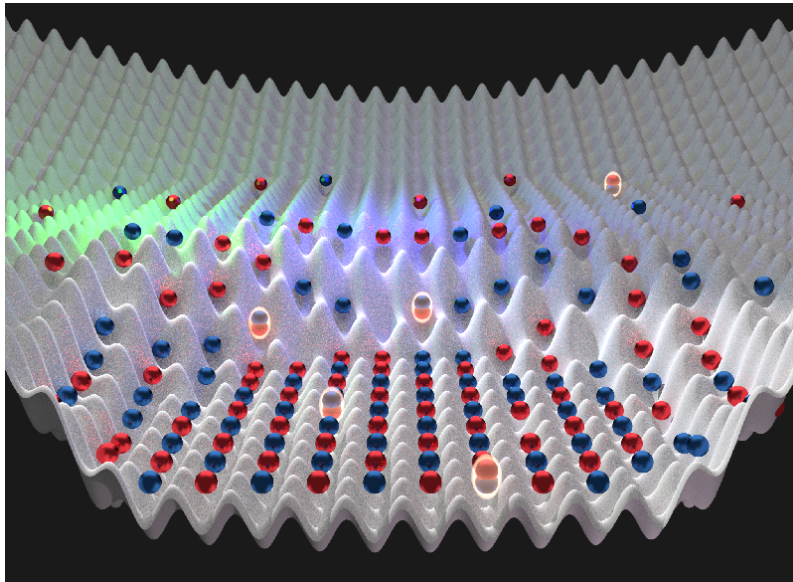


# CONCEPTION ET RÉALISATION DE RÉSEAUX OPTIQUES POUR PIÉGER ET MANIPULER UN GAZ DE FERMİ

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS  
UNIVERSITÉ PARIS 13



*source : Harvard University*

## RAPPORT DE STAGE M2 SCIENCES DE LA MATIÈRE - SYSTÈMES COMPLEXES

ANDRÉA LITVINOV

Ce document présente mon stage de Master 2 au Laboratoire de Physique des Lasers de l'université Paris 13 encadré par l'équipe Gaz Quantiques Magnétiques. Ce groupe manipule des atomes ultra-froids avec des lasers accordables en longueur d'onde pour étudier la matière dans le régime de dégénérescence quantique. L'objectif du stage est de concevoir et réaliser un système optique permettant de préparer un faisceau laser contrôlé et ajustable en fréquence et en puissance. Par rétro-réflexion, ce faisceau sera amené à générer des franges d'interférences ressenties comme un potentiel dipolaire électrique périodique par un gaz quantique dégénéré de strontium. Ce dispositif s'intègre au Projet Strontium proposant de nouvelles méthodes expérimentales qui permettront d'étudier l'intrication entre atomes de grands spins dans un système à N-corps.

*Tuteur : Bruno Laburthe-Tolra*  
*Chef de groupe : Bruno Laburthe-Tolra*

1<sup>er</sup> Avril 2019 - 31 Juillet 2019

# Contents

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>L'expérience et son contexte physique</b>	<b>3</b>
2.1	Le projet strontium du groupe GQM . . . . .	3
2.2	Interaction lumière-matière . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Objectifs fondamentaux de l'expérience strontium</b>	<b>5</b>
3.1	Simulateur quantique . . . . .	5
3.2	Strontium . . . . .	6
3.3	Réseaux optiques . . . . .	7
3.3.1	Réseau optique indépendant du spin . . . . .	7
3.3.2	Réseau optique dépendant du spin . . . . .	7
<b>4</b>	<b>Dispositif Expérimental et géométrie</b>	<b>9</b>
4.1	Le coeur de manip . . . . .	9
4.2	Réseaux indépendants du spin . . . . .	9
<b>5</b>	<b>Réseaux dépendants du spin</b>	<b>12</b>
5.1	Objectifs . . . . .	12
5.2	Protocole . . . . .	13
5.3	Simulations . . . . .	13
5.3.1	Préparation de spins . . . . .	13
5.3.2	Mesure . . . . .	14
<b>6</b>	<b>Conception et réalisation du dispositif</b>	<b>15</b>
6.1	Objectifs . . . . .	15
6.2	Contraintes . . . . .	16
6.3	Caractérisation du faisceau émis par la diode . . . . .	16
6.4	Mise en forme du faisceau . . . . .	19
6.5	Mise en place du dispositif . . . . .	20
<b>7</b>	<b>Intégration du dispositif à l'expérience</b>	<b>22</b>
<b>8</b>	<b>Conclusion</b>	<b>22</b>
<b>9</b>	<b>ANNEXE 1 : rapport présenté au groupe GQM sur la géométrie des réseaux optiques</b>	<b>24</b>
9.1	Reseau vert à 532 nm . . . . .	24
9.2	Potentiel spin-dépendant de mesure à 689 nm . . . . .	25
9.2.1	Un accordéon diagonal . . . . .	25
9.2.2	Un faisceau rétro-réfléchi diagonal . . . . .	26
9.2.3	Deux accordéons axiaux . . . . .	26
9.2.4	Deux faisceaux rétro-réfléchis axiaux . . . . .	27
9.2.5	Accordéons à deux degrés de liberté . . . . .	27
9.2.6	Discussion sur les solutions . . . . .	28
9.3	Potentiel spin-dépendant de préparation à 689 nm . . . . .	30
9.4	Conclusion . . . . .	32

**10 ANNEXE 2 : caractérisation des modes transverses du laser MOGLABS 32**

# 1 Introduction

En première partie, j'introduirai l'expérience actuellement fonctionnelle dans le contexte expérimental de la manipulation des atomes froids grâce à l'interaction lumière matière. L'équipe GQM porte ce projet avec l'ambition de mettre en interaction les proches voisins d'un réseau 2D de fermions dans le régime de dégénérescence quantique. L'isotope du strontium utilisé pour cette expérience est le strontium 87, un isotope fermionique de grand spin nucléaire  $9/2$ . L'atome peut donc accéder à 10 états de spins différents. De plus, le spin électronique du strontium est nul, les propriétés de collisions ne dépendent donc pas du spin et ces 10 états sont énergétiquement dégénérés. En effet l'état fondamental étant  $^1S_0$ , toutes les couches électroniques sont pleines et le spin électronique est nul, le spin du strontium est donc purement d'origine nucléaire. Lors des collisions, le cortège électronique masque les interactions de spins nucléaire.

Le réseau 2D sera réalisé en piégeant le gaz de Fermi dans des réseaux optiques et en y manipulant les spins avec d'autres réseaux optiques. Deux types de réseaux optiques seront donc nécessaires, certains indépendants du spins, et d'autres dépendant du spin, que je présenterai. Ainsi il sera possible d'observer expérimentalement les états de plus basse énergie d'un réseau 2D de fermions allant jusqu'à 10 états de spins accessibles et où les interactions inter-atomiques dominent dans un régime purement quantique. L'objectif du stage consistait à concevoir et réaliser le système optique produisant un réseau optique dépendant du spin. Dans un premier temps (partie 2), je présenterai mes résultats de simulation des différentes géométries possibles des différents réseaux optiques, et les choix adoptés afin de réaliser le montage optique générant les faisceaux laser qui produiront ces réseaux. Dans un second temps (partie 3), je présenterai le montage optique que j'ai conçu et réalisé qui produira le faisceau laser, ainsi que le montage annexe permettant d'ajuster le mode laser à la fréquence voulue. J'ai finalement intégré le réseau optique au dispositif expérimental. Ceci m'a permis d'une part de prendre en main et de comprendre le protocole de production d'atomes froids, et d'autre part ceci m'a permis d'observer un premier effet du réseau optique sur les atomes ultra-froids.

## 2 L'expérience et son contexte physique

### 2.1 Le projet strontium du groupe GQM

Le projet strontium initié en 2014 est hébergé au Laboratoire de Physique des Lasers de l'université Paris 13, et s'inscrit dans le développement important des activités autour des atomes froids au LPL, où cinq expériences fédèrent l'activité de trois groupes de recherche. Cette nouvelle expérience produit ses premiers gaz quantiques dégénérés depuis début 2019, et complète les activités de recherches de l'équipe Gaz Quantiques Magnétiques qui tend à utiliser les atomes froids pour appréhender les dynamiques d'intrication et de corrélations dans des systèmes impliquant de grands nombres de particules à degré de liberté de spin. L'objectif principal de ce projet est de concevoir et réaliser de nouvelles méthodes pour générer et contrôler les interactions à N corps dans un ensemble d'atomes de strontium piégés dans des réseaux optiques, et de proposer des méthodes optimales de refroidissement d'atomes pour la simulation quantique.

Les protocoles envisagés afin de réaliser ce système quantique exploiteront quelques propriétés du strontium 87, isotope fermionique du strontium. Afin d'argumenter sur l'intérêt

d'utiliser cet isotope et de justifier de la pertinence des systèmes que j'ai réalisé durant mon stage, je vais tout d'abord introduire quelques concepts et résultats fondamentaux sur l'interaction lumière matière, qui me permettront également de brièvement présenter l'expérience construite par l'équipe GQM et produisant des gaz quantiques dégénérés.

## 2.2 Interaction lumière-matière

En 1905, Einstein publie l'article sur l'effet photo-electrique, expliquant les échanges d'impulsions entre lumière et matière, et il introduit ainsi les processus fondamentaux de l'interaction lumière matière : absorption, émission stimulée, et émission spontanée. Depuis l'avènement des lasers accordables, il est possible de contrôler de manière très fine le mouvement des atomes avec la lumière en exploitant ces processus.

On peut évaluer l'action de la lumière sur la matière par une approche semi-classique. En modélisant quantiquement l'atome par un système à deux niveaux et la lumière par un champs classique, on peut retrouver le potentiel d'interaction. Prenons le cas le plus simple où le niveau fondamental de moment cinétique  $J_g = 0$ ,  $|g\rangle$  est couplé par un moment dipolaire électrique  $d_0$  à l'état excité de moment cinétique  $J_e = 1$ ,  $|e, 0\rangle$  par un champs lumineux classique  $\vec{E}(\vec{r}, t) = E(\vec{r})\vec{e}\cos[\omega t - \phi(\vec{r})]$  de polarisation  $\pi$  parallèle à l'axe de quantification du moment cinétique. L'hamiltonien de couplage dipolaire s'écrit alors simplement

$$\hat{H}_{dip.el.} = -\hat{\vec{D}} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = -\hat{D} \cdot E(\vec{r}, t) \quad (1)$$

ou  $\hat{D} = d_0 (|g\rangle \langle e| + |e\rangle \langle g|)$

Le dipole moyen  $d = \langle \hat{D} \rangle_{int}$  sur les degrés de liberté interne de l'atome est relié proportionnellement au champ laser par la polarisabilité  $\alpha$ , tel que

$$d(\vec{r}, t) = \alpha(\omega)E(\vec{r}, t)$$

En l'injectant dans l'expression de la force moyenne ressentie par l'atome qui est égale à l'opposé du gradient du potentiel dipolaire électrique, on veut résoudre le potentiel dipolaire électrique

$$V_{dip.el} = -\frac{1}{4}\alpha(\omega)E^2(\vec{r}) \quad (2)$$

Le calcul de la polarisabilité peut se faire en utilisant le formalisme de la matrice densité et par résolution des équations de Bloch optiques, qui ne seront pas détaillées ici. Le calcul effectué est restreint à l'approximation de champs faible où  $d \cdot E$  est faible devant le désaccord  $\Delta = \omega - \omega_0$  entre la fréquence laser et l'énergie de transition  $|g\rangle \longleftrightarrow |e\rangle$ , et quand la largeur naturelle de l'état excité  $\Gamma$  est également faible devant le désaccord  $\Delta$ . On trouve alors le potentiel dipolaire électrique en moyennant temporellement et sur les degrés de liberté internes de l'atome

$$V_{dip.el} \simeq \frac{d_0^2 E^2(\vec{r})}{4\hbar\Delta} \quad (3)$$

$$V_{dip.el} \simeq \frac{\hbar\Omega^2(\vec{r})}{4\Delta}$$

où le potentiel dipolaire électrique est exprimé selon le couplage dipolaire ou selon la fréquence de Rabi, conventionnellement reliés par l'équation  $d_0 E = \hbar \Omega$ .

La résolution des équations donne un terme réel où le dipole est en phase avec le champ et résultant en un potentiel conservatif, et un terme imaginaire du dipole hors phase résultant en un processus dissipatif. En effet si on développe à l'ordre suivant de l'approximation en  $\Gamma \ll \Delta$ , un terme complexe apparaît en  $\frac{\Gamma}{2\Delta^2}$  dans la résolution des équations de Bloch optiques, qui est la signature de l'émission spontanée. L'atome est soumis à la force de radiation, qui permet par processus aléatoire donc dissipatif des phénomènes de chauffage, et/ou donc de refroidissement.

Finalement, on remarque que la force dipolaire résultante sera plus intense proche de résonnance, et dans le cas d'un désaccord négatif (dit vers le rouge), cette force attirera les atomes vers les zones de forte intensité lumineuse  $I = E^2$ , et à l'opposé vers les zones sombres dans le cas d'un désaccord positif (dit vers le bleu). C'est cette force dipolaire électrique qui est à la base du piégeage des atomes de strontium dans les franges d'interférences.

### 3 Objectifs fondamentaux de l'expérience strontium

#### 3.1 Simulateur quantique

Le projet strontium explore la caractérisation de corrélations quantiques de systèmes à N corps réalisés par des atomes froids, et leur utilisation pour la simulation quantique. Il est en particulier intéressant du point de vue de l'étude des propriétés magnétiques de systèmes fortement corrélés, en lien avec des questions ouvertes fondamentales dans la physique de la matière condensée (frustration quantique, supra-conductivité à haute température). Suivant cet axe de recherche, le projet vise à simuler un hamiltonien de Heisenberg

$$H = J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j \quad (4)$$

où  $\vec{s}_i$  et  $\vec{s}_j$  sont les spins nucléaires des atomes aux sites  $i$  et  $j$ , mettant en interaction les proches voisins d'un réseau régulier à l'instar d'un solide cristallin. Dans le cadre des atomes froids, on peut simuler expérimentalement ce type de solide grâce à des réseaux optiques piégeant régulièrement les atomes. En s'assurant qu'un seul atome occupe chaque site, grâce aux interactions inter-atomiques dans le régime dit de "Mott", on peut réaliser un hamiltonien effectif comme en équation 4 du type Heisenberg. Dans le cas de l'expérience sur le strontium où  $J > 0$ , cet hamiltonien prévoit que le système de spins favorise une configuration alterné.

La réalisation de cette simulation quantique nécessite alors des réseaux optiques qui interagissent avec le strontium. Je vais donc rappeler brièvement quelques propriétés et particularités du spectre du strontium qui seront utilisées pour cette expérience.

### 3.2 Strontium

Le strontium est un alcalino-terreux de configuration électronique  $5s^2$ , et l'isotope fermionique utilisé pour les expériences est le strontium 87 de spin total  $F = 9/2$  dans son état fondamental, où  $F = J + I$ ,  $J$  le moment cinétique et  $I$  le spin nucléaire. De plus, le spin électronique du strontium est nul, les propriétés de collisions ne dépendent donc pas du spin. Les spins nucléaires du strontium ne peuvent donc pas changer spontanément, ce qui rend l'atome viable pour réaliser un hamiltonien de Heisenberg. Dans l'ensemble du spectre du  $^{87}\text{Sr}$ , trois niveaux sont particulièrement impliqués dans le projet portant sur les réseaux optiques : le fondamental  $^1S_0$ , et les premiers états excités  $^3P$  et  $^1P$ . C'est en interagissant avec la raie  $^3P_1$  comprenant trois sous-niveaux de spins nucléaire  $F = 11/2$ ,  $F = 9/2$  et  $F = 7/2$  présentés en figure 1, que les spins seront manipulés.

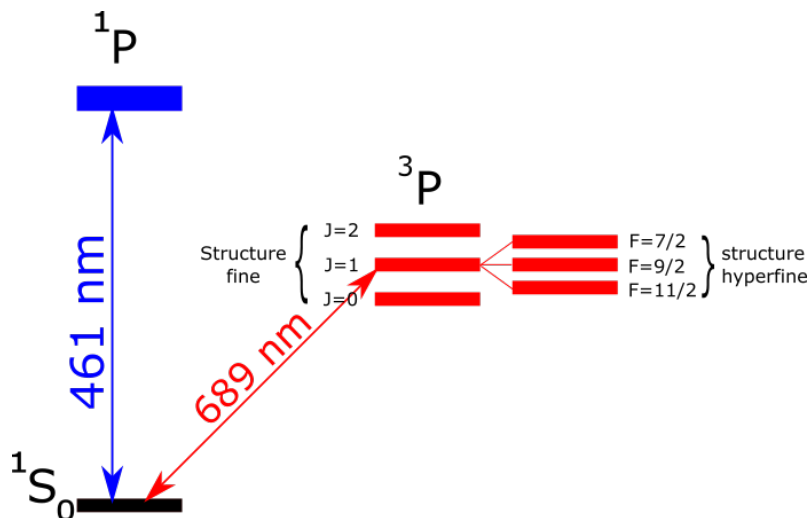


Figure 1: Spectre partiel du strontium. Les raies  $^1P_1$  et  $^3P_1$  sont principalement impliquées dans l'expérience utilisant les réseaux optiques. La structure hyperfine du niveau  $^3P_1$  contient 3 sous niveaux de spin totale  $F = 11/2$ ,  $F = 9/2$ ,  $F = 7/2$  qui serviront à manipuler les spins du strontium dans les réseaux.

La raie  $^3P$  a une largeur  $\gamma/2\pi = 7.4\text{kHz}$ , ce qui est très faible comparé à la largeur  $\Gamma/2\pi = 30\text{MHz}$  de la raie  $^1P$ , d'environ 4 ordres de grandeur. Cette raie est donc dite *raie étroite*. Cette propriété présente plusieurs avantages pour l'expérience. Pour appréhender les dynamiques des corrélations dans ce système impliquant un grand nombre de particules, on veut s'assurer que le système est quantiquement dégénéré. Ces régimes sont atteints à des températures ultra froides de l'ordre de 100nK, et c'est à ces températures que les atomes seront chargés et manipulés dans les réseaux optiques. La raie étroite à 689nm du strontium ne présente que très peu d'émission spontanée, son utilisation pour manipuler les spins permet d'éviter les phénomènes dissipatifs et donc le réchauffement du gaz. Le gaz ultra-froid peut alors être conservé dans le régime quantique dégénéré. D'autre part, les énergies des différents états  $m_F$  de spins nucléaire sont déplacées de quelques dizaines de MHz par les faisceaux lasers, ce qui est très grand devant la largeur de chacune de ces raies, d'un rapport de 4 ordres de grandeurs. Ceci permet une grande résolution spectrale, et donc une manipulation précise des états de spins.

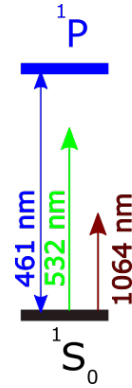
### 3.3 Réseaux optiques

Un réseau optique consiste en un potentiel lumineux régulier résultant de l'interférence de faisceaux optiques cohérents. En pratique, on peut réaliser un réseau optique par simple réflexion d'un faisceau laser, ou bien en croisant deux faisceaux laser cohérents. Les atomes froids sont alors piégés dans les maximums ou minimums d'intensité du réseau selon le signe du désaccord entre la fréquence laser et la fréquence de transition impliquée dans le couplage dipolaire.

Pour atteindre l'objectif de simulation décrit précédemment, deux types de réseaux optiques seront nécessaires. D'une part les atomes devront être piégés régulièrement dans un réseau de type cristallin, ce qui sera réalisé par des réseaux optiques dits "indépendants du spin" interagissant avec la transition  $^1S_0 \longleftrightarrow ^1P$ . D'autre part, les degrés de liberté de spin nucléaire des atomes de strontium seront contrôlés par des réseaux optiques dits "dépendants du spin" et interagissant avec la transition  $^1S_0 \longleftrightarrow ^3P_1$ .

#### 3.3.1 Réseau optique indépendant du spin

Pour simuler un cristal, les atomes seront piégés à des positions fixes, déterminées par des réseaux optiques indépendants du spin réalisés par des faisceaux à 532nm et 1064nm. Ces réseaux sont indépendants du spin car l'énergie des faisceaux qui génèrent les réseaux sont loin de résonnance avec l'énergie de transition  $^1S_0 \longleftrightarrow ^1P$  comme présenté sur la figure ci-contre. On est donc dans le cas d'un désaccord grand devant le couplage dipolaire et devant la largeur de raie et devant la structure hyperfine, les atomes voient les réseaux comme potentiels dipolaires électriques, et les atomes iront se localiser dans les maxima d'intensité lumineuse.



Deux réseaux indépendants du spin seront réalisés, un premier intense par les faisceaux à 1064 nm qui définira des plans horizontaux. Le deuxième réseau optique sera généré par des faisceaux à 532 nm qui définira un réseau carré dans chaque plan horizontal. Les atomes seront localisés aux maximums d'intensité lumineuse des réseaux carrés dans chaque plan horizontal. L'utilisation des réseaux optiques indépendants du spin permettra donc de réaliser la géométrie nécessaire pour simuler un **hamiltonien de Heisenberg 2D**. C'est dans cette géométrie que les spins seront manipulés par les réseaux optiques dépendants du spin.

#### 3.3.2 Réseau optique dépendant du spin

Le potentiel dipolaire rappelé en équation 3 est établi dans le cas de l'atome à deux niveaux. Dans le cas où le désaccord  $\Delta$  entre la fréquence des faisceaux laser et l'énergie de transition est grand, par exemple pour les réseaux optiques indépendants du spin, le couplage ne distingue pas les sous-niveaux de l'état excité, et donc ne distingue pas les différents états de spins  $m_F$ , ce qui équivaut à un atome à deux niveaux. Dans ce cas, on a alors essentiellement une transition  $|L = 0\rangle \longleftrightarrow |L = 1\rangle$ , et les autres degrés de liberté de spin, intrinsèque S et nucléaire I, ne jouent pas de rôle. Pour que le couplage dipolaire dépende



de l'état de spin, on veut réduire le désaccord entre le laser et la transition électronique et se rapprocher de résonance. Dans ce cas, la différence d'énergie entre les différents états excités du couplage (par exemple  $|^3P_1, F = 7/2, m_F\rangle, |^3P_1, F = 9/2, m_F\rangle, |^3P_1, F = 11/2, m_F\rangle$ ) pour une polarisation  $\pi$ ) devient comparable au désaccord, et chaque état de spin verra alors un potentiel lumineux différent pour un même intensité lumineuse. C'est ce qu'on appelle le déplacement lumineux.

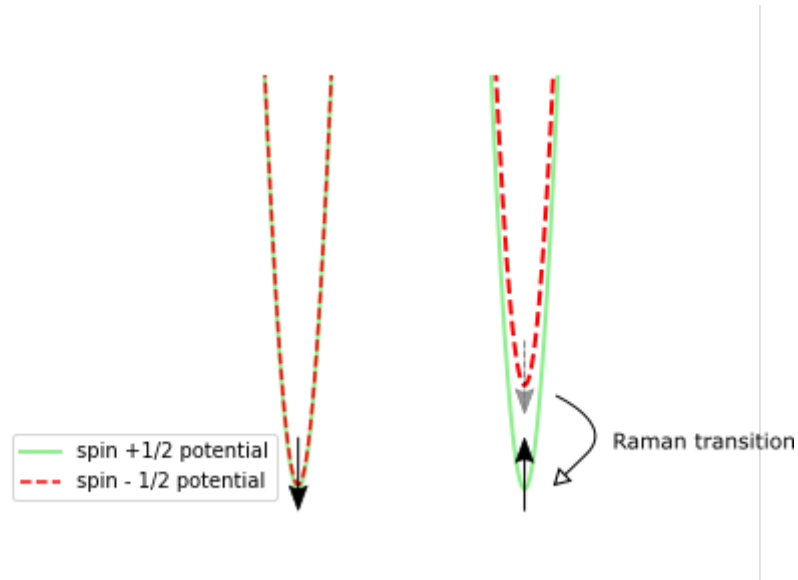


Figure 2: Retournement de spin par transition Raman. En vert clair, le potentiel ressenti par un atome de spin  $+1/2$ , en pointillés rouge le spin resenti par un atome de spin  $-1/2$ . A gauche, le potentiel ressenti par chaque état de spin est le même, rien ne se passe. A droite, le spin initialement  $-1/2$  ressent un potentiel plus élevé qu'un état de spin  $+1/2$  et sera retourné lors de la transition Raman.

Un protocole est envisagé pour préparer un état fondamental de configuration de spins dans un potentiel dépendant du spin. Pour cela, il faudrait changer l'état de spin des atomes qui ressentent un potentiel trop grand. Dans le cas où deux états de spins  $m_F = +1/2$  et  $m_F = -1/2$ , dis "up" et "down" seraient en présence, la figure 2 illustre les potentiels lumineux de chaque état de spin. Comme le réseau dépend du spin, les potentiels sont différents et les états de spin de plus basse énergie peuvent être sélectionnés en retournant les spins initialement dans l'état le moins favorable. Ce retournement est activé par transition Raman à l'aide d'un autre faisceau laser, lui aussi à 689nm.

J'ai été chargé de la conception de l'un de ces réseaux optiques dépendant du spin. Des contraintes géométriques sont imposées par les différents réseaux agissant ensemble sur les atomes. La réalisation du montage optique s'intégrant au reste de l'expérience, je vais tout d'abord présenter le dispositif expérimentale du projet strontium.

## 4 Dispositif Expérimental et géométrie

### 4.1 Le coeur de manip

Chauffés à environ  $500^{\circ}\text{C}$ , les atomes de strontium sont propulsés à plusieurs centaines de mètres par secondes hors d'un four. Ils sont ralentis par refroidissement Doppler dans un "ralentisseur zeeman". Les atomes sont ensuite accumulés dans un piège magnéto-optique (MOT) au centre géométrique de la cellule principale, formant un nuage à une température d'environ  $1\text{mK}$ . Ensuite, c'est à cet emplacement dans un potentiel conservatif (piège dipolaire) que le protocole de refroidissement dit "évaporatif" se déroule pour finalement obtenir la mer de Fermi à environ  $100\text{nK}$ .

Les lasers manipulant les atomes passent par des hublots sur brides ultra-vides (CF) répartis symétriquement par rapport au centre de la cellule principale. Il y a 8 CF40 (ie de diamètre  $40\text{mm}$ ) à l'équateur, 8 CF16 à  $\theta = 16^{\circ}$  et 8 autres à  $\theta = -16^{\circ}$  de l'équateur, et deux CF160, un au dessus et un en dessous de la cellule à environ  $80\text{mm}$  du centre de la cellule. C'est par ces hublots que devront passer les faisceaux réalisant les réseaux optiques.

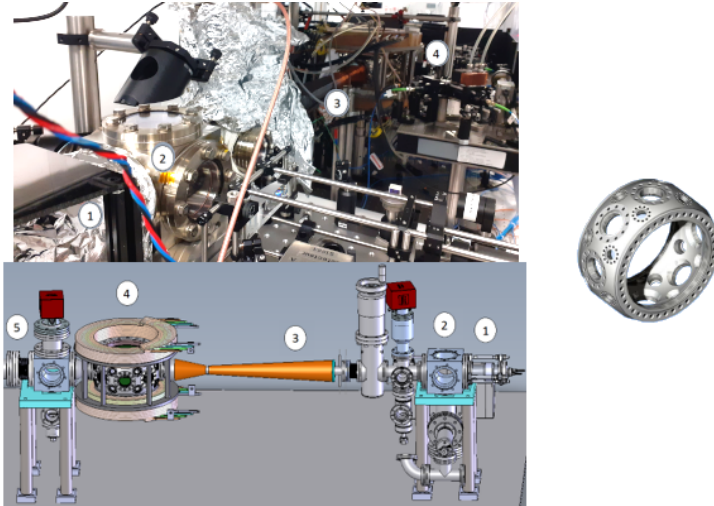


Figure 3: en haut, photographie du dispositif expérimental du projet strontium. En bas, modélisation CAO du dispositif; 1: four, 2: cellule pour refroidissement transverse, 3: bobines du ralentisseur zeeman, 4: cellule kimball. A droite, modélisation CAO de la cellule kimball, vue de dessous / biais, le coeur de l'expérience.

### 4.2 Réseaux indépendants du spin

Le choix de la disposition des deux réseaux optiques nécessaires pour réaliser la géométrie de l'hamiltonien de Heisenberg sont présentés sur les figures 4, 5 et 6. Le protocole prévoit que deux faisceaux à  $532\text{nm}$ , légèrement désaccordés l'un de l'autre, seront rétro-réfléchis en passant par des CF16, comme présenté sur les illustrations. Projetés dans un plan horizontal, ces faisceaux sont orthogonaux et leurs figures d'interférences sont sommés. Cette projection sera réalisée expérimentalement par le réseau optique généré par deux faisceaux à  $1064\text{nm}$  en interférence comme présenté en figure 6. Ces faisceaux passeront

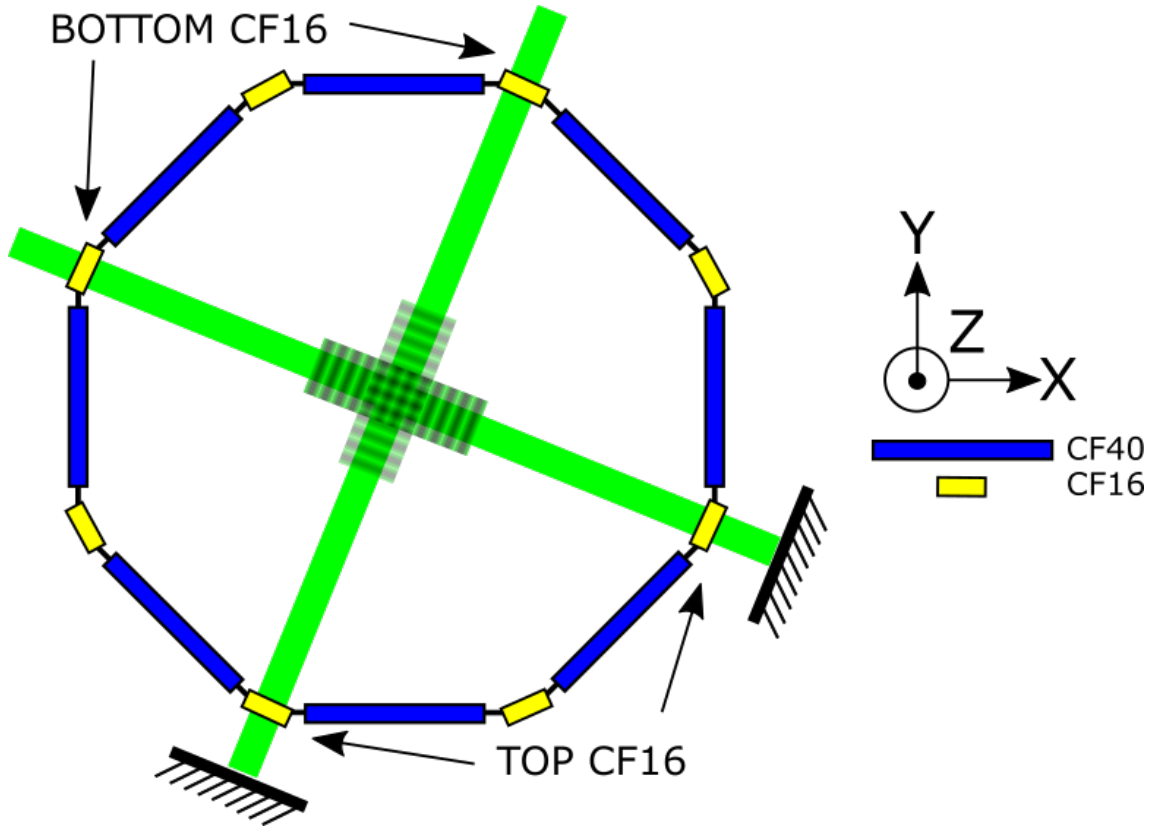


Figure 4: Vue de dessus du réseau optique indépendant du spin réalisé par deux faisceaux à 532nm rétro réfléchis. Les faisceaux sont désaccordés (quelques centaines de MHz) et n'interfèrent pas entre eux. Les projections des faisceaux dans le plan horizontal sont orthogonales entre elles.

par également CF16 et seront tout les deux dans le même plan vertical.

En adoptant les coordonnées sphérique usuelles  $(r, \theta, \phi)$  sur la base du repère présenté en figure 4, où le centre du repère est le MOT au centre de la cellule principale, j'ai simulé la géométrie des réseaux. L'ensemble des calculs est en annexe dans un rapport effectué durant le stage.

Les faisceaux laser, dont les propriétés gaussiennes n'ont pas été prises en compte, sont tous approximés en onde plane et les calculs sont faits à partir de la notation complexe

$$E(\vec{r}, t) = Ae^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$$

$$\text{avec } \vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{pmatrix} \cos\phi \sin\theta \\ \sin\phi \sin\theta \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad (5)$$

Dans ce système de coordonné, les angles des vecteurs d'ondes des faisceaux à 532nm sont

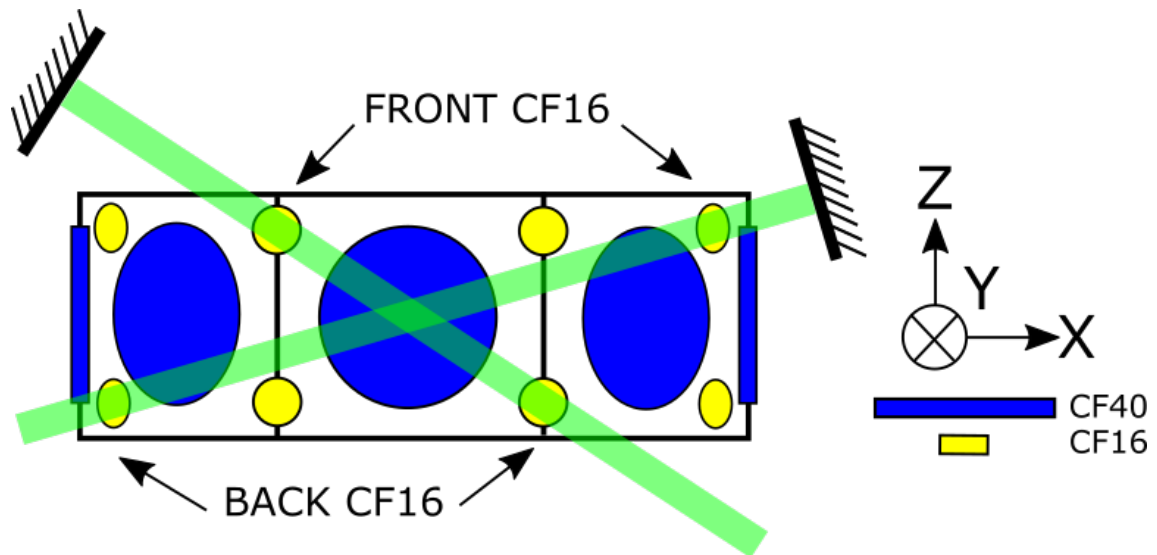


Figure 5: Vue de devant du réseau optique indépendant du spin réalisé par deux faisceaux à 532nm rétro réfléchis.

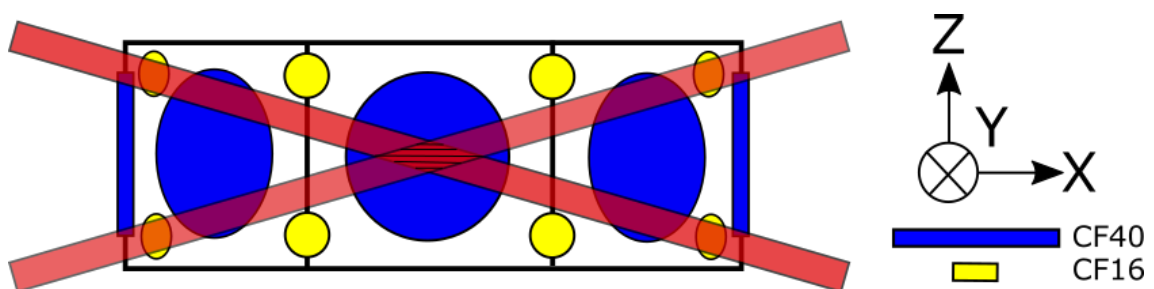


Figure 6: Vue de devant du réseau optique indépendant du spin réalisé par deux faisceaux à 1064nm en interférences. Les deux faisceaux sont dans le même plan vertical, et ne sont pas rétro réfléchis. Les interférences produites forment des plans horizontaux.

$$\begin{aligned}
\text{faisceau 1 : } \phi_1 &= 270^\circ - 22.5^\circ = 247.5^\circ \text{ et } \theta = 74^\circ \\
\text{faisceau 2 : } \phi_2 &= 360^\circ - 22.5^\circ = 337.5^\circ \text{ et } \theta = 74^\circ
\end{aligned}
\tag{6}$$

comme présenté en figures 4 et 5. L'intensité résultante de la superposition des deux figures d'interférence se calcule et vaut

$$I(\vec{r}) = 4P_1 \sin^2(\vec{k}_1 \cdot \vec{r}) + 4P_2 \sin^2(\vec{k}_2 \cdot \vec{r}) \tag{7}$$

La distribution d'intensité correspond à un réseau périodique carré dans le plan horizontal, et en notant  $\vec{R}$  un vecteur du réseau, on a

$$\begin{aligned}
\vec{R}_{mn} &= m \frac{\lambda_1}{2 \sin \theta} \vec{a}_1 + n \frac{\lambda_2}{2 \sin \theta} \vec{a}_2 \\
\text{avec } \vec{a}_1 &= \begin{pmatrix} \cos \phi_1 \\ \sin \phi_1 \end{pmatrix} \text{ et } \vec{a}_2 = \begin{pmatrix} -\sin \phi_1 \\ \cos \phi_1 \end{pmatrix}
\end{aligned}
\tag{8}$$

Les périodes du réseaux selon chaque axe propre valent tous les deux  $\lambda/2 \sin \theta$ , soit 277 nm, comme les différences de longueurs d'ondes sont négligeables.

J'ai donc modélisé le réseau optique indépendant du spin par cette base dont les ventres correspondent aux positions des atomes piégés par la force dipolaire aux maximums d'intensité du réseau. C'est dans cette géométrie que la manipulation sera effectuée par les réseaux optiques dépendants du spin.

## 5 Réseaux dépendants du spin

Ce réseau optique aura pour but de manipuler les spins nucléaires des atomes de strontium arrangés selon le réseau précédent. Afin de justifier des choix adoptés, je vais décrire plus précisément les objectifs de l'expérience puis le protocole envisagé de préparation des états de spin des atomes de strontium.

### 5.1 Objectifs

L'idée générale du projet est de préparer l'état fondamental, avec plusieurs états de spins en présence, dans un hamiltonien dont le potentiel dépend fortement du spin et domine devant les interactions. Ensuite, le potentiel dépendant du spin serait retiré jusqu'à ce que les interactions entre atomes, permises par effet tunnel et interaction sur site, dominent la physique. On réalise ainsi l'hamiltonien de Heisenberg. Si l'adiabaticité du processus est respectée, le système sera resté proche de l'état fondamental dans le nouveau régime et on pourra en étudier les propriétés. Cette expérience vise plus particulièrement à observer l'émergence d'un ordre anti-ferromagnétique dans un système à deux états de spins accessibles, chacun peuplé à 50%. Dans ce cas, le système est ramené à une symétrie SU(2), ce qui correspond typiquement à la physique des électrons dans un solide. Un protocole est établi pour permettre de réaliser cette expérience. En plus de la physique SU(2), l'expérience permettra d'étudier des physiques plus riches selon le nombre d'états de spins en présence, par exemple SU(3) ou plus.

## 5.2 Protocole

Dans un premier temps, le protocole prévoit de préparer tout les atomes dans la même projection de spin nucléaire, maximale, par pompage optique afin de n'avoir qu'un seul état de spin en présence. Ensuite les faisceaux laser réalisant les réseaux optiques indépendants du spin seront allumés et attireront les atomes aux sites du réseau défini en équation 8. Comme les atomes sont très froids, ils occupent la bande fondamentale du réseau uniquement, ils n'ont pas assez d'énergie pour occuper les bandes excitées. Le principe d'exclusion de Pauli interdit donc qu'ils soient localisés au même sites comme ils sont dans le même état quantique. On a donc un atome par site, formant un isolant de bande. Dans un deuxième temps, un réseau optique dépendant du spin sera appliqué sur le gaz. Par transition Raman, on pourra alors retourner la moitié des spins ressentant le potentiel dipolaire le plus faible, peuplant à 50% chacun des deux états (figure 2). De cette manière, un état de plus basse énergie est préparé dans le potentiel dépendant fortement du spin. Finalement, le retrait du réseau optique dépendant du spin permettra au système de spins de se réorganiser par des processus d'échanges, et l'hamiltonien de Heisenberg prévoit que ce système présente une configuration alternée. L'expérience doit aboutir à une mesure capable d'informer sur les corrélations développées par le système. Cette mesure sera effectuée à l'aide d'un autre réseau optique dépendant du spin, qui doit retourner un spin sur deux. Si le système a développé une configuration alternée, cette manipulation ramène le système vers un état d'aimantation maximale.

J'ai simulé différentes manipulations de spins pour déterminer les géométries des deux réseaux optiques dépendants du spin, l'un pour la préparation, l'autre pour la mesure. Ils doivent être compatibles avec la géométrie imposée par le réseau indépendant du spin, et satisfaire au protocole envisagé.

## 5.3 Simulations

Les différentes manipulations de spins simulés sont effectués en fonction des hublots CF16 par lesquels les faisceaux lasers générant les réseaux dépendants du spin passent. Le même repère géométrique qu'en équation 5 est utilisé, me permettant d'appliquer les potentiels dipolaires aux atomes sur les sites du réseau indépendant du spin. L'ensemble des calculs effectués sont détaillés en annexe. Je ne présenterai ici que la méthode et les solutions retenues.

### 5.3.1 Préparation de spins

En pratique, il est possible de réaliser un réseau optique par rétro-réflexion ou en croisant deux faisceaux cohérents, en configuration dite "accordéon". Les intensités résultantes des différents réseaux optiques valent

$$\begin{aligned} I_{retro}(\vec{r}) &= 4P \sin^2(\vec{k} \cdot \vec{r}) \\ I_{acc}(\vec{r}) &= 2A^2(1 + \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r})) \end{aligned} \tag{9}$$

Pour que l'étude ne soit pas ambiguë, il est important que l'agencement des spins avant retrait du potentiel soit loin d'un ordre alterné. On serait alors sûr que l'apparition d'un ordre alterné serait dû uniquement aux interactions. Une solution particulière a

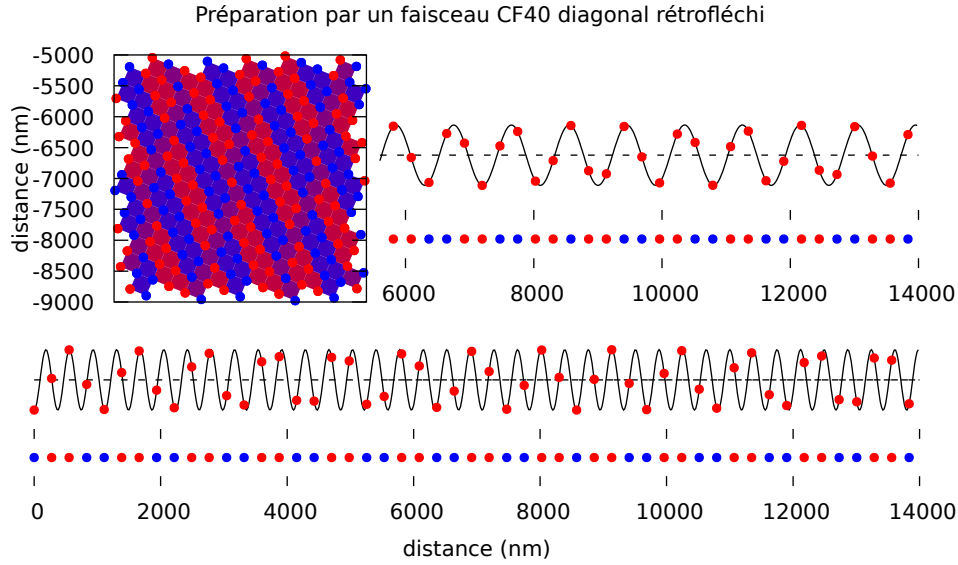


Figure 7: solution retenue pour préparer le système de spins dans un état favorable à l’observation de la dynamique du système vers son état de plus basse énergie. Le faisceau à 689nm serait rétro-réfléchi en passant par n’importe quel CF40, à  $\phi = 22.5^\circ$  d’un axe propre et  $\phi = 67.5^\circ$  de l’autre axe propre du réseau. Après transfert Raman peuplant à 50% chaque état de spin, en bleu un état de spin, en rouge un autre état de spin. La figure en haut à gauche représente les spins sur site du réseau 2D vu de dessus. Les deux sinusoides représentent le potentiel dipolaire dépendant du spin ressenti par les atomes suivant chaque axe propre du réseau de piégeage, sous lequel est illustré la configuration de spin qui pourrait être préparée.

été retenu, où le réseau optique dépendant du spin utilisé pour la mesure serait réalisé par un faisceau laser rétro-réfléchi passant par un des hublots CF40 (tous les CF40 sont équivalents par symétrie),  $\phi = 22.5^\circ$  d’un axe propre et  $\phi = 67.5^\circ$  de l’autre axe propre du réseau. La figure 7 présente un résultat de simulation de préparation de spin par ce réseau. La configuration préparé présente un agencement ”up up down down up up down down” par domaines. Cette configuration est satisfaisante car il n’y pas l’ordre n’est pas alterné, mais chaque spin voit un voisin de spin opposé, ce qui laisse entendre qu’un passage approximativement adiabatique est possible vers un ordre alterné dans à des échelles de temps raisonnables. De plus cette solution est expérimentalement simple à réaliser car elle ne nécessite la mise en place que d’un faisceau.

### 5.3.2 Mesure

Le protocole prévoit que la mesure soit faite par un potentiel dépendant du spin parfaitement commensurable avec le réseau de piégeage à raison de deux périodes. Les simulations que j’ai effectuées m’ont permis de conclure qu’aucune configuration d’interférences ne permettrait de réaliser un tel réseau optique. Mais le dispositif d’imagerie disposant d’une résolution de  $2\mu m$ , il serait possible d’observer des domaines ferromagnétiques d’environ 10 par 10 atomes de strontiums, comme la distance entre les sites est d’environ 270nm (cf annexe). J’ai trouvé une configuration de réseau dépendant du spin qui permet de mettre

### Mesure par CF16 à la limite des hublots

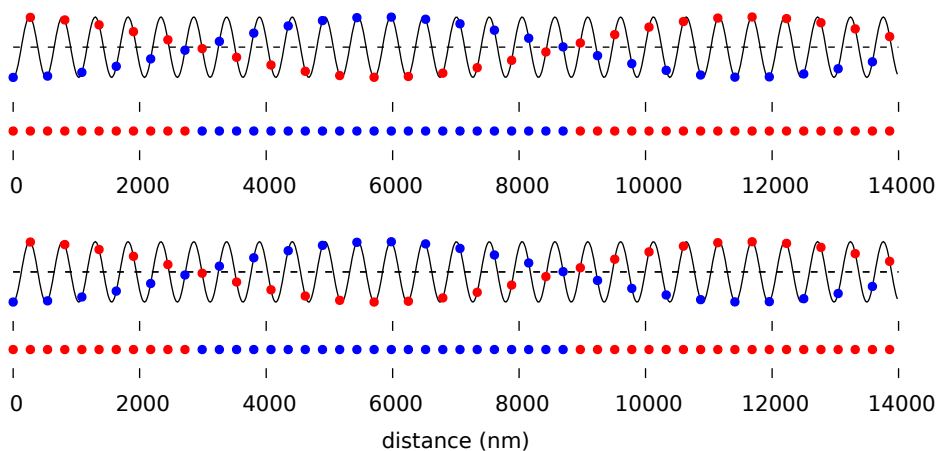


Figure 8: simulation de mesure de l'agencement de spin pour un système initial parfaitement anti-ferromagnétique en retournant les spins ressentant les faibles potentiels dépendant du spin. Le faisceau laser réalisant le réseau optique de mesure passera en diagonale du réseau, au bord d'un hublot CF16. En haut et en bas figurent chaque axe propre du réseau de bravais, la courbe trace le potentiel le long des axes propres et l'illustration en dessous de chaque courbe présente l'agencement des spins après retournement pour l'imagerie.

en évidence de tels domaines. Le faisceau laser rétro-réfléchi devrait passer par le bord d'un hublot CF16, en diagonale du réseau indépendant du spin. Cette solution présentée en figure 8 permettrait de mettre en évidence des domaines allant jusqu'à 22 par 22 spins parallèles, soit  $7\mu\text{m}$  de longueur, ce qui serait parfaitement observable. Il est donc prévu de mettre en place ce dispositif pour la mesure.

Après avoir proposé ces solutions et qu'elles aient été adoptées par le groupe, j'ai été chargé de concevoir et réaliser le dispositif expérimental optique qui préparera les faisceaux à 689 nm des réseaux optiques dépendant du spin.

## 6 Conception et réalisation du dispositif

### 6.1 Objectifs

Le dispositif optique que j'ai été chargé de concevoir et réaliser doit remplir deux objectifs. Premièrement, la longueur d'onde du laser doit être parfaitement connue, permettant de l'accorder précisément. Deuxièmement, les réseaux optiques doivent pouvoir s'intégrer dans la séquence temporelle du protocole expérimental. Pour cela, il faut pouvoir contrôler l'activation/désactivation des faisceaux optiques envoyés sur le gaz.

Pour cela, j'ai dû concevoir 3 voies. Une première voie sert à comparer la fréquence de ce laser à un autre déjà asservi sur la fréquence de résonance de la raie fine du stron-



tium à 689nm, pour pouvoir disposer d'une référence de fréquence et pouvoir contrôler le désaccord, à la dizaine de MHz près. Cet ajustement est permis en mesurant le battement entre les deux faisceaux mis en interférences. Les deux autres voies serviront aux faisceaux des réseaux optiques. L'activation/désactivation des réseaux optiques sur le gaz est réalisé par des modulateurs accousto-optiques (AOM) qui par diffraction dévient ces faisceaux. L'ensemble de l'expérience est construite sur plusieurs tables optiques, certaines dédiées à la préparation des faisceaux lasers, et une autre à la manipulation du gaz du strontium. Les différentes tables communiquent par fibres optiques, je dois donc prévoir que chaque voie termine par une fibre optique pour envoyer le faisceau ailleurs.

## 6.2 Contraintes

Les AOM nécessitent quelques ajustements pour fonctionner de manière optimale en terme d'efficacité de diffraction et de puissance transmise. Pour assurer une diffraction de bonne qualité, il faut que l'AOM soit situé au waist du faisceau. De plus, la notice constructeur précise pour quelles tailles de faisceaux l'efficacité est optimale. Pour les AOM utilisés, le diamètre du faisceau doit être compris entre 0.6mm et 1mm. Le faisceau devra être en mis en forme et les AOM disposés en conséquence.

Les fibres optiques sont couplées à des lentilles focalisant les faisceaux incidents dans le coeur de fibre. Chaque fibre possède une divergence propre. Cette divergence impose que le faisceau focalisé par la lentille ait son waist à l'entrée de la fibre, avec le bon diamètre. Les fibres utilisées propagent les faisceaux focalisés avec un waist de  $4.2\mu\text{m}$  de diamètre en entrée de fibre. Trois paramètres sont donc à préparer, la position du coupleur de fibre, la focale de la lentille du coupleur, et la taille du faisceau à cet endroit.

Enfin, la multiplicité des dispositifs conçus pour les différentes expériences effectuées sur le projet strontium nécessite d'optimiser l'encombrement, demandant à ce que les montages optiques soient le plus compacts possibles.

Pour répondre au cahier des charges, j'ai procédé comme suit. Dans un premier temps j'ai caractérisé le faisceau émis par le laser. Ensuite j'ai construit un télescope pour mettre en forme le faisceau. Finalement, j'ai construit chaque voie à partir du faisceau mis en forme, en assurant une efficacité et une compacité maximale.

## 6.3 Caractérisation du faisceau émis par la diode

La diode laser émettant le faisceau laser à 689nm de mon dispositif est de type "CEF cateye extended diode laser" vendue par le constructeur MOGLABS. Cette diode laser est de type "cavité étendue", permettant un accordage fin de la fréquence du laser.

Avec une caméra CCD, j'ai mesuré les profils d'intensité du faisceau en sortie du laser à plusieurs distances. La capture des images est présentée en figure 9. Les faisceaux sont de façons très évidente anisotrope et peu gaussiens.

La figure 10 illustre une courbe d'intensité à 70mm du laser. Les courbes d'intensité à d'autre distances sont présentées en annexe 2, l'origine des distances 0mm est située à l'émergence du faisceau du laser Moglabs. J'ai ajusté le profil d'intensité en une fonction

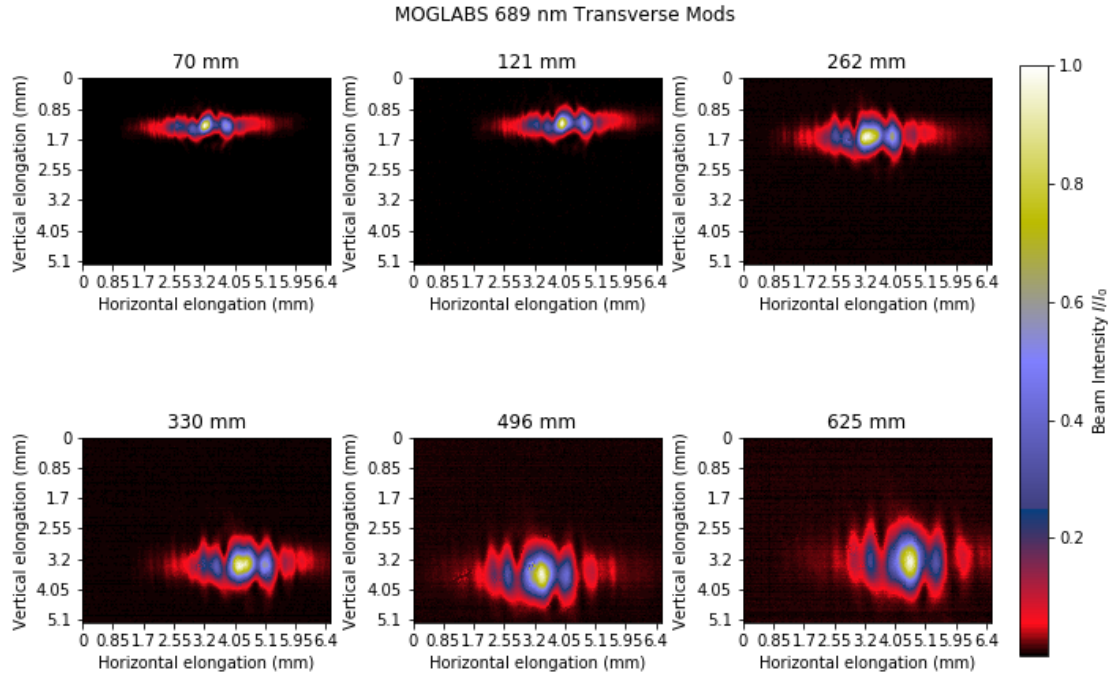


Figure 9: Mesures des profils d'intensité du faisceau laser par caméra CCD à plusieurs distances du laser. La coloration de l'intensité est artificielle et normalisée.

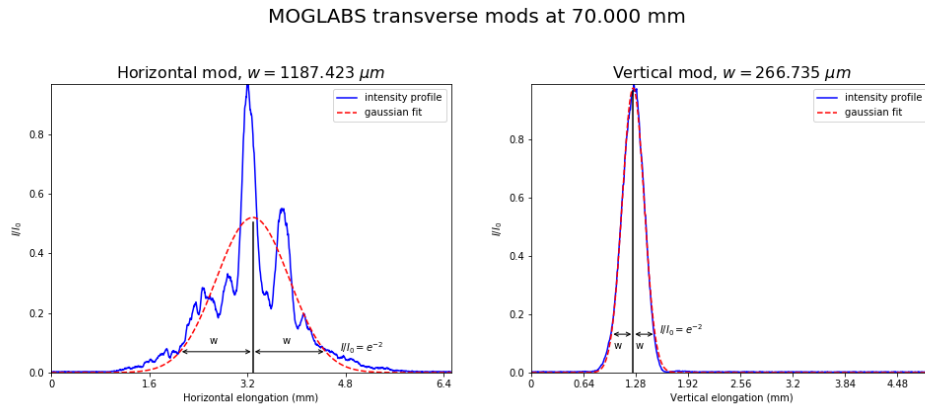


Figure 10: Courbe d'intensité des modes transverses à 70mm du laser, établies à partir des profils d'intensité capturés par camera CCD. En bleu le tracé de l'intensité mesurée du faisceau, en rouge l'ajustement numérique.

gaussienne 10 pour en approximer la largeur à 13.5% de  $I_{max}$ . En appliquant ce procédé à chaque distance, j'ai tracé l'évolution spatiale de la largeur du faisceau  $w(z)$ , présenté en figure 11. Par ajustement numérique sur la fonction d'évolution du rayon d'un faisceau gaussien (équation 11) j'ai calculé le rayon au waist  $w_0$ , la position du waist  $z_0$  et la longueur de Rayleigh  $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ .

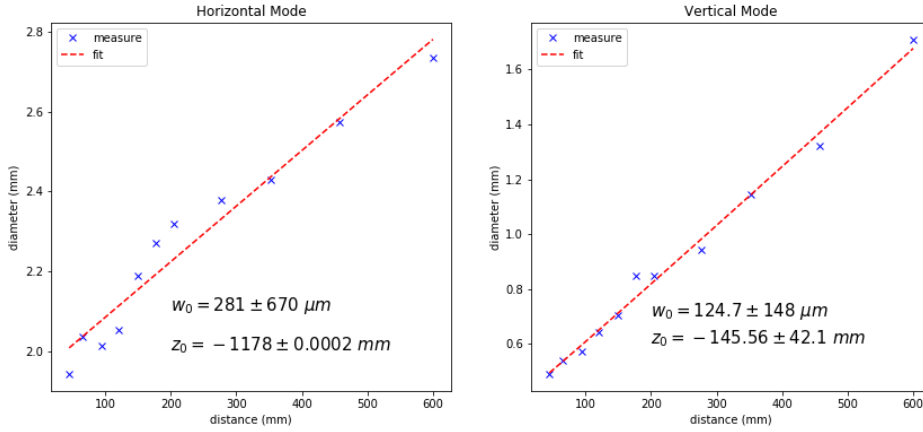


Figure 11: Evolution spatiale des modes transverse du faisceau émis par la diode. En pointillés bleus les mesures, en traits rouges l'approximation numérique pour un faisceau gaussien.

$$I(z) = I_{max} \exp\left(-2\left(\frac{z - z_0}{w(z)}\right)^2\right) \quad (10)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R}\right)^2} \quad (11)$$

Les résultats de l'approximation numérique sont rapportés dans la table 6.3. Les paramètres  $z_R$  et  $w_0$  sont indépendants, ce qui laisse l'approximation libre de calculer le facteur  $M^2 > 1$  pour un faisceau réel.

Mode	$w_0$ (mm)	$z_0$ (mm)	$z_R$ (mm)
Horizontal	$0.281 \pm 0.67$	$-1178 \pm 0.000246$	$361.97 \pm 0.00977$
Vertical	$0.1247 \pm 0.148$	$-145.56 \pm 42.1$	$111.66 \pm 61.1$

Table 1: Taille des modes transverse du faisceau  $w_0$  au waist, ainsi que leurs positions  $z_0$  et leur longueur de Rayleigh  $z_R$ . J'ai obtenus ces valeurs par **ajustement numérique** de l'équation 11 sur les mesures des diamètres des modes transverse.

L'incertitude sur les tailles des waists est trop grande, mais il est certain que l'observation faite est loin de la position du waist. J'ai donc effectué une approximation linéaire des modes pour déduire la divergence  $\theta$  à partir de la pente de l'approximation. La divergence vérifie  $\tan(\theta) = \lambda/\pi w_0$ , permettant de calculer les tailles des modes aux waists. Les résultats sont rapportés dans la table 6.3. Dans ce cas  $w_0$  et  $z_R$  sont dépendants contrairement à l'approximation gaussienne, ne laissant pas libre le choix du facteur  $M^2$ , ici égal à 1.

Les incertitudes sont négligeables dans l'approximation linéaire. On retient donc  $w_0 = 290\mu m$  à  $-1178\text{mm}$  et  $w_0 = 210\mu m$  à  $-145\text{mm}$  pour le mode vertical. Le faisceau est astigmatique, c'est à dire que les waists des deux modes, horizontal et vertical, ne coïncident pas, ni en taille, ni en position. Le faisceau doit donc être mis en forme pour être stigmatique, et circulaire.

Mode	$pente(fit)$	$w_0$ (mm)	$z_R$ (mm)
Horizontal	$1.51 \times 10^{-3} \pm 8.39 \times 10^{-5}$	$0.290 \pm 10^{-5}$	383.5
Vertical	$2.15 \times 10^{-3} \pm 4.03 \times 10^{-5}$	$0.204 \pm 10^{-5}$	189.8

Table 2: Taille des modes transverses du faisceau  $w_0$  au waist, ainsi que leurs positions  $z_0$  et leur longueur de Rayleigh  $z_R$ . J'ai obtenus ces valeurs par **approximation linéaire** sur les mesures de largeur de faisceau.

*Remarque* : le faisceau n'est pas gaussien. La géométrie de la diode peut expliquer ce phénomène. Le profil d'intensité est rectangulaire en sortie de la diode, et c'est sa transformée de Fourier qu'on observe en champ lointain, en sinus cardinal. Cette caractéristique ne peut cependant pas être corrigée par un simple montage optique. Je pourrais optimiser le recouvrement du mode du faisceau avec le mode gaussien guidé par les fibres.

## 6.4 Mise en forme du faisceau

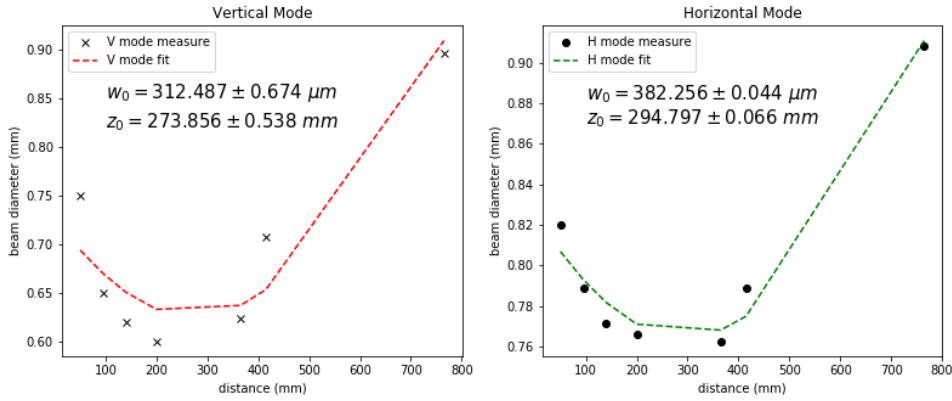


Figure 12: mesures des modes transverses du faisceau après la mise en forme du faisceau par le télescope. A gauche le mode vertical, à droite le mode horizontal.

Le faisceau doit être mis en forme pour injecter les AOM et les fibres. Les positions des waists doivent coïncider, en taille et en position. Pour cela, j'ai conçu un télescope agissant sur les deux modes transverses. Ce télescope est constitué de 3 lentilles. La lentille cylindrique au centre est commune à deux sous télescopes agissant chacun sur un mode uniquement, grâce à l'utilisation de lentille sphérique. J'ai déterminé les focales des lentilles nécessaires à l'aide du logiciel *Gaussian Beams*, appliquant les lois de l'optique gaussienne (formalisme ABCD) sur le faisceau émis par le diode et caractérisé par les valeurs obtenues précédemment. Le premier télescope agit sur le mode verticale avec une lentille cylindrique divergente de focale -75mm située à 2.5cm du laser suivie d'une lentille sphérique convergente de focale 100mm située à 5cm de la première lentille. Le deuxième télescope agit sur le mode horizontale avec la même lentille de sphérique suivie d'une lentille cylindrique divergente de focale -50mm située à 4.7cm de la lentille sphérique. Les positions choisies ont été optimisés empiriquement. La figure 12 présente les mesures de

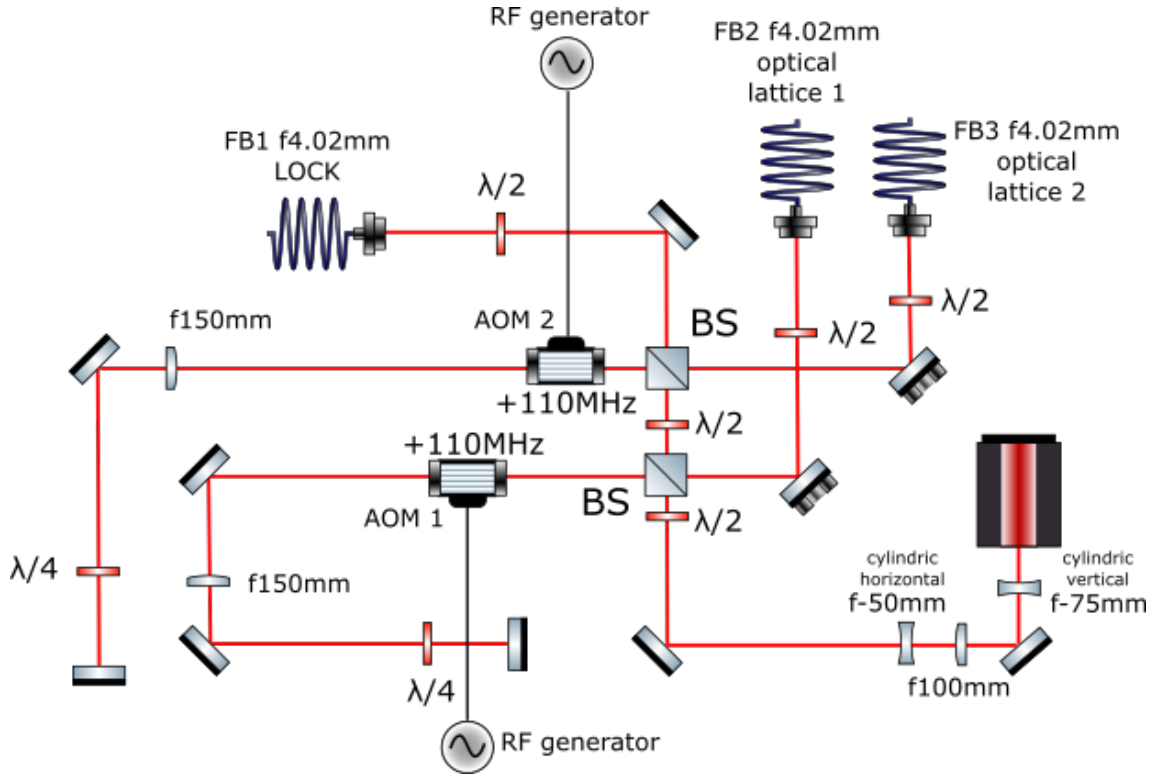


Figure 13: schéma de principe du dispositif optique réalisé afin de préparer trois voies de sortie pour le faisceau laser du moglabs.

largeur de faisceau en sortie du télescope ainsi que l'approximation numérique.

Le faisceau obtenu est stigmatique et quasiment sphérique sur une distance plus grande que celle prévue pour le montage optique. Le résultat est satisfaisant pour poursuivre le montage.

## 6.5 Mise en place du dispositif

fibre LOCK	fibre lattice 1	fibre lattice 2	AOM 1	AOM 2
54%	51%	50%	passe 1 : 85% passe 2 : 82% total 70%	passe 1 : 77% passe 2 : 87% total 67%

Table 3: tableau récapitulatif des efficacités de transmission des différents éléments optiques du dispositif. Les pourcentages sont établis en mesurant la puissance juste avant et juste après passage par l'élément optique.

Le faisceau mis en forme a un waist à environ 280mm du télescope. Les AOMs devront être positionnés à cet emplacement, à quelques millimètres près, négligeables devant la longueur de Rayleigh. Les fibres optiques peuvent être couplées à des lentilles de focale 4.02mm, nécessitant d'injecter les fibres avec un faisceau de  $720\mu\text{m}$  de diamètre. Le faisceau fait cette taille à environ 53cm du télescope. C'est à cet endroit que devront être

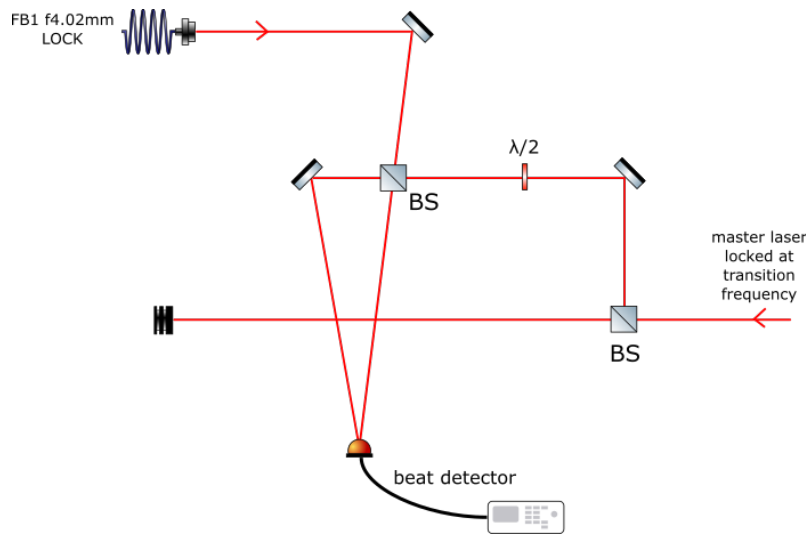


Figure 14: dispositif optique mettant en interférence deux faisceaux de longueurs d’onde très proche. De la fibre vient le faisceau du laser des réseaux optiques. A droite, le faisceau asservi à 689.449nm.

placés les fibres optiques.

La schéma de principe du système que j’ai conçu et réalisé après validation par le groupe est présenté en figure 13. Après le télescope, deux voies sont créées grâce à des cubes polarisants, chacune réservée à une fibre pour les réseaux optiques. Sur chacune de ces voie, un AOM situé au waist du faisceau à environ 26cm du télescope diffracte le faisceau vers un montage dit ”double passage”. Le principe est de positionner une lentille convergente de telle sorte que l’AOM soit au plan focal objet de la lentille, et un miroir en rétro-réflexion soit au plan focal image de la lentille. Ainsi le faisceau est renvoyé vers l’AOM et subi une deuxième diffraction sans être déformé. De plus, le faisceau diffracté deux fois repart dans la même direction indépendamment de l’angle de diffraction, et donc de la fréquence employée dans l’AOM. Avant la rétro-réflexion, une lame quart d’onde permet d’envoyer la totalité du faisceau en transmission sur le cube au deuxième passage. Pour fonctionner, les AOMs sont connectés à des générateurs RF pilotés par ordinateur. Ce faisceau transmis est ensuite injecté dans une fibre optique. Sur chaque voie, les coupleurs de fibres sont situés à 26cm des AOMs, ce qui équivaut à une distance de 52cm du télescope. La voie principale non réfléchies par les cubes polarisants est injectée dans une fibre à la même distance du télescope qui amène le faisceau vers une autre table optique. Le tableau 6.5 récapitule les efficacité des différents dispositifs en terme de puissance transmise. Les incertitudes sont de l’ordre de 3 à 5% d’après le puissance mètre utilisé.

Les système étant construit j’ai ensuite intégré mon dispositif au reste de l’expérience en commençant la réalisation de l’asservissement de la fréquence laser par battement et en insérant le réseau optique dans le gaz de strontium.

## 7 Intégration du dispositif à l'expérience

Afin de tester mon dispositif sur le gaz, j'ai réalisé le montage permettant de mesurer le battement, présenté en figure 14. De la droite vient le faisceau asservi sur une cavité Fabry-Perrot ultra-stable à 689.449nm. Ce faisceau est à une fréquence supérieure de 1.26GHz à celle de la transition  $|^1S_0, F = 9/2\rangle \longleftrightarrow |^3P_1, F = 11/2\rangle$ . Elle est au cœur de la structure hyperfine de la raie  $^3P_1$ . De la fibre optique vient le faisceau du laser pour les réseaux optiques. Le montage met dans la même polarisation les deux faisceaux grâce à un cube polariseur. Le battement d'interférence lent peut être mesuré avec une photodiode où les deux faisceaux se rencontrent. La fréquence du battement est affichée sur un analyseur de spectre, nous renseignant alors sur la longueur d'onde du laser à environ 10MHz près.

J'ai réalisé le dernier montage en construisant le dispositif appliquant un réseau optique dans le gaz de strontium. Ce réseau optique est réalisé par la rétro-réflexion d'une des voies contrôlée par AOM de mon montage. Afin d'observer l'effet du réseau sur le gaz refroidi par évaporation, on a effectué une mesure en "temps de vol". Le protocole consistait à appliquer le potentiel dépendant du spin pendant 1ms sur le gaz ultra-froid, puis désactiver tout les faisceaux lasers pendant 4ms, et finalement imager le gaz par fluorescence. On a ainsi observé une élongation longitudinale du gaz confirmant que le réseau optique est bien accordé sur la transition  $|^1S_0, F = 9/2\rangle \longleftrightarrow |^3P_1, F = 11/2\rangle$ , et que le montage guide bien le faisceau dans le gaz ultra-froid.

## 8 Conclusion

Le projet strontium porté par l'équipe GQM a pour ambition de simuler un hamiltonien de Heisenberg en piégeant manipulant des atomes ultra-froids de Strontium 87 dans des réseaux optiques. Certains de ces réseaux optiques imposeront la géométrie du réseau de spins nucléaires, dits indépendants du spins, d'autres de ces réseaux manipuleront les spins afin de préparer le système de spins qui sera mis en interaction. Ces derniers sont dits "dépendants du spins" car proche de résonance avec la raie étroite du strontium, et donc sensibles à l'état de spin dans la structure hyperfine. Afin de réaliser des processus adiabatiques et d'observer des états de plus basse énergie, j'ai simulé les géométries de ces réseaux les plus favorables à l'expérience. Un réseau servant à la préparation du système de spins sera réalisé par rétro-réflexion d'un faisceau laser passant par un CF40. Un autre réseau servant à la mesure sera réalisé par rétro-réflexion d'un faisceau laser passant par un CF16, en cherchant les bords des hublots. J'ai ensuite conçu le montage optique qui réalisera deux de ces réseaux optiques dépendants du spin, ainsi que le dispositif d'asservissement sur la raie étroite. Les performances en "puissance transmise" sont d'environ 35% pour chaque voie de réseau optique, suffisant pour assurer la fonctionnalité de l'expérience. J'ai mis en interférences une des voies du montage avec un faisceau asservi à 689.449nm et permettant de mesurer la fréquence laser à la dizaine de MHz. Finalement, j'ai réalisé un réseau optique par rétro-réflexion, appliqué sur le gaz ultra-froid, en passant par un CF40. On a ainsi vérifié que l'ensemble des montages optiques que j'ai réalisé sont fonctionnels, performants, et intégrés au protocole. Le dispositif devra être complété en achevant l'asservissement d'une part pour que la longueur d'onde du laser soit maintenue, et en caractérisant la figure d'interférence du réseau optique d'autre part.

Plus tard, les réseaux optiques indépendants du spin seront réalisés et caractérisés en géométrie et profondeur de puits de potentiels. Disposant des différents réseaux optiques, les expériences de manipulation de spin sur réseau 2D pourront débuter. Ce stage m'a introduit au projet de thèse sur l'étude du magnétisme quantique d'un gaz de Fermi ultra froid, qui a pour objectif de réaliser la simulation de l'hamiltonien de Heisenberg pur, et qui permettrait d'étudier la physique à  $N \leq 10$  états de spins dans un système à grand nombre de particules en interactions en symétrie.



## 9 ANNEXE 1 : rapport présenté au groupe GQM sur la géométrie des réseaux optiques

Dans l'ensemble des calculs, les angles  $\theta, \phi$  des coordonnées sphériques usuelles  $(r, \theta, \phi)$  sont utilisées. Le centre du repère est le MOT au centre de la cellule kimball, le plan horizontal  $(Oxy)$  passe par les CF40, où l'axe  $(Ox)$  est confondu avec l'axe du zeeman. Les CF16 et CF40 sont numérotés en sens horaire, à partir du ralentisseur zeeman. Les faisceaux laser sont tous approximés en onde plane et les calculs sont faites à partir de la notation complexe

$$E(\vec{r}, t) = Ae^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$$

$$\text{avec } \vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{pmatrix} \cos\phi \sin\theta \\ \sin\phi \sin\theta \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad (12)$$

Les polarisations des faisceaux ne sont pas prises en compte. Les propriétés gaussiennes des faisceaux ne sont pas non plus prises en compte. L'amplitude  $A$  est ici prise comme la racine carrée de la puissance laser.

En première partie, un bref recap sur le réseau 532 nm pour fixer quelques conventions et notations utilisées pour la description des différentes configurations possibles pour la mise en place du potentiel spin-dépendant à 689 nm.

### 9.1 Réseau vert à 532 nm

Le réseau est généré par deux faisceaux 532 nm rétro-réfléchis. Le faisceau 1 entre par le CF16 3-bas (et sort par le CF16 7-haut), et le faisceau 2 entre par le CF16 1-bas (et sort par le CF16-5 haut). Les angles des vecteurs d'onde sont d'après le repère défini

$$\begin{aligned} \text{faisceau 1 : } \phi_1 &= 270^\circ - 22.5^\circ = 247.5^\circ \text{ et } \theta = 74^\circ \\ \text{faisceau 2 : } \phi_2 &= 360^\circ - 22.5^\circ = 337.5^\circ \text{ et } \theta = 74^\circ \end{aligned} \quad (13)$$

Les faisceaux sont détunés et rétro-réfléchis, l'intensité lumineuse de l'onde stationnaire résultante est donnée par

$$I(\vec{r}) = 4P_1 \sin^2(\vec{k}_1 \cdot \vec{d}_1) + 4P_2 \sin^2(\vec{k}_2 \cdot \vec{d}_2)$$

$$\text{avec } \vec{k}_j \cdot \vec{d}_j = k_j(D_j + w_0) - \vec{k}_j \cdot \vec{r} \quad (14)$$

où  $d_1$  et  $d_2$  sont les vecteurs allant du point  $\vec{r}$  au miroirs respectifs aux faisceaux 1 et 2, avec  $D_j$  la distance de bord du MOT au miroir le long de  $\hat{k}_j$  et  $w_0$  le rayon du MOT en le considérant sphérique.

La terme de phase constant est négligé et il reste

$$I(\vec{r}) = 4P_1 \sin^2(\vec{k}_1 \cdot \vec{r}) + 4P_2 \sin^2(\vec{k}_2 \cdot \vec{r}) \quad (15)$$

Dans le plan  $(Oxy)$ , le réseau est carré de période  $\lambda_1/2\sin\theta$  le long de  $\vec{a}_1$ , projection normalisée de  $\hat{k}_1$  sur  $(Oxy)$  et de période  $\lambda_2/2\sin\theta$  le long de  $\vec{a}_2$ , projection normalisée de

$\hat{k}_2$  sur  $(Oxy)$ . On note que  $\lambda_1 \neq \lambda_2$  et donc le réseau ne devrait pas être carré, mais le detuning est juste suffisant pour que les faisceaux n'interfèrent pas, la perturbation sur la période du réseau n'est donc pas significative, auquel cas on peut effectivement considérer les deux périodes comme égales sur l'ensemble du réseau.

En notant  $\vec{R}$  un vecteur du réseau 532 nm, on a finalement

$$\begin{aligned} \vec{R}_{mn} &= m \frac{\lambda_1}{2\sin\theta} \vec{a}_1 + n \frac{\lambda_2}{2\sin\theta} \vec{a}_2 \\ \text{avec } \vec{a}_1 &= \begin{pmatrix} \cos\phi_1 \\ \sin\phi_1 \end{pmatrix} \text{ et } \vec{a}_2 = \begin{pmatrix} -\sin\phi_1 \\ \cos\phi_1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (16)$$

**Remarques:** Les faisceaux ne sont pas orthogonaux entre eux, en effet

$$\vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2 = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \cos^2\theta \neq 0,$$

le réseau n'est pas donc pas carré dans le plan des faisceaux, mais le réseau projeté dans le plan  $(Oxy)$  est bien carré, en effet

$$\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 = 0.$$

## 9.2 Potentiel spin-dépendant de mesure à 689 nm

### 9.2.1 Un accordéon diagonal

Dans un premier temps, on veut que les plans équipotentiels soient parallèles aux diagonales du réseau. Comme ces plans seront orthogonaux au plan contenant les deux faisceaux 689 nm qui interfèrent, on veut que les faisceaux se propagent le long d'une des diagonale du réseau carré. D'après le réseau 532 nm choisi, ces diagonales sont à  $\phi_d = 22.5^\circ$  et  $\phi_d = 112.5^\circ$ , plus ou moins  $\pi$ . Les faisceaux 689 nm devront se propager le long d'un seul de ces deux axes.

Dans un deuxième temps, la distance entre les plans équipotentiels, mesurée dans  $(Oxy)$ , doit être égale à une diagonale du réseau. Cette distance, qu'on notera  $\Lambda$  est exactement  $\|\vec{R}_{11}\|$  et vaut

$$\Lambda = \frac{\lambda_{532}}{\sin\theta\sqrt{2}} = 391.34 \text{ nm} \quad (17)$$

Le potentiel lumineux de deux faisceaux non rétroréfléchis et de même longueur d'onde et de même amplitude est donné par

$$I(\vec{r}) = 2A^2(1 + \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r})) \quad (18)$$

en ne prenant pas compte du terme de phase constant. Dans cette configuration,  $\phi_1 = \phi_2 = \phi_d$ . Dans le plan  $(Oxy)$ , la période du potentiel est alors donnée par

$$\Delta = \frac{\lambda_{689}}{\sin\theta_1 - \sin\theta_2} \quad (19)$$

D'après nos critères de sélection on cherche deux angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  qui vérifient alors

$$\Delta - \Lambda = 0 \quad (20)$$

Le potentiel peut être réalisé en faisant passer l'un des faisceaux par un des CF16, et l'autre à  $\pm 37^\circ$  du plan horizontale. On rappelle que le plan des faisceaux doit être verticale et à  $45^\circ$  des axes propres du réseau. Par résolution numérique on trouve les angles  $(\theta_1, \theta_2)$  admissibles, pour générer un potentiel lumineux dont la période dans  $(Oxy)$  vérifie  $|\Lambda - \Delta| \leq \frac{1}{50}$  nm. Résultats numériques en figure 15 et dans la discussion.

### 9.2.2 Un faisceau rétro-réfléchi diagonal

Les conditions sont les mêmes que les précédentes, comme le potentiel stationnaire est orthogonal au faisceau rétro-réfléchi. Ce potentiel est le même qu'en (14), pour un seul faisceau

$$I(\vec{r}) = 4P \sin^2(\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (21)$$

La période de ce potentiel vaut toujours  $\lambda_{689}/2\sin\theta$ . On résout alors  $\sin\theta = \lambda_{689}/2\Lambda \Rightarrow \theta = 90 \pm 28.3204^\circ$ . Le faisceau devrait donc passer à  $\pm 28.3204^\circ$  degrés du plan horizontal.

### 9.2.3 Deux accordéons axiaux

La plan des faisceaux passe par un axe propre. On rappelle que la période du potentiel dans le plan  $(Oxy)$  pour deux faisceaux dont le plan est dans le même axe que la période calculée est

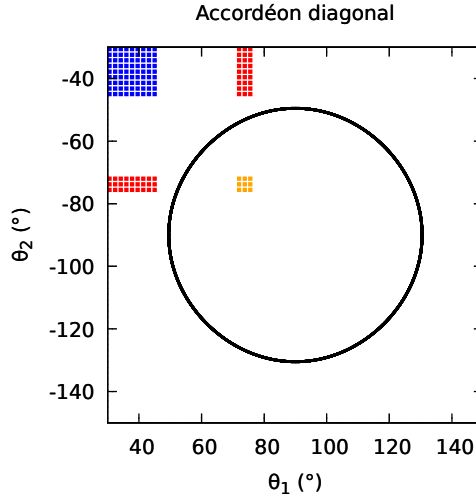


Figure 15: En couleur figure les couples d'angles correspondant à un montage réalisable sur la kimball, c'est à dire en faisant passer les faisceaux soit par les CF16, soit par sur la bobine, soit dans l'ouverture entre la bobine et la lentille pour la photo. Le cercle noir présente toute les solutions de commensurabilité, réalisables ou non, vérifiant  $|\Lambda - \Delta| \leq \frac{1}{50}$  nm.

$$\Delta = \frac{\lambda_{689}}{\sin\theta_1 - \sin\theta_2} \quad (22)$$

On cherche  $\theta_1$  et  $\theta_2$  tels que  $\Delta = 2\lambda_{532}/2\sin\theta_{532}$ , une résolution immédiate pour un faisceau passant par un CF16 nous informe que l'autre devra obligatoirement passer par  $\theta = 90^\circ \pm 73.53^\circ$ . Par résolution numérique on trouve les angles  $(\theta_1, \theta_2)$  admissibles, pour générer un potentiel lumineux dont la période dans  $(Oxy)$  vérifie  $|\Lambda - \Delta| \leq \frac{1}{50} \text{nm}$ . Résultats dans la discussion.

**Remarque:** on doit alors monter deux accordéons à  $90^{\text{circ}}$  l'un de l'autre, un pour chaque axe propre du réseau (mesure "à la Martin").

#### 9.2.4 Deux faisceaux rétro-réfléchis axiaux

Le plan des faisceaux passe par la diagonale. On veut effectuer la mesure en deux temps avec deux faisceaux, tout les deux sites suivant chaque axe, ce qui nécessite  $\phi_1 = 67.5^\circ \pm 180^\circ$  et  $\phi_2 = 157.5^\circ \pm 180^\circ$ . La période du réseau carré selon ses axes propres est donnée par  $\lambda_{532}/2\sin\theta_{532}$ , la période des potentiels stationnaires rouges vérifient la même relation  $\lambda_{689}/2\sin\theta_{689}$  dans  $(Oxy)$ , chaque faisceau rouge devrait donc vérifier

$$2\sin\theta_{689} = \frac{\lambda_{689}}{\lambda_{532}} \sin\theta_{532} \quad (23)$$

Le deux provenant de la période double sur le potentiel  $689 \text{nm}$  nécessaire pour effectuer la mesure tout les deux sites. La résolution donne  $\theta = 90^\circ \pm 51.5032^\circ$ , autrement dit les faisceaux doivent être à  $\pm 51.5031^\circ$  du plan horizontal.

#### 9.2.5 Accordéons à deux degrés de liberté

Précédemment, on fixait un des paramètres pour les accordéons. On test maintenant l'accordéon pour lequel le plan des faisceaux n'est pas vertical (les deux faisceaux ont le même angle  $\theta \neq \frac{\pi}{2}$  mais  $\phi$  varie). L'intensité lumineuse résultant de la superposition des faisceaux en interférence donne toujours  $I = 2P(1 + \cos([\vec{k}_1 - \vec{k}_2] \cdot \vec{r}))$ .

Dans un premier temps, on calcul la période du potentiel rouge le long de la diagonale (mesure "à la Bruno"). Si on note  $2\phi$  l'angle entre les faisceaux, avec  $\phi$  l'angle entre une diagonale du réseau et la projection d'un faisceau sur  $(Oxy)$ , tel que  $\phi_i = \phi_d \pm \phi$ ,  $i = 1$  ou  $2$ , les faisceaux  $689 \text{ nm}$  doivent vérifier:

$$\sin\theta \sin\phi = \frac{\lambda_{689}}{\lambda_{532}} \sin 74 \frac{\sqrt{2}}{2} \quad (24)$$

On remarque tout de suite que l'angle  $\phi$  existe uniquement si  $\theta \geq 61.678^\circ$  tel que  $\sin\phi \leq 1$ . On tape donc dans la cellule kimball, et les seuls  $\theta$  admissibles sont ceux passant par les CF16 à  $\theta = 74^\circ$  et les CF40  $\theta = 90^\circ$ , ce qui donne respectivement  $\phi = 66.316^\circ$  et  $\phi = 61.679^\circ$ .

Dans un deuxième temps, on calcul la période du potentiel rouge le long d'un axe propre du réseau (mesure à la "Martin), qu'on veut égale à deux période du réseau, ie  $\lambda_{532}/\sin 74$ . Les faisceaux doivent alors vérifier:

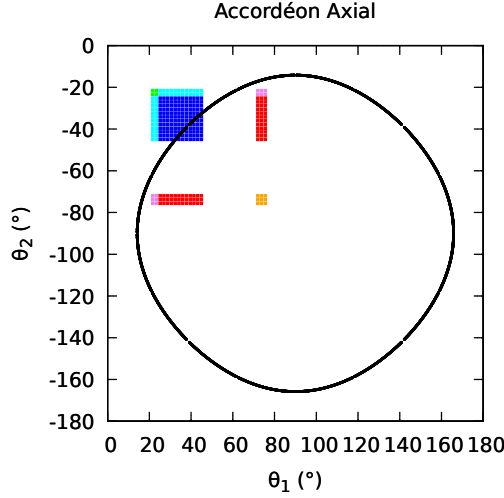


Figure 16: En couleur les couples d'angles autorisés pour que les faisceaux passent dans la cellule, soit par les CF16, soit par sur la bobine, soit dans l'ouverture entre la bobine et la lentille pour la photo. Le cercle noir présente toutes les solutions de commensurabilité, réalisables ou non, vérifiant  $|\Lambda - \Delta| \leq \frac{1}{50} \text{nm}$ .

$$\sin\theta\sin\phi = \frac{\lambda_{689}}{\lambda_{532}}\sin 74\frac{1}{2} \quad (25)$$

L'angle limite est maintenant  $\theta \geq 38.497^\circ$ , angle permettant aux faisceaux de complètement sortir du CF160. L'angle  $\phi$  correspond est alors  $\phi = \pi/2$ , il suffit alors que les faisceaux soient opposés par rapport au MOT. Par résolution numérique on trouve les angles  $(\theta_1, \theta_2)$  admissibles, pour générer un potentiel lumineux dont la période dans  $(Oxy)$  vérifie  $|\Lambda - \Delta| \leq \frac{1}{50} \text{nm}$ . Résultats dans la discussion.

### 9.2.6 Discussion sur les solutions

On précise d'abord que les faisceaux alignés avec la diagonale doivent être à  $\phi = \phi_{532} \pm \pi/4$ , donc dans un plan vertical contenant les 4 CF16, et le MOT, situés entre les faisceaux à 532 nm. Les faisceaux alignés avec les axes propres doivent être à  $\phi = \phi_{532} \pm \pi/2$ , donc dans le plan vertical contenant un des faisceaux 532 nm.

**Un accordéon diagonal:** mesure "à la Bruno". Les deux faisceaux doivent être alignés sur une même diagonale. Si on monte un faisceau passant par un CF16 (haut ou bas) sortant, l'autre doit passer par un CF160 (respectivement haut ou bas) sortant à respectivement  $\pm 37^\circ$  de l'horizontal, donc un angle de  $127^\circ$  entre les deux faisceaux. Le deuxième faisceau ne sort pas de la kimball (et ne rentre donc pas). L'ensemble des angles réalisant le potentiel recherché sont reportés en figure 15. Aucune solution n'est réalisable.

**Une rétroréflexion diagonale:** mesure "à la Bruno". Le faisceau doit être aligné avec une diagonale, et sortir à  $28.3204^\circ$  du plan horizontale, le faisceau tape dans le métal d'après la géométrie de la cellule kimball, on ne peut pas l'amener sur le MOT.

Toutefois, on peut faire passer les faisceaux 689 nm et 532 nm au bord des hublots CF16, pour raccourcir la période du réseau 532 nm et allonger la période du potentiel 689 nm et s'approcher de la commensurabilité. Les angles limites de passage par le hublot sont à  $11.8^\circ$  et  $20.22^\circ$  du plan horizontale. Avec cette configuration, la période du potentiel rouge est de 367.13 nm et la diagonale du réseau est de 384.30 nm. La figure 17 présente une simulation dans cette configuration. Les domaines ferro-magnétique de magnétisation maximale mesurent environ  $6\mu m$ , ce qui consitue des domaines assez grands pour être observables avec notre matériel. IL faut quand même prévoir que des dislocations dues à la préparation peuvent largement diminuer la taille des domaines et fausser la mesure.

**Deux accordéons axiaux:** mesure "à la Martin". Les deux faisceaux générant un accordéon doivent être aligné avec un axe propre du réseau. Si on monte un faisceau passant par un CF16, l'autre sortira à  $73.53^\circ$  de l'horizontal, ce qui tape dans la lentille pour la photo. La résolution numérique est reportée en figure 16. La zone bleu indique les angles qui passent par la bobine, donc nécessitant la mise en place de 2 miroirs par bobine, donc 4 en tout. Les angles doivent être compris dans les intervalles  $\theta_1 \in [31.7^\circ : 46^\circ]$  et  $\theta_2 \in [-46^\circ : -31.7^\circ]$ .

**Deux rétroréflexions axiales:** mesure "à la Martin". Chaque faisceau doit être aligné avec un axe propre du réseau, donc à  $90^\circ$  l'un de l'autre, et à  $\pm 51.5031^\circ$  du plan horizontale. Montage viable en montant 2 miroirs contre la bobine.

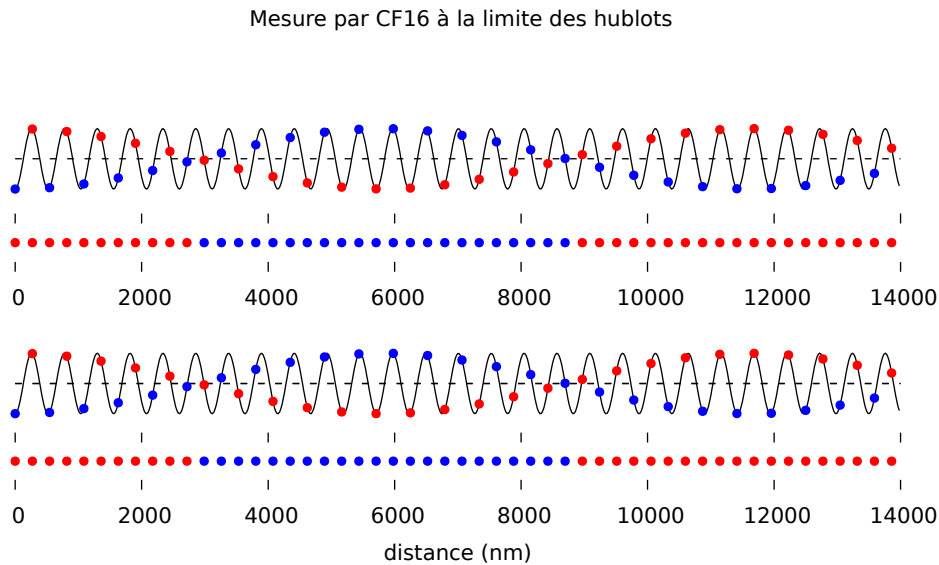


Figure 17: Simulation de mesure sur un réseau anti-ferromagnétique par un faisceau CF16 rétrofléchi, où le faisceau passe au bord du hublot à  $\theta = 69.78^\circ$ , et de même les faisceaux 532 nm générant le réseau passe aux bords de leurs CF16 à  $\theta = 88.2^\circ$ . Chaque courbe représente le potentiel 689 nm ressenti par les sites du réseau le long d'un axe propre, en haut sur la courbe les spins en configuration anti-ferromagnétique avant le flip, sur la ligne sous la courbe la configuration de spin après le flip.

Préparation par le faisceau de l'accordéon axial à 42° rétrofléchi

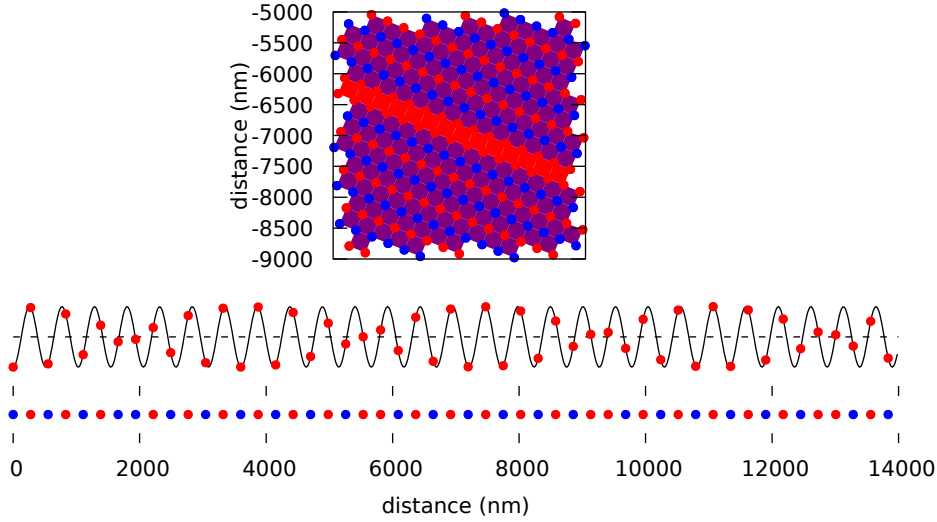


Figure 18:

**Accordéons à deux degrés de liberté:** Les faisceaux ne sont plus nécessairement alignés sur des axes du réseau, propres ou diagonaux, mais doivent être à même distance  $\phi$  de ces axes. Pour la mesure "à la Bruno", les calculs donnent  $\theta \geq 61.678^\circ$ , il faudrait des CF16 distants de  $66^\circ$  les uns des autres ou des CF40 distants de  $61^\circ$  contre  $45^\circ$  pour la kimball, ce montage est donc impossible.

Pour la mesure "à la Martin", on peut faire passer deux faisceaux à  $51.503^\circ$  de l'horizontale, donc sortant par le même CF160 sur la bobine, les deux faisceaux alignés sur le même axe propre du réseau avec un angle  $\Delta\phi = 180^\circ$  entre eux. Ce montage nécessite 4 miroirs sur les bobines pour faire entrer les faisceaux dans la cellule. Toutes les autres solutions sont équivalentes, on rapproche juste les miroirs du plan horizontale et  $\Delta\phi$  doit diminuer d'autant.

### 9.3 Potentiel spin-dépendant de préparation à 689 nm

Afin d'éviter d'utiliser trop de faisceaux, on regarde quels sont les configurations de spin générés dans le réseau de strontium par des potentiels réalisables à partir des faisceaux qui seraient utilisés pour le potentiel de mesure. On veut préparer le système dans une configuration de désordre maximal.

Les figures 18,19,20 présentent les résultats de simulation de différentes préparations du réseau. Pour chaque figure, en haut le réseau 2D simulé après la première sélection de spin. Les sites bleus sont de spin  $7/2$ , les sites rouges de spin  $9/2$ . Au milieu le potentiel lumineux ressenti par les sites du réseau initialement  $9/2$ , le long d'un axe propre du réseau. En bas, la séquence de spin le long d'un axe propre du réseau après le flip.

Notons que pour le faisceau à  $\theta = 42^\circ$  aligné sur un axe propre, un seul des axes propres est représenté un 1D en figure 18, celui orthogonal au faisceau, comme l'autre axe propre ressent la même valeur de potentiel tout son long, ce qui est plutôt défavorable à la préparation d'un système "mélangé". Le faisceau à  $\theta = -35^\circ$  n'est pas représenté, il

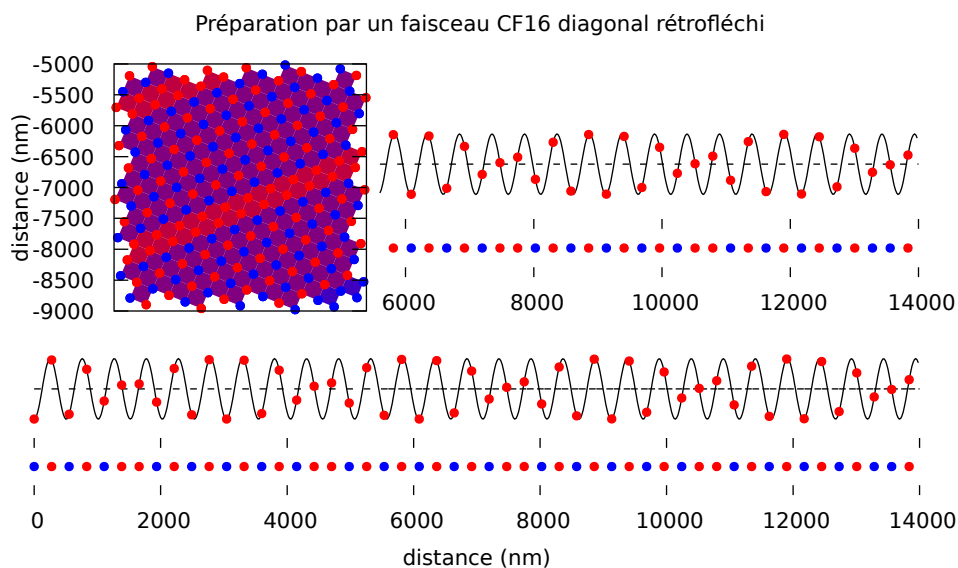


Figure 19:

prépare le même système que le faisceau à  $45^\circ$ , on ne le retient donc pas non plus. Pour les faisceaux issus des CF16, chaque axe propre est représenté.

Le système préparé par le CF16 est déjà presque "anti-ferromagnétique", il l'est par domaines, domaines assez larges et périodiques pour que le désordre soit minimal. Le système préparé par le CF40 est également périodique, ce qui est inévitable de toute manière, mais la quantité d'information nécessaire pour le décrire paraît plus importante, il est donc favorable à la préparation d'un système moins ordonné.

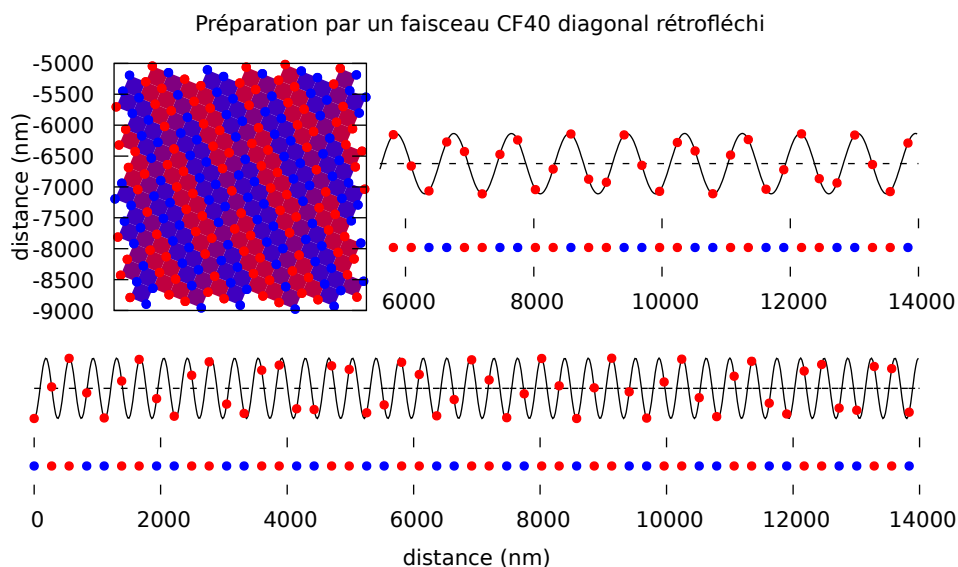


Figure 20:



## 9.4 Conclusion

De toutes les méthodes présentées, on retient l'utilisation d'un seul faisceau rétro-réfléchi par un CF16 pour la mesure, en s'approchant du bord des hublots, et en faisant de même pour les faisceaux 532 nm du réseau. Cette méthode permet un montage beaucoup plus simple ce qui en fait une très bonne première solution. Il faut toutefois être prudent vis à vis des dislocations pouvant apparaître pendant la préparation et la "thermalisation" du réseau, ce peut largement réduire la taille des domaines et fausser la mesure. Dans ce cas, la méthode pourrait être changée "sans trop d'efforts".

On retient également une mesure "à la Martin" réalisées par deux accordéons, donc 4 faisceaux alignés sur les axes propres deux à deux et dont les angles  $\theta$  permettent la commensurabilité maximale pour la mesure. De l'autre côté de la cellule kimball il n'est pas nécessaire de monter des miroirs, on peut donc mettre les 4 en haut et laisser les faisceaux s'arrêter sur la bobine en bas, ou poser un arrêt si préférable. Cette méthode est plus coûteuse dans le montage, mais devrait permettre une commensurabilité parfaite, ce qui peut être une alternative à la première méthode si les mesures sont insatisfaisantes.

Concernant la préparation du système, la meilleur solution semble être de monter un faisceau rétro-réfléchi par le CF40, un montage plus simple et meilleur candidat pour préparer un système de désordre maximum.

## 10 ANNEXE 2 : caractérisation des modes transverses du laser MOGLABS

L'objectif est de caractériser l'évolution des modes transverses du faisceau laser émis par la diode. Pour cela, j'ai mesuré le profil d'intensité du laser à différentes positions. A chaque position, j'ai effectué un ajustement numérique de l'intensité sur une fonction exponentielle

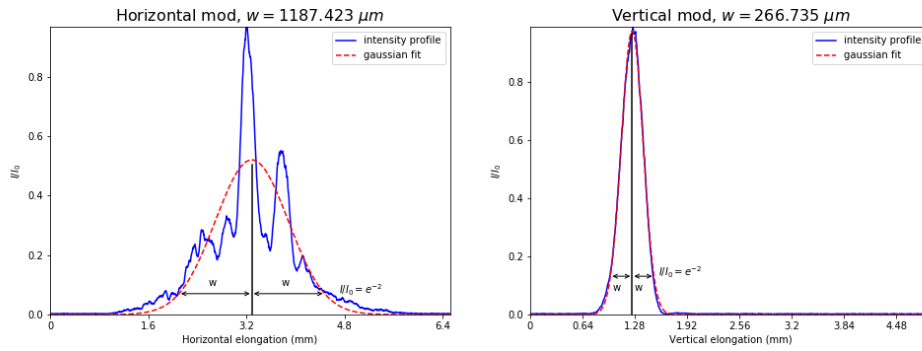
$$I(z) = I_{max} \exp\left(-2\left(\frac{z - z_0}{w(z)}\right)^2\right)$$

permettant d'approximer la largeur du faisceau à 13.5% de  $I_{max}$ . La compilation de ces largeurs de faisceaux m'a ensuite permis d'établir l'évolution spatiale de la largeur du faisceau par approximation numérique sur la fonction suivante

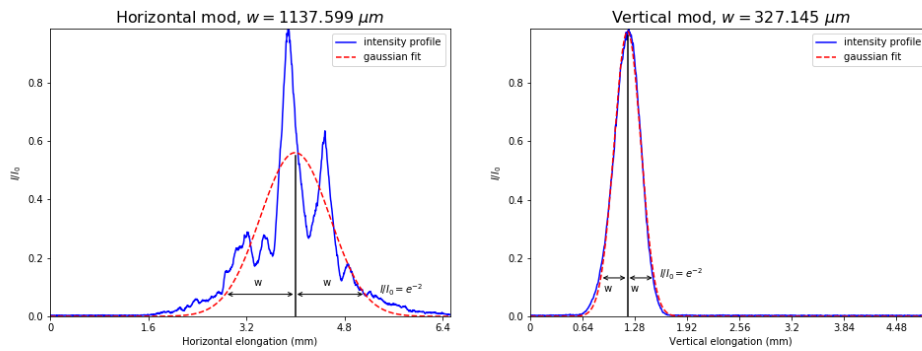
$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R}\right)^2}$$

Les mesures des profils d'intensité suivant chaque mode transverse du faisceau et les ajustements numériques sont présentes sur les figures 10 et 10 ci dessous.

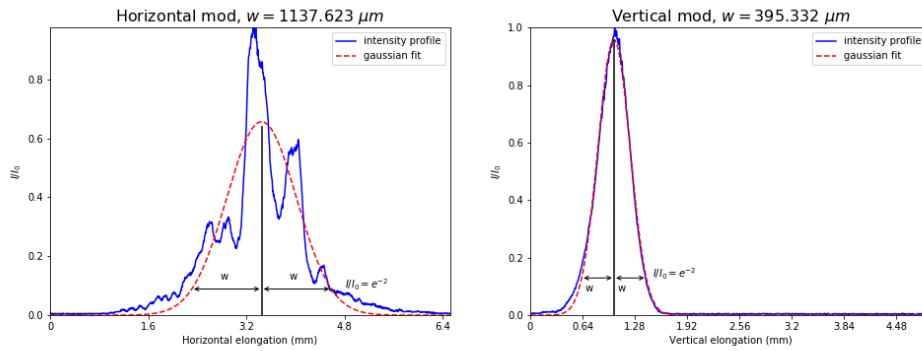
MOGLABS transverse mods at 70.000 mm



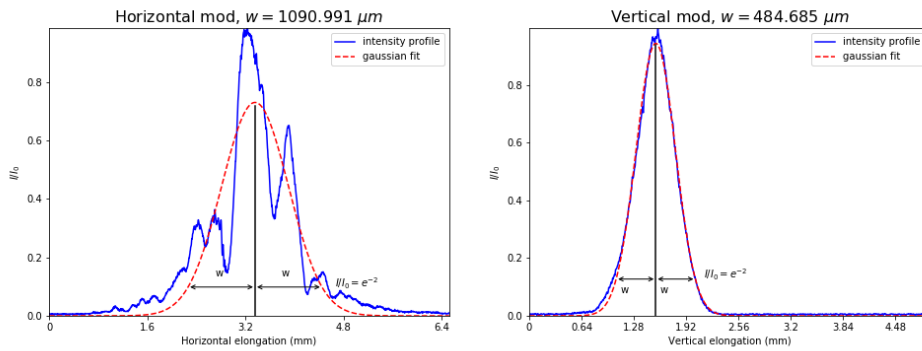
MOGLABS transverse mods at 121.000 mm



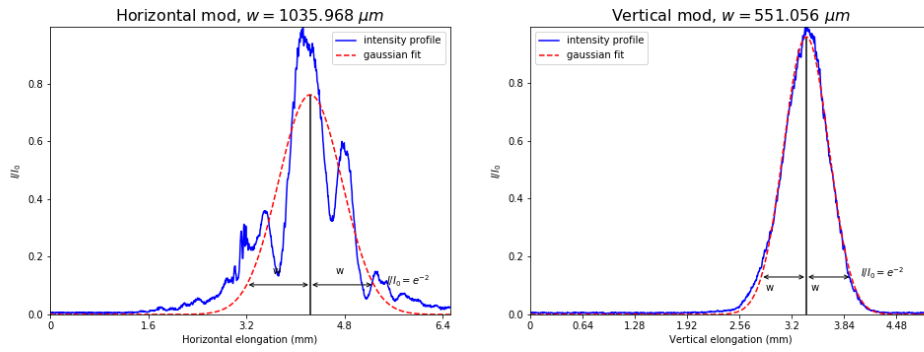
MOGLABS transverse mods at 182.000 mm



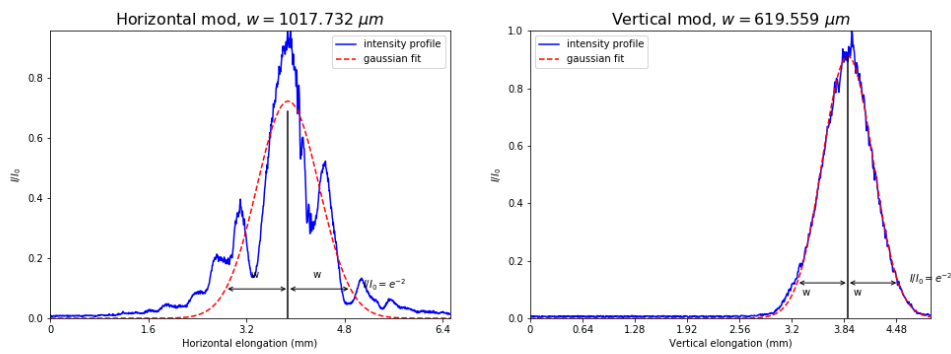
MOGLABS transverse mods at 262.000 mm



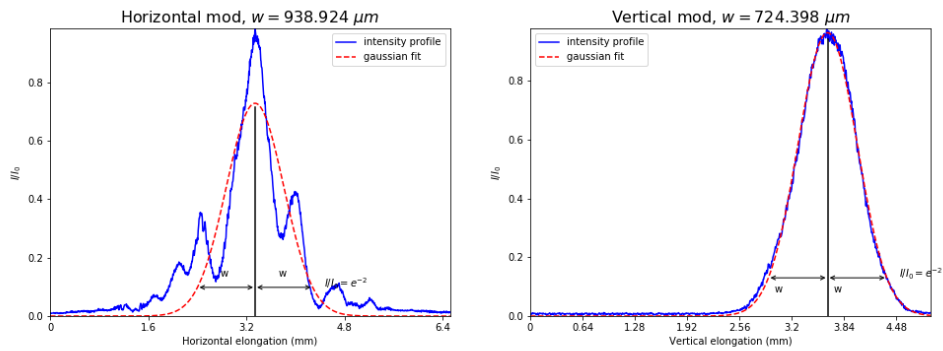
MOGLABS transverse mods at 330.000 mm



MOGLABS transverse mods at 430.000 mm



MOGLABS transverse mods at 496.000 mm



MOGLABS transverse mods at 625.000 mm

