l'implémenter sur l'expérience nous utilisons un faisceau laser pour faire le TLS, des bobines pour faire le champs magnétique du TLS et deux faisceaux lasers pour faire la transition raman. Si la polarisation des deux lasers servant à faire la transition sont  $\pi$  et  $\sigma$ , le laser ayant une polarisation  $\pi$  sert aussi à faire le déplacement lumineux.

### 2.2 Mesure des états de spin

Afin de mesurer les différentes populations de spin, l'équipe a développé une technique de transfert d'impulsion sélectif en spin, permettant de séparer spatialement trois niveaux de spin [1]. Nous ne détaillerons pas ici l'entièreté du processus physique à l'origine de ce phénomène, mais nous en présenterons les grandes lignes.



Figure 2: Example d'un "spin quick" pour l'état  $|-3/2\rangle$  et  $|-7/2\rangle$ , en haut nous pouvons voir une image prise en temps de vol et en bas le profil de densité le tout en fonction de l'impulsion. [1]

Pour séparer spatialement les niveaux de spin, il est d'abord nécessaire de leur donner des impulsions différentes. L'idée est que les atomes dans l'état de spin  $|m+1\rangle$  absorbent un photon et le réémettent par émission stimulée dans un faisceau contre-propageant, ce qui pousse ces atomes dans une direction. En revanche, les atomes dans l'état de spin  $|m-1\rangle$  sont poussés dans la direction opposée. Il est ainsi possible de convertir un degré de liberté de spin interne en une impulsion transmise à l'atome. Sans entrer dans les détails, pour que ce processus fonctionne avec un taux de transfert suffisant pour nos applications (environ 95%), il est essentiel de maintenir le processus adiabatique.

Une fois l'impulsion donné au atomes il suffit relâcher les atomes du piège dipolaire pour prendre une image par "temps de vol", c'est à dire de relâcher les atomes hors du piège et de les laissé tomber, d'observer trois nu-

ages d'atomes séparés spatialement où chaqe nuage correspond à une impulsion différente.

Au final nous observons trois distributions gaussiennes, qu'il est alors possible de fitter pour obtenir le ratio des différentes populations. Chaque gaussienne correspondant à un ou plusieurs états de spin, celle de gauche correspond à la population de l'état  $|m + 1\rangle$ , celle de droite à la population de l'état  $|m - 1\rangle$  et la gausienne du milieu à celle du tout les autres états.

Cette technique de mesure reste limitée car elle ne permet de séparer que trois niveaux de spin, mais elle a pour avantage d'être simple à mettre en place avec une relativement bonne efficacité.

## 2.3 Transition $\sigma^+/\sigma^-$

Lors de mon stage, j'ai participé à la mise en place des transitions  $\sigma^+/\sigma^-$ , c'est à dire que les deux lasers utilisés dans la transition sont polarisés en  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ . Auparavant, le groupe utilisait uniquement les transitions  $\pi/\sigma^{\pm}$ , (transition avec un laser polarisé en  $\pi$  et un autre en  $\sigma^{\pm}$ )qui étaient plus pratiques car elles permettaient d'utiliser le laser polarisé en  $\pi$  à la fois pour le déplacement tensoriel et pour les transitions Raman, cela maximisait la puissance optique envoyée aux atomes.

Il est cependant intéressant de mettre en œuvre les transitions  $\sigma^+/\sigma^-$  car notre méthode de mesure, le transfert d'impulsion sélectif en spin, permet de connaître la différence de population entre les états  $m_F$  et  $m_F + 2$ . Ce sont précisément ces spins qui sont manipulés dans les transitions  $\sigma^+/\sigma^-$ , contrairement aux transitions  $\pi/\sigma^{\pm}$  où une seule population de spins manipulés peut être mesurée à la fois. Comme nous ne connaissons pas la fréquence exacte de



Figure 3: Balayage des fréquence pour un la transition Raman  $\sigma^+/\sigma^-$  de l'état  $|-7/2\rangle$  à  $|-3/2\rangle$ . En abscisse la fréquence en Hz et en ordonnés le ratio de population. Chaque point correspond à une mesure de population, en trait plein la courbe théorique. En bleu nous avons les points correspondants à la mesure de la population en  $|-3/2\rangle$  et en rouge les mesures de la population de  $|-7/2\rangle$ .

la transition, il est nécessaire de commencer par rechercher la résonance optique en balayant la fréquence des deux lasers utilisés. Nous savons théoriquement que pour une fréquence de résonance la probabilité d'absorption s'écrit comme

$$P(\omega) = A \frac{\sin^2(\omega - \omega_0)}{(\omega - \omega_0)^2}$$

Où A est une constante,  $\frac{\omega}{2\pi}$  la fréquence balayée et  $\frac{\omega_0}{2\pi}$  la fréquence de résonance. Il y a deux lasers utilisés pour nos expériences, le laser pour faire le déplacement lumineux d'une puissance de 1.18mW et un waist de 180 $\mu m$  et le laser pour faire la transition Raman avec une puissance de 93 $\mu$ W et un waist de 180 $\mu m$ .

Une fois la résonance trouvée, nous pouvons observer les oscillations de Rabi à une différence fréquence fixe, qui est dans notre cas de 1.428 kHz. Il suffit alors de faire varier le temps d'interaction et de mesurer la différence de population pour chaque cas.



Figure 4: Oscillation de Rabi pour la transition Raman  $\sigma^+/\sigma^-$  de l'état  $|-7/2\rangle$ à  $|-3/2\rangle$ . En abscisse, le temps en ms, et en ordonnée, le ratio de population. Chaque point correspond à une mesure de population. La courbe théorique d'un sinus atténué est représentée par un trait plein.

Comme nous pouvons le voir, l'oscillation de Rabi n'est pas parfaite, nous pouvons ajustement sur les données de la fonction notre courbe avec un sinus atténué, avec un temps d'atténuation de  $36 \pm 3$  ms. La formule d'ajustement est:

$$f(t) = Ae^{\frac{1}{t_0}}\sin(\omega t + \Phi)$$

Où A est l'amplitude,  $t_0$  le temps d'atténuation,  $\omega$  la fréquence et  $\Phi$  la phase. Il est interessant de discuter des limitations associées à ces mesures. Tout d'abord, nous constatons que les populations ne sont jamais égales à 1. Cela peut être dû au fait que tous les spins n'étaient pas dans le même état au départ, mais aussi au fait que le transfert d'impulsion sélectif en spin n'est pas parfait, ce qui entraîne la non-détection de certains atomes. Quant à l'atténuation de l'oscillation de Rabi, plusieurs facteurs peuvent l'expliquer. Elle peut être causée par un mauvais alignement des faisceaux de déplacement tensoriel ou des faisceaux Raman. Si les atomes ne se trouvent pas exactement au waist du faisceau, ou si la taille

[4]

du nuage atomique est plus grande que le waist, le profil de densité varie en fonction de la position des atomes. La fréquence des oscillations de Rabi et de résonance dépend alors de la position des atomes.

En conclusion, nous avons réussi à démontrer la manipulation des populations avec une transition  $\sigma^+/\sigma^-$ , bien que le taux d'atténuation reste beaucoup plus élevé que pour les transitions  $\pi/\sigma^{\pm}$  (36ms contre 300 ms).

# 3 Étude du système optique

Une étape importante, comme nous l'avons vu, est celle de la mesure. Pour déterminer la position de nos atomes, il est nécessaire d'utiliser un système optique afin de les imager après les manipulations de spin. Actuellement, le système optique en place présente certains défauts pouvant limiter nos expériences. Un nouveau système optique a été développé et construit par un ancien stagiaire [6]. Ce nouveau système optique viendra en complément de l'ancien, la mesure sera faite dans la direction orthogonale à l'ancien. Mon travail a consisté à caractériser ce système, à étudier ses limitations en vue de son installation.

#### 3.1 Description du système optique

Commençons par décrire le système que nous allons étudier, les motivations qui ont conduit à sa création, les différentes méthodes de mesure pour lesquelles il sera utilisé, ainsi que les caractéristiques physiques du système.

#### 3.1.1 Motivations

Dans un premier temps, examinons les raisons pour lesquelles nous souhaitons installer un nouveau système. La principale caractéristique d'un système optique est sa limite de résolution, c'est-à-dire la distance minimale à laquelle deux objets peuvent être distingués. Nous cherchons à améliorer cette limite pour plusieurs raisons :

- Pour la mesure du temps de vol des populations de spins. Comme mentionné précédemment, grâce à la technique du transfert d'impulsion sélectif en spin, il est possible de prendre une mesure après avoir relâché les atomes de leurs pièges. Cela permet de capturer une image des différentes populations de spins, puis de les ajuster à l'aide d'une fonction gaussienne pour estimer les populations. Une meilleure limite de résolution permettrait d'obtenir un ajustement plus précis, et donc une estimation plus fiable des populations de spins.
- L'équipe envisage également d'implémenter des mesures "in-situ" directement dans le piège. Grâce aux différentes techniques de piégeage des atomes, il est possible de créer diverses géométries de potentiel. Une étude des densités dans ces pièges permettrait d'analyser les interactions entre atomes. Une meilleure résolution serait essentielle pour obtenir une description plus précise du profil de densité de notre nuage d'atomes.

Il existe plusieurs façons de définir la limite de résolution. Dans ce travail, nous utiliserons le critère de Rayleigh, qui se définit comme la distance correspondant au premier zéro de la fonction d'Airy. Cette limite peut être exprimée par l'équation suivante :

$$\Delta d = \frac{1.22\lambda}{2\mathrm{NA}}$$

où  $\Delta d$  est la limite de résolution,  $\lambda$  est la longueur d'onde, et NA est l'ouverture numérique, définie dans l'air comme :

$$NA \approx \sin(\theta) = \frac{R}{L}$$

où  $\theta$  est l'angle d'incidence, L est la distance entre les atomes et la lentille, et R le rayon de la lentille d'entrée.



Figure 5: Schéma simple d'un système optique. Les atomes sont la source de la lumière émise.

Cela signifie que, pour une longueur d'onde fixée, nous souhaitons maximiser l'ouverture numérique afin de réduire notre limite de résolution. Pour augmenter cette ouverture, il est possible de rapprocher notre système optique des atomes ou d'augmenter la taille de notre lentille. Dans notre cas, la distance avec les atomes est fixe, il ne reste donc plus qu'à maximiser le diamètre de notre lentille pour minimiser la limite de résolution. Cependant, cela présente un défi car, à mesure que la taille de la lentille augmente, les aberrations optiques peuvent également augmenter, ce qui limiterait la capacité de résolution de notre système optique.

Dans notre cas, l'équipe a acquis une lentille d'entrée du système optique avec un diamètre de 2R = 40 mm et une distance focale de  $f_0 = L = 100$ mm (tous les détails techniques sont disponibles dans [6]). Cela nous donne une ouverture numérique de NA = 0.2. En utilisant la transition du strontium à 461 nm pour imager nos atomes, nous obtenons une limite de résolution théorique de  $\Delta d_{\text{théorique}} \approx 1.4 \,\mu m$ .

#### 3.1.2 Différentes méthodes de mesure

Pour mesurer les atomes, il est nécessaire de pouvoir les "voir", c'est-à-dire de les imager sur une caméra. Il existe différentes méthodes de mesure, chacune ayant ses propres limitations. Les deux méthodes de mesure que nous utilisons sont les suivants :

- Mesure par absorption: Le principe consiste à utiliser un laser dont la fréquence est réglée sur l'une des transitions de l'atome. Ce laser est envoyé en direction de la caméra, en passant par les atomes, qui projettent alors une ombre sur l'image capturée par la caméra.
- Mesure par émission spontanée: Dans ce cas, un laser est également utilisé sur l'une des transitions atomiques, mais les faisceaux sont dirigés dans le sens opposé à la caméra. Les atomes émettent des photons par émission spontanée dans toutes les directions, et une petite partie de ces photons atteint la caméra, permettant ainsi de capturer une image des atomes.

Dans le cas de l'imagerie par émission spontanée, moins de photons atteignent la caméra en raison des nombreuses pertes. En revanche, avec l'imagerie par absorption, un plus grand nombre de photons sont capturés par la caméra. Notre équipe utilise ces deux méthodes de mesure en fonction des nécessité.

#### 3.1.3 Caractéristiques physiques du système

Décrivons maintenant le système optique, ses différents composants et son assemblage.



Figure 6: Schéma simplifié du système optique mis en place dans l'expérience.

Notre expérience est composée d'une enceinte à vide où se trouvent les atomes. La lumière est transmise à travers un hublot jusqu'au système optique.

Comme illustré sur la figure, le système optique comporte quatre composants principaux, dans l'ordre suivant :

- Une lentille d'entrée avec une focale de f = 100 mm, que nous avons décrite précédemment, avec une grande ouverture numérique. Elle est également conçue pour compenser l'effet du hublot sur la lumière. C'est ce composant qui limite notre pouvoir de résolution.
- Un miroir à 90° qui redirige la lumière vers une lentille de sortie.
- La lentille de sortie, un doublet achromatique avec une distance focale de f = 300 mm et un diamètre de 2 pouces.
- Enfin, une caméra pour imager le système. Cette nouvelle caméra est plus performante que celle utilisée dans l'ancien système optique, car elle possède un bruit de lecture plus faible. Cela signifie qu'elle fait moins d'erreurs lors du comptage des photons, offrant ainsi une mesure plus précise du nombre de photons reçus, et donc une meilleure qualité d'image.

Il est intéressant de noter que le système optique fonctionne comme un télescope avec un grossissement de  $\times 3$ .

Un autre point important, que nous décrirons peu dans ce rapport, est qu'un faisceau du piège magnéto-optique doit également passer par le même axe. Pour cela, il est nécessaire d'installer un miroir amovible, permettant d'insérer une lame quart d'onde et un miroir.

### 3.2 Modélisation du système optique

Pour mieux comprendre les sensibilité vis à vis des rotation et des translation une partie de mon stage a été dédié à simuler le système optique sur un logiciel, Zemax.



Figure 7: Image de la simulation du système sur Zemax

Dans un premier temps, il faut recréer le système optique sur Zemax en alignant les différentes surfaces qui composent notre système.

Comme un système optique n'est jamais parfaitement aligné, il est important de considérer les rotations et translations possibles. L'objectif est d'évaluer dans quelle mesure ces désalignements peuvent détériorer la limite de résolution du système. Un indicateur pertinent pour cela est d'utiliser le ratio de Strehl,

qui correspond à l'énergie du faisceau concentrée dans le premier disque d'Airy (c'est-à-dire avant que la tache d'Airy en deux dimensions n'atteigne son premier zéro). Ensuite, nous observons comment ce ratio évolue en fonction des déplacements et des rotations.

Nous pouvons voir que sans translation ni rotation, le ratio est très proche de 1. Cependant, plus l'axe du système est incliné, plus le ratio de Strehl diminue.



Figure 8: Ratio de Strehl en fonction des différentes rotations et déplacements en 1D et en 2D.

Nous avons fixé une valeur limite pour le ratio de Strehl à 0.85. Nous observons alors que nous disposons d'une marge de manœuvre de l'ordre du millimètre, ce qui est tout à fait réalisable avec l'opto-mécanique que nous utilisons.

#### 3.3 Mise en place expérimentale

Pour régler et caractériser le système optique, nous utilisons le principe de rétroréflexion de la lumière, c'est-à-dire que nous envoyons la lumière dans le sens inverse et observons si nous parvenons à imager l'objet en sortie.

Dans ce contexte, nous imageons une fibre optique PM-S405-XP, car c'est le seul objet suffisamment petit que nous avons trouvé au laboratoire.

Le diamètre d'une fibre optique est de  $3.5 \,\mu m$ , et le système optique inversé réduit cette taille d'un facteur 3. Pour imager cette taille, nous disposons uniquement de caméras avec des pixels de  $3.2 \,\mu m$ , ce qui nécessite la construction d'un système de grossissement afin d'obtenir une résolution suffisante pour observer la tache d'Airy.

Le réglage du système optique est une étape délicate, qui n'est pas forcément intuitive et qui m'a demandé du temps pour être maîtrisée. Il est nécessaire d'aligner à la fois le système optique principal et le système de grossissement.

#### 3.3.1 Réglage du système optique

Commençons par décrire l'alignement du système optique :

1. Utilisation des iris 1 et 2 pour centrer le faisceau à l'entrée du système optique.



Figure 9: Schéma du système optique et du système de grossissement avec les différents iris utilisés pour l'alignement.

- 2. Utilisation des iris 2 et 3 dans le système optique pour aligner le miroir à 90°.
- Réflexion sur la lentille : dans un premier temps, utiliser les deux vis pour faire en sorte que les réflexions convergent en un seul point, puis ajuster (très légèrement) le miroir pour que les réflexions soient centrées sur l'iris
  Cette étape peut prendre du temps ; il faut être patient et vérifier l'alignement vertical de la lentille à l'œil nu.
- 4. Réflexion sur le hublot : s'assurer que l'alignement du système optique avec le hublot maintient les réflexions centrées sur l'iris.

Cet alignement du système optique est réalisé uniquement pour les tests avant l'installation finale. Lors de l'installation sur l'expérience, une méthode légèrement différente sera utilisée, bien qu'elle restera similaire à celle-ci.

#### 3.3.2 Système de grossissement

Comme nous l'avons décrit, il nous faut également un système de magnification pour pouvoir imager notre tache d'Airy sur une caméra *BladeCam-XHR*. Pour cela, nous utilisons un objectif de microscope Mitutoyo *M Plan Apo x10*, suivi d'une lentille de focale 200 mm, permettant un grossissement de ×10. Cela n'étant pas suffisant pour obtenir une bonne résolution de la tache d'Airy, nous ajoutons deux lentilles : l'une avec une focale de 100 mm et l'autre avec une focale de 500 mm, formant un télescope avec un grossissement de ×5. Au total, nous obtenons donc un grossissement théorique total de ×50.

Ce système de grossissement doit également être correctement aligné, ce qui comporte plusieurs étapes :

- Aligner l'objectif du microscope, c'est-à-dire projeter le faisceau en sortie à l'infini et s'assurer qu'il est correctement aligné sur les axes vertical et horizontal. Cette étape est particulièrement complexe et peut nécessiter beaucoup de temps.
- Aligner la seconde lentille en sortie du télescope et le système de grossissement.
- Aligner la caméra en veillant à ce qu'elle ne soit pas inclinée. Ensuite, ajuster la distance avec la lentille pour obtenir la plus petite tache d'Airy possible sur la caméra. Il peut également être nécessaire d'ajuster la distance entre l'objectif et la sortie du système optique, mais cela doit être fait avec précision.

A la fin, nous obtenons une image de notre tache d'Airy. Nous verrons dans la suite de ce travail comment en déduire notre limite de résolution, la comparer à la valeur théorique, et identifier les différents facteurs limitants.

## 3.4 Étude des résultats

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, nous avons obtenu une image de notre tache d'Airy en sortie de notre système optique. Il nous faut maintenant convertir cette image en une limite de résolution.

Nous connaissons la limite de résolution théorique de notre système, qui est de  $1.4 \,\mu m$ . Nous pourrons donc comparer nos résultats à cette valeur.

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer la limite de résolution. Les deux méthodes principales consistent à ajuster une fonction en deux dimensions sur la tache d'Airy obtenue.

La méthode la plus naturelle est d'ajuster directement sur la fonction d'Airy en deux dimensions à l'aide de la formule suivante :

$$I_{\text{Airy}}(x,y) = I_0 \left(\frac{2J_1(ar(x,y))}{ar(x,y)}\right)^2$$

où r(x, y) est la norme donnée par

$$r(x,y) = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}$$

 $I_0$  représente la première fonction de Bessel, A est l'amplitude,  $x_0$  et  $y_0$  sont les positions du sommet de la tache d'Airy, et a est le facteur contenant la limite de résolution. En deux dimensions est difficile de se rendre compte si l'ajustement entre la courbe théorique et les donnés est bon, nous avons donc fait une coupe en une dimension pour mieux analyser la qualité de l'ajustement. Nous obtenons un a = 0.1487 pixels<sup>-1</sup> Pour extraire la limite de résolution, nous



Figure 10: A gauche : Image de la tache d'Airy prise par la caméra (échelle de couleur) et en traits pleins, les gradients du champ obtenus par l'ajustement de la fonction  $I_{Airy}(x, y)$ . A droite : Coupe des données et son ajustement en une dimension.

utilisons la relation :

$$\Delta d = \frac{3.8317}{a} \frac{\mathrm{P}}{\mathrm{G}}$$

où  $\Delta r$  est la limite de résolution que nous cherchons,  $\lambda$  est la longueur d'onde (dans notre cas 461 nm), G est le grossissement théorique du système (ici 50),

et P est la taille d'un pixel de la caméra (dans notre cas  $3.2 \,\mu m$ ). Nous en déduisons que  $\Delta d = 1.65 \mu m$ 

Il est également intéressant d'ajuster les données à une fonction gaussienne afin d'obtenir la déviation standard :

$$I_{\text{Gaussienne}}(x,y) = Ae^{\frac{-2r(x,y)^2}{w_0^2}}$$

où A est l'amplitude, r(x, y) est la norme définie précédemment, et  $w_0$  représente la déviation standard de la gaussienne.

Nous obtenons une valeur de  $w_0 = 17.38 \frac{P}{G} = 1.12 \,\mu m$ . Il existe une relation bien établie entre la déviation standard et la limite de résolution [3] :

$$\Delta d = \frac{1.22}{0.84} w_0$$

Cela nous donne une valeur de limite de résolution  $\Delta d = 1.63 \, \mu m$  avec cette approche. Nous pouvons conclure que les deux résultats sont cohérents, et que notre méthode de mesure par ajustement de fonction est fiable. Cependant, pour le reste de ce travail, nous n'utiliserons que la fonction d'Airy, car elle est plus directe et intuitive pour décrire notre système.



Figure 11: 20 images de tache d'Airy.

Il est également pertinent d'examiner l'erreur de reproduction associée à la limite de résolution. Pour cela, nous avons répété 20 fois la même mesure et observé les différentes valeurs obtenues. Nous calculons une déviation standard std( $\Delta d$ ) =  $0.09\,\mu m$ . Cette variabilité relativement importante peut être attribuée aux vibrations dans le système, que nous examinerons plus en détail dans la suite de ce travail.

Enfin, bien que la valeur expérimentale obtenue  $\Delta d = 1.65 \,\mu m$  soit du bon ordre de grandeur, elle reste légèrement éloignée de la limite théorique  $\Delta d = 1.4 \,\mu m$ . Nous allons main-

tenant étudier les facteurs limitants potentiels et explorer les moyens de les réduire.

#### 3.5Étude des facteurs limitants

Nous allons étudier les différents facteurs qui peuvent dégrader la limite de résolution de notre système optique. Dans un premier temps, nous nous pencherons sur la calibration de notre système de grossissement. Ensuite, nous examinerons l'effet des vibrations sur le système et évaluerons l'utilité de nouvelles structures antivibrations.

#### Calibration du système de grossissement 3.5.1

Une des manières les plus simples pour vérifier si notre système est bien calibré est de changer un paramètre et d'observer comment il affecte la limite de résolution. Dans notre cas, nous pouvons modifier l'ouverture numérique (NA) et observer si la limite de résolution évolue conformément aux prévisions théoriques. La formule théorique pour la limite de résolution est :

$$\Delta d = \frac{1.22\lambda}{2\,\mathrm{NA}}.$$

ce qui indique que la limite de résolution est inversement proportionnelle à l'ouverture numérique. En modifiant cette ouverture, nous pouvons observer comment évolue notre limite de résolution. Pour cela, nous ajustons l'iris 3 de la Figure 9 et mesurons la limite de résolution pour différente ouverture.



Figure 12: Données théoriques (en rouge) comparées aux points expérimentaux (en bleu), montrant la limite de résolution en fonction de l'ouverture numérique.

Nous constatons que la courbe théorique est décalée par rapport aux données expérimentales. Ce décalage peut s'expliquer par plusieurs facteurs, mais le plus probable est lié au système de grossissement, étant donné que c'est l'élément le moins bien connu et qui a été récemment installé.

Il est possible que les lentilles aient des distances focales légèrement différentes de celles spécifiées par le constructeur ou que notre alignement ne soit pas parfaitement aligné. Cela pourrait expliquer la différence avec le grossissement théorique de  $\times 50$ . Afin de calibrer correctement notre système de grossissement, nous avons utilisé une mire de calibration USAF. Ce type de mire est un outil standardisé qui permet de mesurer précisément des petites distances. Nous avons imagé cette mire à l'aide de notre système optique pour déterminer le facteur de grossissement réel.

Dans cette configuration, nous avons remplacé le système optique de la Figure 9 par la mire USAF et l'avons éclairée avec le laser bleu à 461 nm.

Pour estimer l'erreur de nos mesures, nous avons ajusté les contours de la mire en utilisant une fonction sigmoïde, qui s'exprime sous la forme :

$$f(x) = \frac{A}{1 + e^{w_0(x + x_0)}}$$

En appliquant cette méthode sur les côtés gauche et droit de la mire, nous avons

pu déterminer la distance mesurée et la comparer à la distance réelle de la mire USAF.



Figure 13: (a): Image de la mire USAF imagée sur la caméra après le système de grossissement. C'est la mire position 5 numéro 4, où chaque trait fait  $11.05 \,\mu m$ . (b): Somme des points selon l'axe vertical pour obtenir une courbe en une dimension. (c): Ajustement des données expérimentales (en orange) avec une sigmoïde (en bleu) pour calculer l'incertitude sur la position.

Nous obtenons un facteur de grossissement de  $\times 47.92$  ( $\pm 0.07$ ), ce qui nous permet de retracer la courbe avec le bon grossissement.



Figure 14: Graphique 12 recalculé avec le grossissement corrigé, données théoriques (en rouge) comparées aux points expérimentaux (en bleu).

Nous constatons que la courbe théorique est désormais en accord avec les points expérimentaux. La calibration de notre système de grossissement était donc bien un facteur limitant pour la mesure de notre limite de résolution. Nous obtenons une nouvelle limite de résolution de  $\Delta d = 1.58 \mu m$ .

#### 3.5.2 Vibrations

Dans cette partie, nous allons discuter de l'impact des vibrations sur notre système. Dans notre expérience, il existe différentes sources de vibrations, comme la hotte de ventilation, les appareils électroniques, les voix humaines, etc. Nous essayons de les limiter au maximum, mais il est essentiel que notre système de résolution soit le plus robuste possible face aux vibrations. Dans cette section, nous allons tenter de caractériser ces vibrations et d'installer une nouvelle structure de maintien pour les réduire.

Les vibrations peuvent détériorer nos mesures en affectant notre pouvoir de résolution. Cela dépend de la sensibilité de notre structure aux différentes fréquences de vibrations, ainsi que du rapport entre ces fréquences et le temps d'exposition de notre caméra. Il n'est pas simple de connaître la sensibilité du système aux vibrations dans une configuration aussi complexe que la nôtre. Nous avons développé plusieurs méthodes pour mesurer la sensibilité de notre système aux vibrations. Nous décrirons les deux méthodes utilisées, puis nous observerons les changements dans les vibrations après l'installation d'une nouvelle barre antivibratoire.

La première méthode consiste à utiliser un accéléromètre que nous avons développé pour mesurer les vibrations. Cet accéléromètre est constitué d'un laser pointé sur une photodiode et le faisceau est coupé en deux par une lame de rasoir attachée au système optique. Tous les mouvements du système modifient la puissance optique reçue par la photodiode, ce qui nous permet d'accéder à l'accélération subie par notre système.

Pour exciter notre système, nous appliquons un coup de marteau sur le corps du système mécanique. Cela permet d'exciter les vibrations, et nous obtenons un signal que nous pouvons ajuster avec une fonction sinus atténuée :

$$f(x) = Ae^{-\gamma(t-t_0)}\sin(\omega t + \Phi)$$

où A est l'amplitude du sinus,  $\gamma$  la fréquence d'atténuation,  $\omega$  la fréquence des vibrations,  $\Phi$  la phase, et  $t_0$  le temps de départ de la vibration.

Nous nous intéressons surtout au rapport entre la fréquence de vibration  $\omega$  et la fréquence d'atténuation  $\gamma$ , soit  $\frac{\omega}{\gamma}$ . Ce rapport représente la capacité de notre système à atténuer les vibrations plus rapidement que leur fréquence. Dans un cas idéal, nous aurions  $\frac{\omega}{\gamma} < 1$ , mais ici, nous observons un rapport bien supérieur à 1. Cela signifie que notre système reste très sensible aux vibrations.

Analyser le rapport de ces deux fréquences permet à notre mesure de ne pas dépendre de l'intensité du coup de marteau. En effet, il est difficile de reproduire exactement la même excitation à chaque essai.

Nous avons pris plusieurs mesures à différents points de notre système, à droite et à gauche, puis nous avons modifié l'axe de la lame de rasoir afin d'étudier les vibrations dans les directions verticale et horizontale. Cela nous a permis de constituer un tableau des rapports  $\frac{\omega}{\gamma}$  pour ces différentes configurations.

Une autre méthode pour caractériser les vibrations consiste à modifier le temps d'exposition de notre caméra, afin d'observer si la limite de résolution change ou si notre tache d'Airy se déplace. Si la limite de résolution se dégrade et que la tache d'Airy se déplace moins avec un temps d'exposition plus long, cela pourrait indiquer que nous intégrons les effets des vibrations sur une période plus longue.



Figure 15: Signal de l'oscilloscope en Volts en fonction du temps (en secondes), ajusté avec une fonction sinus atténuée.

	Excitations à gauche	Excitations à droite
Horizontale	19.99	18.73
Vertical	19.29	19.01

Figure 16: Tableau du rapport  $\frac{\omega}{\gamma}$  pour différentes excitations, mesuré horizontalement et verticalement.

Pour cette expérience, nous avons pris 10 images de notre tache d'Airy pour différents temps d'exposition. Nous obtenons les résultats suivants :

Temps d'exposition (ms)	déplacement moyen centre tache d'Airy $(\mu m)$	limite de résolution moyenne $(\mu m)$
0.043	4.84	1.878
0.209	2.82	1.887
1.007	4.38	1.945
10.57	2.6	1.91
100.9	0.428	1.97

Figure 17: Tableau des différentes mesures des taches d'Airy pour différents temps d'exposition, 10 mesures ont été prises pour chaque ligne

Nous pouvons observer que plus le temps d'exposition augmente, plus le déplacement moyen diminue, tandis que la taille de la tache d'Airy (et donc la limite de résolution) augmente. Cela s'explique par l'intégration des vibrations. De plus, nous observons une différence de déplacement de la tache d'Airy entre 10 ms et 100 ms d'intégration, ce qui indique la présence de vibrations comprises entre 10 Hz et 100 Hz.

Nous constatons également que notre limite de résolution s'est dégradée par rapport à nos premières mesures de la partie 3.4. Cette dégradation est due à un mauvais alignement que nous avons découvert par la suite, mais cela ne remet pas en cause notre raisonnement concernant l'intégration des vibrations, le déplacement de la tache d'Airy et l'augmentation de sa taille.

Pour poursuivre notre étude des vibrations sur le système, nous avons installé une nouvelle barre de structure pour soutenir notre système optique. Cette barre est constituée de deux plots antivibrations DP8A/M de chez Thorlabs. Nous souhaitons déterminer si cette nouvelle structure améliore notre analyse des vibrations. Une fois le système réaligné, nous reprenons les mesures de vibrations.

Dans un premier temps, nous reprenons les mesures avec notre lame de rasoir afin de remesurer les rapports entre les fréquences de vibrations et les fréquences d'atténuation.

	Excitations à gauche	Excitations à droite
Horizontale	6.33	4.62
Vertical	12.93	12.41

Figure 18: Tableau du rapport  $\frac{\omega}{\gamma}$  pour différentes excitations, mesuré horizontalement et verticalement, avec la nouvelle bar.

Nous pouvons voir que toutes les fréquences, ainsi que le rapport des fréquences, sont beaucoup plus faibles que sur la Figure 16. Cela confirme que la nouvelle structure a bien un effet sur les vibrations du système.

Dans un second temps, nous mesurons à nouveau 10 taches d'Airy pour différents temps d'exposition.

Temps d'exposition (ms)	déplacement moyen centre tache d'Airy $(\mu m)$	limite de résolution moyenne $(\mu m)$
0.043	1.67	1.62
0.209	0.68	1.58
1.007	0.46	1.59
10.57	0.51	1.64
100.9	0.52	1.65

Figure 19: Tableau des différentes mesures des taches d'Airy pour différents temps d'exposition avec la nouvelle structure, 10 mesures ont été prises pour chaque ligne

Nous pouvons voir que le déplacement des taches d'Airy a été réduit par rapport à la Figure 17. L'écart de déplacement de la tache d'Airy entre 10 ms et 100 ms d'intégration s'est considérablement réduit par rapport aux mesures précédentes. Cela montre que nous sommes désormais beaucoup moins sensibles aux vibrations de cet ordre de grandeur. En conclusion de ce chapitre, nous pouvons dire que nous avons développé des méthodes d'analyse des vibrations subies par le système et que nous avons utilisé ces méthodes pour démontrer les bénéfices apportés par une nouvelle structure antivibrations.

# 4 Conclusion

La première partie de mon stage a permis de démontrer le couplage de deux états de spins à l'aide de transitions Raman en utilisant deux lasers avec des polarisations  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ . Dans une seconde partie, nous avons étudié un nouveau système optique qui sera prochainement mis en place sur l'expérience. Nous avons obtenu une limite de résolution expérimentale de  $\Delta d = 1.58 \,\mu m$ , que nous avons comparée à la limite théorique. Ensuite, nous avons analysé les facteurs limitants, tels que les vibrations, et démontré l'utilité d'une nouvelle structure antivibrations pour notre système. La suite consistera en l'installation de ce système optique sur l'expérience.

# Références

- P. Bataille1 et al. "Adiabatic spin-dependent momentum transfer in an SU(N) degenerate Fermi gas". In: *Phys. Rev. A* (2020).
- [2] Pierre Bataille. "Réalisation de gaz quantiques de grand spin". PhD thesis. sorbonne paris nord, 2022.
- Josiane Zerubia Bo Zhang and Jean-Christophe Olivo-Marin. "Gaussian approximations of fluorescence microscope point-spread function models". In: Applied Optics (2007).
- [4] Franck Laloë Claude Cohen-Tannoudji Bernard Diu. Mécanique quantique. Tome III : Fermions, bosons, photons, corrélations et intrication. sorbonne paris nord, 2017.
- [5] Andrea Litvinov. "Manipulation of the nuclear spin states of 87 Sr in degenerate SU(N)-symmetric Fermi gases". PhD thesis. sorbonne paris nord, 2023.
- [6] Farid Madani. "Construction of a high resolution imaging system for a cold atoms experiment". MA thesis. sorbonne paris nord, 2021.
- [7] et al Rodolphe Le Targat. "Accurate Optical Lattice Clock with 87Sr Atoms". In: *Physical review letters* (2006).