



HAL
open science

Transport et confinement optique d'atomes de strontium pour une expérience de microscope à gaz quantique

Clémence Briosne Frejaville

► **To cite this version:**

Clémence Briosne Frejaville. Transport et confinement optique d'atomes de strontium pour une expérience de microscope à gaz quantique. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2020. Français. NNT : 2020UPASP037 . tel-03160738

HAL Id: tel-03160738

<https://theses.hal.science/tel-03160738>

Submitted on 5 Mar 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Transport et confinement optique
d'atomes de strontium
pour une expérience
de microscope à gaz quantique

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, Ondes et Matière (EDOM)
Spécialité de doctorat : Physique
Unité de recherche: Université Paris-Saclay,
Institut d'Optique Graduate School, CNRS,
Laboratoire Charles Fabry, 91127, Palaiseau, France
Réfèrent : Institut d'Optique

**Thèse présentée et soutenue à Palaiseau,
le 28 Octobre 2020, par**

Clémence BRIOSNE-FRÉJAVILLE

Composition du jury:

Daniel Comparat Directeur de recherche, Laboratoire Aimé Cotton, Université Paris-Saclay	Président/e
Leticia Tarruell Professeur, Institute of Photonic Sciences (ICFO)	Rapporteuse
Fabrice Gerbier Directeur de recherche, Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie	Rapporteur
Juliette Simonet Professeur assistant, Institute of Laserphysics, Université de Hambourg	Examinatrice
Christoph Westbrook Directeur de recherche, Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School Université Paris-Saclay	Directeur
Marc Cheneau Chargé de recherche, Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School Université Paris-Saclay	Co-directeur

Remerciements

Participer à la construction d'une nouvelle expérience d'atomes froids est une aventure, c'est long, parfois pénible, mais qu'est-ce que c'est gratifiant quand tout fonctionne! J'y ai appris énormément d'un point de vue scientifique et technique, mais j'ai surtout eu la chance de rejoindre l'équipe Strontium constituée alors de Marc, Florence et Anaïs, et complétée plus tard par Romaric. Mes plus chaleureux remerciements vont à eux. Je tiens tout d'abord à remercier Marc de m'avoir fait confiance, et ce depuis le début, malgré mes périodiques « ça va pas marcher »! Tu m'as beaucoup appris, et je t'en suis sincèrement très reconnaissante. Tu représentes pour moi un très bel exemple de rigueur et d'organisation, mais aussi d'empathie. Je suis par ailleurs très admirative de ton engagement dans les luttes sociales! Je repartirai de ces 4 ans et demi (54 mois, j'ai compté!) avec tout un tas de nouvelles connaissances dans mes valises (dont le rangement de salle de manip ☺), mais aussi avec le sentiment d'avoir beaucoup appris sur le plan humain grâce au climat bienveillant que tu as su instaurer dans l'équipe. Enfin, je te remercie de ton encadrement sans faille et de t'être toujours montré disponible pour répondre à mes questions ou réfléchir ensemble à quelque problème que ce soit. Anaïs, tu m'as quasiment tout (il faut en laisser un peu à Marc) appris sur la manip, et je suis très heureuse d'avoir construit avec toi la majeure partie de ce qui est aujourd'hui sur les tables optiques. Oui, les lasers et les diodes nous en ont fait voir des vertes et des pas mûres (ils continuent d'ailleurs), mais comme toi je n'oublierai jamais le jour où les étoiles se sont alignées et que notre premier MOT est apparu. Chaque étape de cette construction a été complexe, mais c'est aussi pour cela que nous garderons de chaque petite réussite un souvenir ému. Plus qu'une collègue, j'ai trouvé en toi une amie sur laquelle je peux compter et j'espère sincèrement que nos chemins ne s'éloigneront jamais trop. Florence, sans toi cette manip ne serait rien, tes connaissances ont été une ressource inestimable tout au long de ma thèse. Que ce soit pour nous éduquer aux techniques du vide, de l'optomécanique, ou tout simplement avoir le recul nécessaire pour proposer des idées astucieuses, tu as toujours répondu présente. Tu confères à l'équipe une touche d'humour et de spontanéité qui rend le travail et les réunions plus agréables. Je suis très heureuse d'être arrivée sur l'expérience pendant une période où Marc t'a beaucoup sollicitée, cela m'a donné de nombreuses occasions de travailler et apprendre à tes côtés. Enfin, Romaric, je suis très heureuse de travailler avec toi depuis maintenant bientôt deux ans. Au grand désespoir de Marc, c'est vrai qu'il ne nous est pas naturel de travailler sur des projets séparés, tant il est chouette de manipuler ensemble. Je ne saurais te remercier assez pour ta présence et ton soutien (scientifique et psychologique!) pendant ma rédaction, sans parler des semaines pré-soutenance...

J'ai eu l'occasion pendant ma thèse de faire de belles rencontres! Je pense ici à tous les thésards, stagiaires et permanents du groupe, et plus généralement de l'Institut que j'ai pu côtoyer. Ziyad et Baptiste, partager votre bureau n'a pas été de tout repos, et n'a probablement pas optimisé ma productivité, mais j'ai beaucoup apprécié vivre ces années de thèse à vos côtés. Nous avons partagé nos pauses et nos problèmes pendant 3 ans, c'est pas rien! Je vous souhaite à tous les deux le meilleur pour la suite (Ziyad, on le sait que tu finiras maître du monde). Un grand merci à tous les habitants du sous-

sol : Guillaume, Lucas, Alfred, Baptiste C., Amaudric, Thomas, Maxime, Pierre, Quentin, Charlie, Victor, Chris, Denis, Alain, Antoine, Gaëtan, Cécile, Hugo, David, Maximilian, Isabelle, Vincent D., Muktar, Vasiliki, Adrien, Yukun, Azer, Zudong et Vincent J.; mais aussi à tous les autres : Julien D., Léonard, Viviane, Ludovic, Ludivine...

Je remercie aussi Patrick pour son accueil chaleureux au laboratoire et sa disponibilité. Merci aux ateliers d'optique, de méca et d'électronique pour votre aide précieuse sans laquelle nous ne pourrions tout simplement pas construire nos expériences.

Durant ma thèse, j'ai eu la chance de passer de l'autre côté du bureau et enseigner aux petits IA de l'IOGS ce qui m'avait été appris quelques années plus tôt. Les TP et TD ont été l'occasion de consolider mes connaissances, mais aussi d'acquérir une première expérience d'enseignement qui m'a beaucoup plu. Dans ce cadre, je remercie notamment Fabienne, Thierry, Cédric, Julien, Matthieu, François G. et Nathalie.

Antoine, Alienor, Alexandre, Adrien, Nicolas, Sylvain, Camille, Thomas, Baptiste, je garde grâce à vous de très bons souvenirs de mes trois années de thèse, même si c'est mentir que de les limiter à ces 3 années, on en est déjà à beaucoup plus! Merci à mes parents de m'avoir toujours encouragée, à Margot et à Quentin pour leur écoute. Enfin, je n'aurais jamais les mots pour te remercier assez Benjamin, pour ta présence, ton soutien, ton aide de tous les jours. De part et d'autre du couloir du sous-sol de l'Institut pendant 3 ans puis côte à côte pendant la rédaction, tu as été un pilier indispensable à la réussite de ma thèse, je t'en remercie du fond du cœur.

Table des matières

1	Introduction	1
1	Dynamique quantique hors équilibre	2
1.1	Limite de Lieb Robinson	2
1.2	Mesure des corrélations et propagation dans un cône de lumière . . .	2
1.3	Propagation de quasiparticules	3
1.4	Un gaz sur réseau pour l'étude de la dynamique hors équilibre	4
1.5	L'intérêt du passage à deux dimensions	7
1.6	Qu'en est-il des interactions à longue portée?	7
2	Une nouvelle expérience pour l'étude de la dynamique hors équilibre	8
2.1	Intérêts de l'isotope strontium 84	8
2.2	Refroidissement	9
2.3	Le réseau bidimensionnel	9
2.4	L'imagerie	10
2.5	L'étude de l'effet d'interactions à longue portée	11
2.6	Utilisations du strontium sur d'autres expériences	13
3	Vue d'ensemble du manuscrit	14
2	Du jet d'atomes au microkelvin	17
1	Génération d'un gaz d'atomes	18
2	Refroidissement sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$	20
2.1	Montage laser à 461 nm	20
2.2	Une mélasse transverse pour collimater le jet en sortie de four	31
2.3	Ralentisseur Zeeman	32
2.4	Piège magnéto-optique sur la raie large	32
3	Un réservoir d'atomes dans l'état métastable 3P_2	34
4	Piège magnéto-optique sur la raie $^1S_0 - ^3P_1$: un refroidissement jusqu'au microkelvin	36
4.1	Asservissement Pound-Drever-Hall pour travailler sur la raie étroite	37
4.2	Montage complet du système laser à 689 nm	45

4.3	Piège magnéto-optique sur la raie étroite	47
5	Premières séquences expérimentales	49
6	Une spectroscopie par shelving	55
6.1	Principe	55
6.2	Le signal expérimental	58
6.3	Obtention d'un signal d'erreur	58
6.4	Sources d'élargissement du signal d'erreur	59
6.5	Amplitude du signal d'erreur	60
6.6	Forme du signal : comparaison à une simulation numérique	61
3	La chambre de science	69
1	Motivation pour la mise en place d'une chambre de science	70
1.1	Un nuage d'atomes dans un réseau bidimensionnel	70
1.2	L'imagerie in situ : des optiques sous vide	70
1.3	Le refroidissement par bandes latérales	71
1.4	Mise en place d'électrodes pour l'étude d'atomes de Rydberg	71
1.5	L'inconvénient principal d'une seconde chambre : le transport du nuage d'atomes	73
2	Le choix de la chambre de science	73
2.1	Les accès optiques de la chambre de science	73
2.2	Les brides hautes et basses personnalisées	75
2.3	Le pompage de la chambre de science	78
2.4	Une <i>breadboard</i> conçue pour les optiques autour de la chambre de science	80
2.5	Les pieds de la chambre de science	80
2.6	Connexion des deux chambres à vide	81
3	Le système d'imagerie	81
3.1	Le système optique	81
3.2	Des lentilles asphériques sous vide	90
4	La réalisation	98
4.1	Préparation de la chambre de science	98
4.2	Le raccordement à la chambre du piège magnéto optique	101
4.3	L'étuvage	102
4.4	Améliorations prévues	102
5	Conclusion	103
4	Transport : Aspects théoriques	105
1	Considérations générales sur le transport optique	106
1.1	Principe de fonctionnement	106
1.2	Application au strontium	107
2	Cahier des charges	110

TABLE DES MATIÈRES

2.1	Source laser	110
2.2	Intégration autour de la chambre à vide	110
2.3	Caractéristiques du nuage d'atomes	111
2.4	Caractéristiques du piège réalisant le transport	115
3	Une solution simple : le piège à un faisceau	122
4	Notre choix : un piège à deux faisceaux croisés	126
4.1	Principe	126
4.2	Gain en profondeur ainsi qu'en confinement vertical	127
4.3	Caractéristiques du piège retenu	128
5	Conclusion	129
5	Présentation du montage optique choisi pour le transport	131
1	Le montage choisi	132
1.1	Montage optique après séparation des faisceaux	136
1.2	Séparation en deux faisceaux parallèles et déphasage d'un faisceau par rapport à l'autre	139
1.3	Réglages fins de la position du piège	141
1.4	Platine de translation motorisée choisie	143
2	Evaluation théorique du montage	144
2.1	Vérification du montage sous Zemax	145
2.2	Focale équivalente au système optique	146
2.3	Analyse du système optique par l'optique de Fourier	147
3	Test préliminaire du transport	150
6	Le réseau bidimensionnel	153
1	Le réseau bidimensionnel souhaité	154
1.1	Confinement dans la direction verticale	156
1.2	Pavage dans le plan horizontal	158
1.3	Refroidissement dans le réseau bidimensionnel	160
2	Réalisation pratique du confinement vertical	163
2.1	Montage choisi	163
2.2	Les réglages fins	166
2.3	Passage du transport au piège vertical	167
3	Réalisation du réseau horizontal	169
3.1	Réseau horizontal	169
3.2	Voie d'imagerie par absorption à 461 nm	171
3.3	Conclusion	172
7	Conclusion	173
A	Les expériences strontium	177

B	Transitions atomiques prises en compte pour le calcul du déplacement lumineux de l'état fondamental	179
C	Article publié le 17 mars 2020 sur l'étude de la spectroscopie de shelving sur un jet d'atomes de strontium et sur une cellule de spectroscopie	181
D	Calcul du potentiel chimique du nuage confiné dans la direction verticale	197
E	Sensibilité d'alignement d'une lentille	201
F	Dessin technique de la breadboard utilisée pour la chambre de science	203
G	Dessin technique des électrodes utilisées	205
	Bibliographie	212

Introduction

Sommaire

1	Dynamique quantique hors équilibre	2
1.1	Limite de Lieb Robinson	2
1.2	Mesure des corrélations et propagation dans un cône de lumière	2
1.3	Propagation de quasiparticules	3
1.4	Un gaz sur réseau pour l'étude de la dynamique hors équilibre . .	4
1.5	L'intérêt du passage à deux dimensions	7
1.6	Qu'en est-il des interactions à longue portée?	7
2	Une nouvelle expérience pour l'étude de la dynamique hors équilibre .	8
2.1	Intérêts de l'isotope strontium 84	8
2.2	Refroidissement	9
2.3	Le réseau bidimensionnel	9
2.4	L'imagerie	10
2.5	L'étude de l'effet d'interactions à longue portée	11
2.6	Utilisations du strontium sur d'autres expériences	13
3	Vue d'ensemble du manuscrit	14

1 Dynamique quantique hors équilibre

L'étude de la dynamique d'un système à plusieurs corps isolé et placé hors d'équilibre est un domaine dont l'intérêt expérimental est accru par la difficulté de sa prédiction théorique. De nouvelles méthodes sont ainsi développées afin de permettre l'observation de tels systèmes. Notre dispositif expérimental s'inscrit dans la lignée de nouvelles expériences [1-6] visant à répondre à ces deux questions :

- sous quelles conditions un système mis hors équilibre relaxe-t-il vers un état thermique? Autrement dit, qu'est-ce qui rend un système ergodique?
- peut-on identifier des caractéristiques universelles du processus de dynamique de relaxation?

Afin d'étudier la dynamique de relaxation d'un système hors d'équilibre, une approche habituelle est de s'intéresser à l'évolution du corrélateur entre des observables du système pris en deux positions de l'espace A et B , initialement suffisamment éloignées pour être décorrélées. On note D la distance entre ces positions A et B .

1.1 Limite de Lieb Robinson

Dans le cadre de l'étude d'un système présentant des interactions à courte portée, c'est-à-dire dont la force des interactions diminue exponentiellement avec la distance, E. Lieb et D. Robinson ont démontré en 1972 [7] l'existence d'une borne supérieure au commutateur entre les observables $O_A(t)$ et $O_B(0)$. Ces observables correspondent à mesurer une grandeur du système à $t = 0$ en un point B , et à mesurer cette même grandeur en A après avoir laissé évoluer le système pendant une durée t . Le résultat de leur étude permet d'écrire : $|[O_A(t), O_B(0)]| \leq K e^{-\frac{D-\nu|t|}{\xi}}$, où K , ν et $\xi > 0$ sont des constantes dépendantes du système. L'évolution du commutateur semble donc être bornée par une certaine vitesse ν .

1.2 Mesure des corrélations et propagation dans un cône de lumière

Le lien entre cette vitesse et la vitesse de propagation des corrélations dans le système a seulement été démontré dans l'article de S. Bravyi, M. B. Hastings et F. Verstraete [8] en 2006. Ils ont ainsi établi que les corrélations se propagent dans un « cône de lumière » dont les bords sont déterminés par une vitesse maximale de propagation des corrélations correspondant à la vitesse ν de l'article de Lieb et Robinson. L'image du cône de lumière est une analogie avec la théorie relativiste pour laquelle la vitesse de propagation de l'information est bornée par la vitesse de la lumière. De plus, ils ont prouvé qu'il suffit de mesurer la corrélation entre deux points éloignés du système à un même temps t (c'est-à-dire considérer les observables $O_A(t)$ et $O_B(t)$) pour retrouver l'évolution des corrélations dans le cône de lumière. En effet, la propagation temporelle des corrélations suggère une « origine » des corrélations et il est possible de remonter à celle-ci simplement en regardant les variations des corrélations en fonction de la distance D entre les points de mesure A et B . La figure 1.1 représente le cône de lumière dessiné par la propagation des corrélations. Le graphe de gauche montre qu'au cours du temps la zone dans

laquelle des corrélations sont observables s'étend de manière balistique générant ainsi un cône de lumière. Sur le graphe de droite est tracée l'évolution de la fonction de corrélation entre deux régions initialement suffisamment séparées pour être décorréliées. Les corrélations entre particules apparaissent à partir d'un certain temps dépendant de la vitesse de propagation des corrélations et de la distance entre les régions dont on mesure la corrélation.

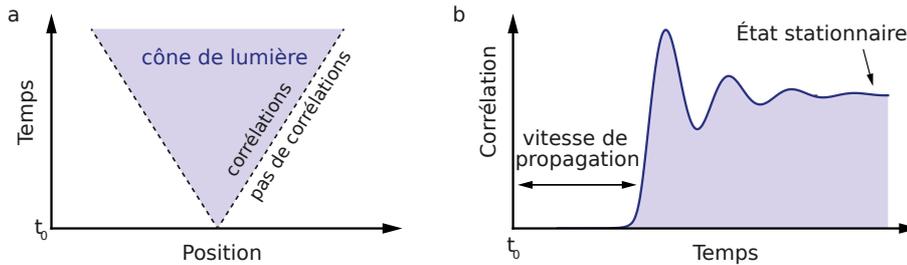


FIGURE 1.1 – a) Suite à une perturbation du système à t_0 , la zone de l'espace dans laquelle des corrélations peuvent apparaître évolue dans le temps et est définie par un cône de lumière dont les limites sont données par la vitesse maximale de propagation des corrélations. b) Les corrélations apparaissent dans le système à partir d'un certain temps dépendant de la vitesse de propagation des corrélations ainsi que de la distance entre les points du système dont on calcule la corrélation.

1.3 Propagation de quasiparticules

Une interprétation de la vitesse de propagation des corrélations est donnée dans l'article de P. Calabrese et J. Cardy [9]. Initialement, le système est dans l'état fondamental du hamiltonien initial. La mise hors d'équilibre est faite par une trempe¹, correspondant à un changement soudain du hamiltonien régissant la dynamique du système. Elle engendre ainsi une modification des états propres du système. L'état fondamental initial n'est alors plus un état propre du nouvel hamiltonien, mais peut s'écrire dans la base des états propres du nouvel hamiltonien. On peut alors considérer l'état initial comme une source d'excitations de type quasiparticules. Ces quasiparticules émises par paires seraient intriquées et proviendraient de points distincts, séparés de l'ordre de la longueur de corrélation de l'état fondamental du hamiltonien initial. Une fois émises, elles se déplaceraient de manière semi-classique à leur vitesse de groupe v correspondant à la vitesse de propagation des corrélations. Le bord du cône de lumière apparaît alors à $t \approx \frac{|r|}{2v_m}$, où v_m est la vitesse de groupe maximale et r la distance entre les points dont on mesure la corrélation. Une borne supérieure de cette vitesse, pas nécessairement atteinte, serait alors donnée par la limite de Lieb-Robinson. Cependant, pour confirmer le lien entre propagation des quasiparticules et propagation des corrélations, il faudrait être en mesure de définir les quasiparticules générées par la trempe. Or, les systèmes étudiés étant complexes, des résolutions exactes sont généralement impossibles.

1. Dénommée *quench* en anglais.

1.4 Un gaz sur réseau pour l'étude de la dynamique hors équilibre

Afin d'étudier la dynamique hors équilibre de systèmes à plusieurs corps, les atomes froids représentent une plateforme intéressante de par l'accordabilité des paramètres qui est offerte. Il est en effet nécessaire de se placer dans une situation pour laquelle la hamiltonien est très bien contrôlé. Une expérience consiste à placer un gaz de bosons ultrafroids dans un réseau optique. La dynamique du système y est alors décrite par un hamiltonien de Bose-Hubbard [10] :

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} b_i^\dagger b_j + \frac{1}{2} U \sum_i \hat{n}_i (\hat{n}_i - 1) + \sum_i \epsilon_i \hat{n}_i$$

où $\hat{n}_i = b_i^\dagger b_i$ représente le nombre d'atomes dans le site i ¹ ; U correspond à la force de répulsion entre deux atomes situés sur un même site et J est le couplage tunnel entre deux sites voisins. L'intérêt de cette configuration est qu'il est possible de modifier le paramètre U/J du hamiltonien simplement en modifiant l'intensité des faisceaux générant le réseau. Il est ainsi aisé de réaliser une trempe du système. Une transition de phase apparaît lors de la modification du paramètre U/J [11]. Pour $U/J \gg 1$, le système est dans une phase dite d'*isolant de Mott* : l'occupation moyenne des sites du réseau est alors un nombre entier et ne fluctue plus (les atomes sont immobilisés au fond des sites du réseau). Dans un système réel, l'enveloppe du réseau permet de stocker les particules surnuméraires à sa périphérie. À l'inverse, pour $U/J \ll 1$, le système est dans une phase *superfluide* : le couplage tunnel domine, si bien que les particules sont délocalisées sur le réseau.

Afin d'explorer la propagation de corrélations dans l'espace réel, l'observable choisie est la densité d'occupation des sites du réseau. Les corrélations mesurées sont des corrélations « densité-densité » entre deux points distincts du réseau séparés d'une distance D .

Un avantage supplémentaire à la configuration présentée est alors la possibilité de geler la dynamique pour mesurer l'occupation des sites à un temps donné : il suffit de passer dans la configuration isolant de Mott. La mesure peut alors être faite par une imagerie par fluorescence à l'aide d'un microscope à gaz quantiques.²

Cette expérience a été réalisée à l'institut Max Planck pour l'optique quantique (MPQ) en 2012 [12] sur un système 1D. Il y a été observé une propagation des corrélations dans un cône de lumière, interprétée par la création de paires de quasiparticules. Ces dernières seraient constituées d'un holon (trou) et d'un doublon (paire d'atomes) se propageant dans des directions opposées à une vitesse v , comme présenté sur la figure 1.2. La figure 1.3 représente une mesure de corrélations densité-densité au cours du temps obtenue après variation soudaine du hamiltonien. On observe que les corrélations se propagent balistiquement avec une vitesse assez bien déterminée.

1. Les opérateurs annihilation et création b_i et b_i^\dagger obéissent aux règles de commutation $[b_i, b_i^\dagger] = \delta_{i,j}$.

2. En réalité, lors d'une telle imagerie les atomes vont subir des collisions inélastiques assistées par la lumière, ce qui résultera en la perte de paires d'atomes. L'image obtenue sera donc une mesure de la parité du nombre d'atomes plutôt qu'une réelle mesure de la distribution des atomes dans le réseau. Les mesures réalisées seront donc des corrélations « parité-parité », et non « densité-densité ».

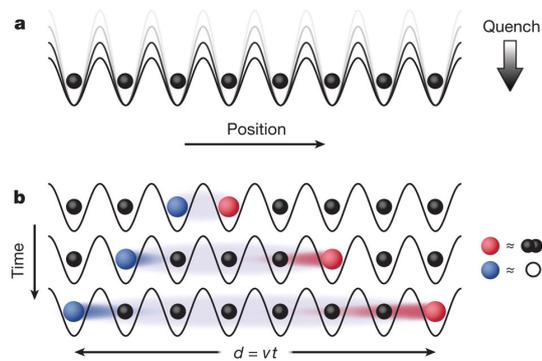


FIGURE 1.2 – a) Un gaz d’atomes ultrafroids 1D est initialement préparé dans une phase d’isolant de Mott, avec un remplissage d’un atome par site. Le système est mis hors d’équilibre par une diminution soudaine de la profondeur du réseau. b) Des paires de quasiparticules intriquées naissent sur l’ensemble des sites. Chaque paire est constituée d’un doublon (rouge) et d’un holon (bleu) se propageant ballistiquement dans des directions opposées. Une corrélation apparaît alors à chaque temps t sur la mesure de la densité d’occupation des sites séparés de $d = vt$, où v est la vitesse des quasiparticules. *Source* : [12].

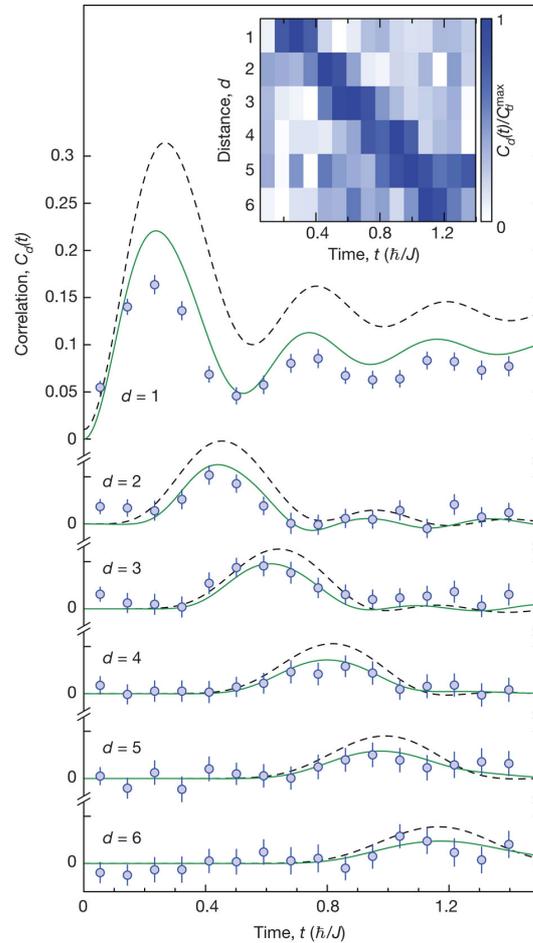


FIGURE 1.3 – Évolution temporelle de la mesure de corrélation de densité de deux points séparés de d sites d'un réseau 1D. La trempe est effectuée en modifiant soudainement le paramètre du hamiltonien de Bose-Hubbard de $U/J = 9$ à $U/J = 40$. Suite à celle-ci, une corrélation positive apparaît et se propage dans le temps. Les cercles sont les données expérimentales, le tracé vert continu correspond à une simulation numérique et le trait tireté représente un modèle analytique. Dans l'insert les données expérimentales sont représentées en échelle de couleur révélant la propagation du signal de corrélation à une vitesse bien définie. *Source* : [12].

1.5 L'intérêt du passage à deux dimensions

De premières expériences ont montré que l'expansion d'un gaz dans un réseau bi-dimensionnel ne serait dans ce cas non plus balistique mais plutôt diffusive [13, 14]. Cependant, seul le profil de densité a alors été mesuré, et non pas la propagation des corrélations.

En outre, le diagramme de phase de la transition superfluide/isolant de Mott (fig. 1.4) présente une zone dite *régime quantique critique* [15] dans laquelle on ne peut décrire les excitations comme des quasiparticules. Dans ce cas là, on ne connaît plus le support de propagation des corrélations, on souhaite alors observer s'il persiste ou non une dynamique de propagation des corrélations dans un cône de lumière.

Ce régime 2D du modèle de Bose-Hubbard semble donc très intéressant à explorer expérimentalement, d'une part pour observer l'effet d'une dimension supplémentaire au régime 1D déjà étudié [13], et d'autre part pour investiguer le *régime quantique critique*, inexistant en 1D.

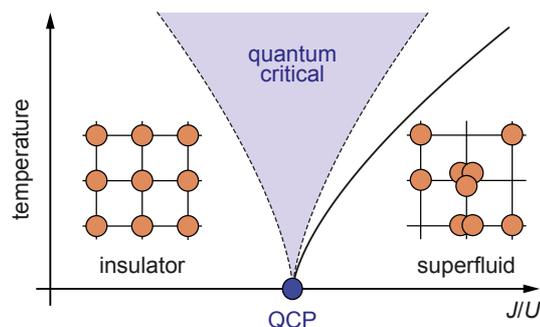


FIGURE 1.4 – Diagramme de phase issu du modèle de Bose-Hubbard 2D. Il existe une valeur critique de U/J pour laquelle le système passe de sa phase superfluide à une phase isolant de Mott. Au-dessus de cette valeur critique, on accède au *régime quantique critique* dans lequel les excitations élémentaires ne peuvent plus être décrites comme des quasiparticules. Figure adaptée de [15].

1.6 Qu'en est-il des interactions à longue portée ?

La limite de Lieb-Robinson a été obtenue dans le cadre d'interactions à courte portée, c'est-à-dire dont la force diminue de manière exponentielle avec la distance. Se pose donc la question de la propagation des interactions à longue portée, plus précisément des interactions dont la force varie en $1/x^\alpha$. Dans ce cadre, on pourrait s'attendre à observer une propagation des corrélations plus rapide, voire instantanée. Deux groupes ont observé une augmentation de la vitesse de la dynamique de relaxation dans le cadre d'interactions à longue portée dans une chaîne d'ions piégés à laquelle on applique une trempe locale [16] ou globale [17]. De plus, des travaux théoriques prédisent que la dynamique des systèmes de basse dimension perdrait sa localité pour certains régimes d'interactions [18-20].

2 Une nouvelle expérience pour l'étude de la dynamique hors équilibre

Notre dispositif expérimental permettra d'étudier la dynamique hors équilibre d'un système d'atomes de strontium ultrafroids placés dans un réseau optique en 2 dimensions. La dynamique de ce système est alors décrite par le hamiltonien de Bose-Hubbard pour lequel le paramètre U/J est facilement et rapidement accordable par une modification de la puissance des faisceaux utilisés pour le réseau bidimensionnel. On commencera par préparer le système dans l'état isolant de Mott (remplissage unitaire), avant d'abaisser soudainement la profondeur du réseau afin de mettre hors d'équilibre l'ensemble du système. Le ratio U/J diminuant, le hamiltonien décrivant la dynamique du système est modifié ce qui va mettre le système hors d'équilibre. Après un temps d'évolution, la mesure de la densité du remplissage est réalisée suite à une augmentation de la profondeur du réseau engendrant un gel du déplacement des atomes d'un site à l'autre. Le remplissage du réseau sera imagé par un microscope *in situ* dont la conception est proche des expériences de M. Greiner [21] et d'I. Bloch [22]. Comme présenté plus en détails dans la partie 2.5, il est possible de coupler le strontium de manière non résonnante avec un état de Rydberg puis d'utiliser une résonance dite de Förster afin de faire apparaître des interactions dipolaires qui sont à plus longue portée que les interactions de van der Waals dont on dispose habituellement. Nous pourrions ainsi investiguer l'impact des interactions à longue portée sur la dynamique dans le réseau. Un autre avantage de l'utilisation du strontium est sa transition étroite, de 7,4 kHz de large, qui devrait nous permettre de refroidir le plan d'atomes durant la phase d'imagerie, comme présenté dans la partie 2.4.

2.1 Intérêts de l'isotope strontium 84

L'isotope choisi pour réaliser nos expériences est le strontium 84. Cet atome est un boson et nous permettra ainsi d'étudier la dynamique d'un gaz dans un réseau bidimensionnel décrit par le hamiltonien de Bose-Hubbard. Cet atome est un alcalino-terreux, il présente donc deux électrons de valence. Sa structure électronique nous permet de le refroidir efficacement sur une transition de 30 MHz de large : $5s^2^1S_0 \rightarrow 5s5p^1P_1$ (voir figure 1.5). La température minimale alors accessible est de l'ordre du millikelvin. De plus, une seconde transition de largeur 7,4 kHz entre l'état fondamental $5s^2^1S_0$ et l'état excité $5s5p^3P_1$ nous permet ensuite de refroidir le nuage d'atomes jusqu'au microkelvin. La succession de ces deux étapes de refroidissement permet d'atteindre très rapidement un nuage à une température très basse à partir duquel il sera aisé d'atteindre la condensation de Bose-Einstein simplement par refroidissement évaporatif [23]. Cette courte durée permettra de réaliser un grand nombre de cycles expérimentaux et ainsi de moyennner les résultats obtenus un grand nombre d'expériences pour en diminuer l'incertitude.

Dans le cadre des expériences à réaliser sur ce dispositif, nous avons besoin d'un isotope bosonique dont la longueur de diffusion soit positive, suffisamment faible pour limiter les pertes à trois corps et suffisamment importante pour permettre la thermalisation du gaz d'atomes par l'intermédiaire de collisions binaires. C'est pourquoi le choix

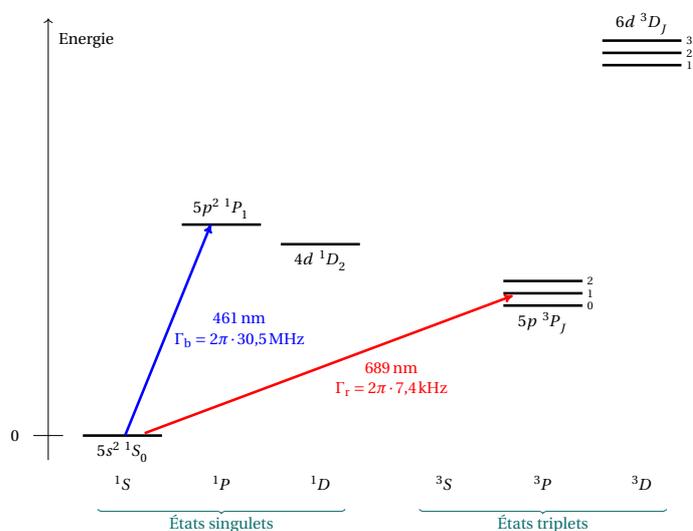


FIGURE 1.5 – Niveaux d'énergie du strontium utilisés sur notre dispositif expérimental. Les transitions utilisées pour le refroidissement sont la transition $5s^2 1S_0 \rightarrow 5s5p^1 P_1$ à 461 nm de largeur 30 MHz et la transition $5s^2 1S_0 \rightarrow 5s5p^3 P_1$ à 689 nm de largeur 7 kHz .

s'est porté sur l'isotope 84. Malheureusement, ce dernier présente une très faible abondance naturelle ($0,52 \%$), nous avons donc en premier lieu travaillé avec l'isotope 88 dont l'abondance est de $82,58 \%$. Ce dernier nous a permis de réaliser les étapes du refroidissement jusqu'au piège magnéto-optique rouge, mais nous ne pourrions pas aller plus loin avec cet isotope à cause de sa trop faible longueur de collision, insuffisante pour atteindre la condensation de Bose-Einstein.

2.2 Refroidissement

Le cycle expérimental commence par un refroidissement d'un gaz d'atomes de strontium issu d'un four chauffé à environ 500° . Le jet est préalablement collimaté par une mélasse transverse située en sortie du four. Le jet passe ensuite par un ralentisseur Zeeman permettant de réduire la vitesse longitudinale des atomes. Au bout du ralentisseur Zeeman se trouve la chambre du piège magnéto-optique dans laquelle les atomes sont refroidis successivement sur les transitions $5s^2 1S_0 \rightarrow 5s5p^1 P_1$ et $5s^2 1S_0 \rightarrow 5s5p^3 P_1$. Ces étapes ont d'ores et déjà été réalisées sur notre dispositif en utilisant l'isotope 88. La suite du refroidissement consiste en un refroidissement évaporatif qui sera réalisé en piégeant les atomes dans une pince optique dont on diminuera progressivement la profondeur [24].

2.3 Le réseau bidimensionnel

Les expériences seront réalisées dans un réseau bidimensionnel généré par des faisceaux à 1064 nm . Pour des contraintes d'encombrement, nous avons choisi de placer ce

réseau dans une seconde chambre à vide, appelée chambre de science. Les atomes seront transportés de la chambre du piège magnéto-optique à la chambre de science par une pince optique. Le réseau bidimensionnel est constitué de deux réseaux dans le plan horizontal à 90° l'un de l'autre. Le confinement vertical est assuré par l'ajout d'un réseau vertical dans l'un des plan duquel les atomes sont piégés.

2.4 L'imagerie

La mesure de l'occupation des sites du réseau sera réalisée par une imagerie *in situ* du plan d'atomes. Cette imagerie sera réalisée par une lentille asphérique de grande ouverture numérique placée à l'intérieur de la chambre à vide afin de collecter un maximum de photons à 689 nm issus des atomes piégés dans le réseau bidimensionnel. On parle ici d'imagerie *in situ* réalisée par un microscope à gaz quantiques. Cette technique d'imagerie des atomes froids se développe sur les nouvelles expériences pour lesquelles il est nécessaire de connaître précisément la position des atomes.

Se présente alors la question de l'émission de photons par les atomes dans le réseau. Une technique naïve serait d'éclairer simplement les atomes par un laser à résonance. Cependant, l'énergie qui leur serait apportée leur permettrait alors de s'échapper des puits de potentiel du réseau. Il est donc nécessaire de refroidir les atomes pendant l'imagerie. Pour ce faire, nous avons réalisé le réseau bidimensionnel dans l'optique de pouvoir y réaliser un refroidissement par bandes latérales sur la transition étroite durant la phase d'imagerie (similaire à l'expérience décrite dans [25] pour de l'Ytterbium). Pendant ce refroidissement, des photons à 689 nm sont émis des atomes et sont collectés par la lentille asphérique. L'image du plan des atomes est ensuite reformée à l'aide de lentilles supplémentaires sur une caméra CMOS¹. Une représentation schématique de cette imagerie est donnée par la figure 1.6.

1. Caméra CMOS 4 MP, refroidie à eau. Fabricant : Andor, Ref : ZYLA.4 2P.USB3-W.

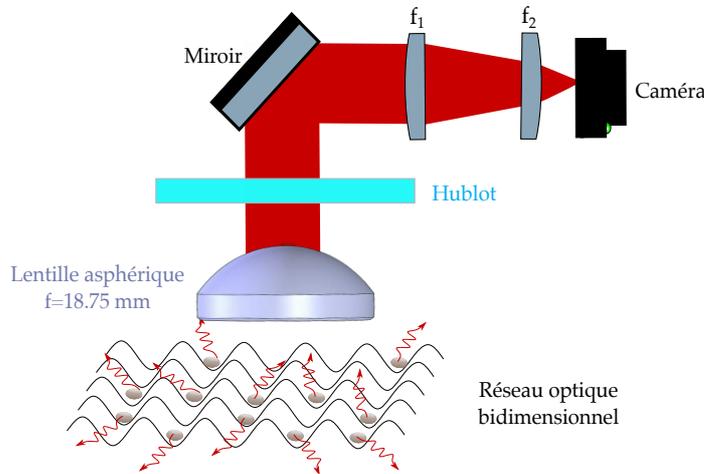


FIGURE 1.6 – Schéma de principe de l'imagerie *in situ* par fluorescence des atomes dans le réseau bidimensionnel. Une lentille asphérique placée sous vide collecte les photons émis à 689 nm par les atomes dans le réseau 2D. Les photons traversent ensuite le hublot de la chambre à vide avant de passer au travers de deux lentilles qui vont nous permettre d'imager le réseau dans le plan d'une caméra CMOS. *Figure issue de la thèse d'A. Molineri [26].*

2.5 L'étude de l'effet d'interactions à longue portée

Excitation dans un état de Rydberg

Une méthode possible pour l'étude des interactions à longue portée est d'utiliser un état de Rydberg [27]. Dans un tel état, un des électrons de valence est excité dans une couche très élevée, ce qui confère à l'atome une polarisabilité électrique très grande. Un inconvénient est que les interactions de van der Waals entre atomes de Rydberg sont très fortes, mais on souhaite tout de même rester dans un régime pour lequel l'interaction entre atomes et effet tunnel sont du même ordre. En effet, la dynamique dans le réseau se fait dans des durées de l'ordre de la centaine de millisecondes tandis qu'un couplage entre deux atomes de Rydberg a plutôt comme temps caractéristique la nanoseconde. En outre, le temps de vie des atomes de Rydberg est de l'ordre de la dizaine de microsecondes [27], ce qui est court par rapport à la durée des expériences de dynamique de relaxation que nous souhaitons réaliser.

Une méthode utilisée pour pallier ces deux inconvénients est d'utiliser un couplage non résonant entre l'état fondamental de l'atome et l'état de Rydberg qui nous intéresse. De ce fait, l'état obtenu est dit « habillé par un état de Rydberg », si bien que l'état fondamental « habillé » peut s'écrire comme combinaison linéaire de l'état fondamental initial et de l'état de Rydberg. En choisissant un couplage faible, on peut d'une part diminuer la force du couplage entre atomes de Rydberg, et d'autre part augmenter leur temps de vie.

Résonance de Förster

Un avantage du strontium est l'existence d'une résonance de Förster pour l'état de Rydberg $5s37d^3D_2$ [28]. De manière similaire à une résonance de Feshbach, cette résonance peut être accordée de sorte à modifier la forme du potentiel d'interaction entre atomes. On peut ainsi passer d'un potentiel qui décroît en $1/r^6$ (interaction de van der Waals) à une interaction de $1/r^3$ (interaction dipolaire).

Pour comprendre l'origine de cette interaction, considérons l'interaction dipôle-dipôle entre deux atomes dans l'état $|\Phi_r\rangle$. Le hamiltonien d'interaction dipôle-dipôle s'écrit :

$$\hat{V} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\hat{\mathbf{d}}_1 \cdot \hat{\mathbf{d}}_2 - 3(\hat{\mathbf{d}}_1 \cdot \hat{\mathbf{R}})(\hat{\mathbf{d}}_2 \cdot \hat{\mathbf{R}})}{R^3}$$

où R est la distance entre atomes, $\hat{\mathbf{R}}$ est un vecteur unitaire et $\hat{\mathbf{d}}_i$ est l'opérateur moment dipolaire de l'atome i . En considérant ce hamiltonien comme perturbateur du hamiltonien des deux atomes, pour obtenir le décalage en énergie qu'il engendre, au premier ordre des perturbations il faut calculer la valeur moyenne de \hat{V} lorsque les deux atomes sont dans l'état $|\Phi_r\rangle$. L'opérateur dipolaire étant impair en \hat{r}_i (position radiale de l'électron de grand nombre principal de l'atome i), la valeur moyenne de \hat{V} est nulle. Il faut donc aller au second ordre des perturbations, ce qui fait apparaître une force de type van der Waals : $\Delta E = \frac{C_6}{R^6}$ dont le coefficient C_6 devient très grand en cas de dégénérescence de niveaux : c'est le cas de la résonance de Förster. L'approche calcul perturbatif n'est alors pas possible, il faut donc traiter le problème en diagonalisant le hamiltonien complet dans le sous-espace associé aux états dégénérés. Ce calcul est réalisé dans le chapitre 4 de la thèse de A. Gaëtan [29]. L'interaction obtenue est en $1/R^3$.

Pour revenir à notre cas, le strontium présente des paires d'états quasi-dégénérés : $|r, r\rangle = 5s37d^3D_2 + 5s37d^3D_2$ et $|a, b\rangle = 5S34f^3F_3 + 5S35f^3F_3$ pour lesquelles l'écart en énergie est de seulement $\Delta = 2\pi 3$ MHz. Pour obtenir des interactions en $1/R^3$ il est donc nécessaire d'accorder les niveaux des états atomiques afin d'obtenir $2E_r - E_a - E_b \approx 0$. Un effet Stark permettrait de compenser cet écart en énergie pour accorder la résonance de Förster, et pouvoir ainsi modifier la force des interactions. Il est alors nécessaire de connaître, pour chacun des états considérés, la valeur du décalage en énergie obtenu par l'ajout d'un champ électrique statique. Cependant, l'estimation de ce décalage est complexifiée par le mélange des états engendré par l'ajout du champ électrique. Des mesures du décalage en énergie en fonction du champ statique appliqué sont données dans les « Stark Map », comme présenté sur la figure 1.7 pour l'état $5s56d^1D_2$. Cependant, nous n'avons pas cette carte pour les états qui nous intéressent, il n'est donc pas possible actuellement d'effectuer le calcul du champ à appliquer sur les électrodes pour obtenir la résonance de Förster. Cependant, on peut observer sur ces cartes que le désaccord obtenu pour un champ de l'ordre du V cm^{-1} permet de décaler l'état de l'ordre du MHz ou GHz suivant les cas, ce qui nous laisse optimistes sur la possibilité d'atteindre notre résonance.

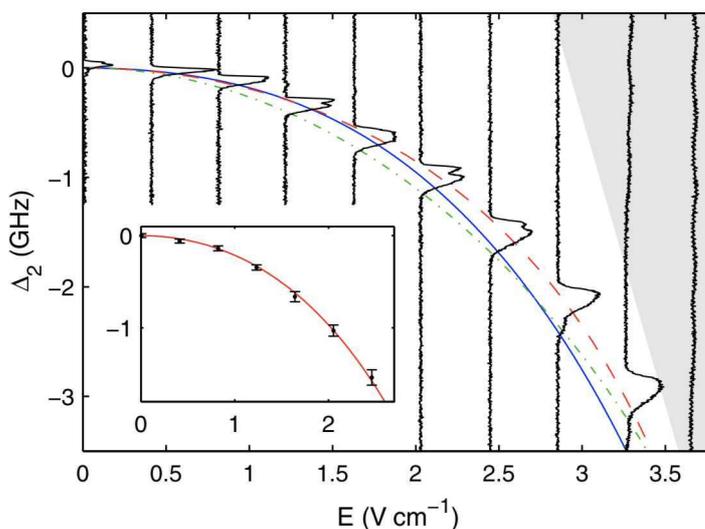


FIGURE 1.7 – Représentation du déplacement en énergie de l'état $5s56d^1D_2$ en fonction du champ en V cm^{-1} . Les courbes bleue, rouge et verte sont les résultats de simulations numériques pour $m_j = 0, 1, 2$ respectivement. L'insert montre l'ajustement obtenu après moyennage sur les m_j . Figure issue de [30].

Couplage à l'état de Rydberg souhaité par une transition à deux photons

Afin de coupler l'état fondamental avec l'état de Rydberg souhaité, la longueur d'onde du laser devrait être de 218 nm [31]. Ce type de longueur d'onde est techniquement très compliqué à utiliser (source laser, absorption dans l'air, forte absorption des substrats dans l'ultraviolet...). Une alternative est d'utiliser une transition à deux photons s'appuyant sur l'état 3P_1 : on couple de manière non résonante l'état fondamental avec l'état 3P_1 auquel on ajoute un second photon afin d'ajouter un couplage non résonant entre l'état 3P_1 et l'état de Rydberg. L'idée ici est que la force du couplage entre l'état fondamental et l'état de Rydberg est d'autant plus grand que le premier photon est proche de la résonance avec l'état 3P_1 . Cependant, il faut que le désaccord du premier photon avec la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ soit assez grand afin de limiter le nombre de photons diffusés. Un compromis entre force du couplage et taux de diffusion est donc à faire. Cette technique est utilisée sur l'expérience de T. Killian à l'Université Rice (USA) [32].

2.6 Utilisations du strontium sur d'autres expériences

De nombreuses expériences utilisent la transition de l'état fondamental $5s^2^1S_0$ vers l'état triplet $5s5p^3P_0$ dont la durée de vie est de l'ordre du millihertz sur l'isotope fermionique. La finesse de cette transition est plébiscitée pour la mise en place d'horloges atomiques ultrastables. Les propriétés électroniques du strontium le placent aujourd'hui comme élément atomique privilégié pour la construction de nouvelles expériences d'atomes froids pour l'étude de domaines bien plus diversifiés que seule-

ment l'horlogerie atomique : simulateurs quantiques, électrodynamique en cavité, information quantique, magnétisme quantique...

Parmi ces expériences, certaines utilisent un microscope à gaz quantique. Par exemple, dans le groupe de D. Weld à l'Université de Californie [33], une nouvelle expérience de microscope à gaz quantique s'intéressera à des domaines tels que des transitions de phase exotiques ou la simulation de matériaux complexes. De même, une nouvelle expérience de strontium ultrafroid est mise en place dans le groupe de S. Blatt au Max Planck Institut à Munich [34] et comportera un microscope à gaz quantiques permettant de faire de l'imagerie résolue d'atomes dans un réseau. À Amsterdam est aussi développé un objectif de microscope à gaz quantiques qui sera utilisé sur du strontium [35]. Sur cette expérience la conception de l'imagerie diffère : le microscope est situé à l'extérieur de la chambre à vide et est bien plus semblable dans sa conception à un objectif de microscope habituel.

Une liste non exhaustive des expériences utilisant du strontium est présentée dans l'annexe A.

3 Vue d'ensemble du manuscrit

Les motivations pour la réalisation d'une nouvelle expérience de strontium ultrafroid dans le but d'étudier la dynamique de relaxation de système à plusieurs corps ont été données dans la partie précédente. Ce projet résulte de travaux de recherche antérieurs menés par Marc Cheneau sur la même thématique [12]. Il a obtenu un financement européen (ERC Dynamics) en 2015 pour la réalisation de ce dispositif dont la construction a été entamée avec l'arrivée de la doctorante, désormais docteure, Anaïs Molineri en 2016. Dans sa thèse [26], Anaïs a présenté les premières étapes mises en place pour le refroidissement d'un gaz de strontium de 500 °C à quelques microkelvins. Ces étapes sont brièvement présentées dans le chapitre 2 de ma thèse.

Au terme de ce chapitre, le montage expérimental présenté comporte un four permettant de générer un gaz de strontium à partir d'un échantillon de strontium solide, un ralentisseur Zeeman ainsi qu'une chambre à vide dans laquelle sont refroidis les atomes dans un piège magnéto-optique sur les deux transitions de refroidissement évoquées précédemment. Une représentation de l'expérience est donnée sur la figure 1.8.

À cette enceinte à vide, nous avons choisi d'ajouter une seconde chambre, dite chambre de science dans laquelle nous réaliserons les expériences de dynamique hors équilibre. Le chapitre 3 détaillera en premier lieu les motivations à l'installation de cette chambre. Les spécificités de cette dernière seront ensuite présentées; j'y décrirai en particulier le système à vide, le système optique choisi pour l'imagerie *in situ* ainsi que les étapes et leurs difficultés rencontrées lors de la mise en place de cette chambre.

Afin de déplacer les atomes de la chambre du piège magnéto-optique à la chambre de science, il nous a fallu concevoir un transport sur une trentaine de centimètres. La solution choisie consiste à utiliser un piège dipolaire formé au croisement de deux faisceaux à 1064 nm. La position du piège dipolaire est déplacée à l'aide d'une platine de translation motorisée. Le chapitre 4 présente l'aspect théorique du transport optique d'atomes et fixe les caractéristiques du transport. Les solutions techniques choisies pour la réali-

sation expérimentale sont ensuite décrites dans le chapitre 5.

Le chapitre 6 présente la conception du réseau bidimensionnel dans lequel seront réalisées les expériences de dynamique hors équilibre. Celui-ci est constitué d'un réseau horizontal généré par deux faisceaux horizontaux contrapropageants, à 90° l'un de l'autre. À celui-ci est ajouté un réseau vertical utilisé pour confiner les atomes dans la direction verticale afin d'assurer un gel de la dynamique dans cette direction.

À ce jour, les étapes de refroidissement par piégeage magnéto-optique sont quasiment achevées pour des atomes de strontium 88. Cet isotope étant bien plus abondant que l'isotope 84, nous avons commencé le refroidissement sur celui-ci. Le changement d'isotope est facilement réalisable en désaccordant l'ensemble de nos laser la valeur de désaccord isotopique. Nous sommes en train de terminer la mise sous vide de la chambre de science. En parallèle, nous avons effectué un premier montage du transport sur lequel nous avons pu réaliser quelques tests. Ce manuscrit détaille ainsi les étapes suivies jusqu'à présent ainsi que la conception des montages optiques qu'il nous reste à mettre en place.

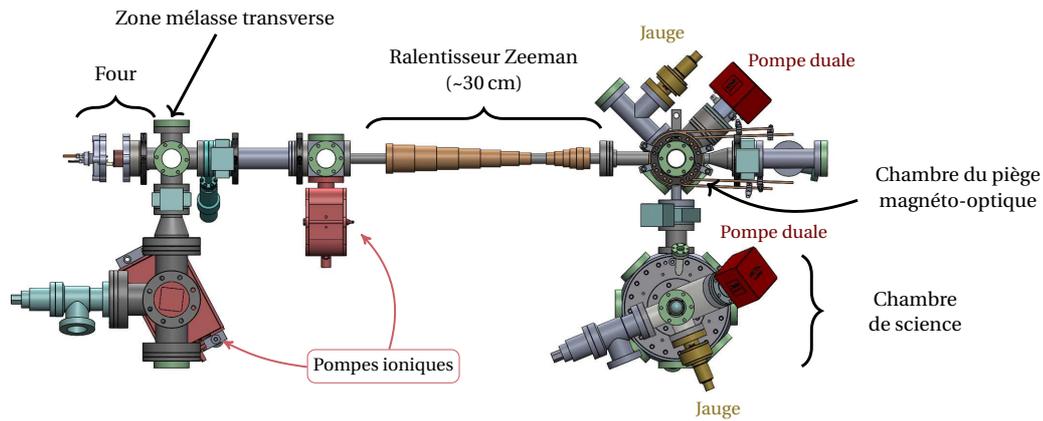


FIGURE 1.8 – Vue de l'enceinte à vide réalisée par le logiciel de CAO *Solidworks*. Un gaz de strontium est généré par le four situé à gauche. Une étape de collimation par une mélasse transverse permet ensuite de collimater le jet. Les atomes sont ensuite ralentis dans le ralentisseur Zeeman avant d'être capturés dans le piège magnéto-optique effectué sur la transition $5s^2^1S_0 \rightarrow 5s5p^1P_1$ puis sur la transition $5s^2^1S_0 \rightarrow 5s5p^3P_1$. Le nuage sera ensuite transporté dans la chambre de science dans laquelle il sera placé dans un réseau bidimensionnel et imagé par un microscope à gaz quantiques. Sur cette représentation sont montrées les pompes ioniques et duales (ionique/getter) permettant de mettre la chambre sous vide, ainsi que les jauges grâce auxquelles nous contrôlons le niveau de vide.

Du jet d'atomes au microkelvin

Sommaire

1	Génération d'un gaz d'atomes	18
2	Refroidissement sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$	20
2.1	Montage laser à 461 nm	20
2.2	Une mélasse transverse pour collimater le jet en sortie de four . . .	31
2.3	Ralentisseur Zeeman	32
2.4	Piège magnéto-optique sur la raie large	32
3	Un réservoir d'atomes dans l'état métastable 3P_2	34
4	Piège magnéto-optique sur la raie $^1S_0 - ^3P_1$: un refroidissement jusqu'au microkelvin	36
4.1	Asservissement Pound-Drever-Hall pour travailler sur la raie étroite	37
4.2	Montage complet du système laser à 689 nm	45
4.3	Piège magnéto-optique sur la raie étroite	47
5	Premières séquences expérimentales	49
6	Une spectroscopie par shelving	55
6.1	Principe	55
6.2	Le signal expérimental	58
6.3	Obtention d'un signal d'erreur	58
6.4	Sources d'élargissement du signal d'erreur	59
6.5	Amplitude du signal d'erreur	60
6.6	Forme du signal : comparaison à une simulation numérique . . .	61

Afin d'obtenir un nuage d'atomes de strontium refroidi jusqu'au microkelvin, différentes phases de refroidissement sont d'ores et déjà implémentées sur notre dispositif expérimental. Jusqu'à présent, l'espèce atomique refroidie est l'isotope 88 qui est le plus abondant. Dans le futur, ces mêmes étapes seront réalisées sur l'isotope 84, puisque c'est celui-ci que nous utiliserons dans nos expériences. Le passage d'une espèce à l'autre se fait en désaccordant l'ensemble des faisceaux de la valeur du désaccord isotopique. Je détaille dans ce chapitre en premier lieu l'obtention d'un jet d'atomes de strontium, avant de présenter successivement la collimation optique du jet d'atomes, le ralentisseur Zeeman, et le piège magnéto-optique sur la raie large $5s^2^1S_0 \rightarrow 5s^2^1P_1$. En fin de cette dernière étape, on obtient un nuage d'atomes de strontium à une température de l'ordre du millikelvin. Le nuage est ensuite refroidi jusqu'à une température de l'ordre du microkelvin grâce à un piège magnéto-optique réalisé sur la raie étroite du strontium $5s^2^1S_0 \rightarrow 5s5p^3P_1$, il est l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

1 Génération d'un gaz d'atomes

Le gaz d'atomes de strontium est généré à partir d'un échantillon solide porté à environ 600 °C. Le chauffage est réalisé par un four que nous avons fait réaliser à l'atelier mécanique de l'Institut d'Optique à partir du plan du four utilisé jusqu'alors au Laboratoire de Physique des Lasers. Il est représenté schématiquement sur la figure 2.1. L'échantillon de strontium solide est placé dans un cylindre en acier comprenant une partie réservoir et un berceau dans lesquels sont placés une quarantaine de microtubes à travers lesquels les vitesses des atomes sont filtrées spatialement. Ces microtubes mesurent 8 mm de long et 200 μm de diamètre intérieur. Le chauffage du cylindre est opéré au sein d'un élément chauffant¹ constitué de deux demi-cylindres en fibre céramique dans lesquels une grille résistive affleure la surface intérieure. Un courant de l'ordre de 4 A permet de faire chauffer le four à 450 °C. L'isolation thermique est réalisée par le bouclier thermique.

Un inconvénient de notre four est sa distance aux hublots de la mélasse transverse qui est décrite dans la partie 2.2. Suite à une propagation sur 24 cm, le jet d'atomes a le temps de s'étaler dans la direction transverse avant d'interagir avec la mélasse transverse. Afin de ne pas chauffer les hublots de la mélasse transverse ni le joint cuivre par lequel il est raccordé au reste de l'enceinte à vide, il n'est pas possible avec notre four de rapprocher sa sortie de la mélasse transverse.

Nous avons donc choisi de le remplacer par un four réalisé par le laboratoire SYRTE, spécialement conçu pour du strontium, qui nous permettra de diminuer la distance entre four et mélasse transverse à 1 cm. Ce modèle de four est très semblable à celui présenté dans l'article [36]. Un schéma donné par la figure 2.2. Ce four est constitué d'une enceinte chauffée au bout de laquelle sont placés des microtubes. Un bouclier thermique en cuivre entoure l'enceinte. L'ensemble est placé sous vide dans un tube² qui nous permettra de le connecter au reste de l'enceinte à vide. Ce tube sera affleurant au bord du blindage afin de limiter au maximum la distance entre sortie du four et interaction avec la mélasse transverse.

1. Fabricant : *WATLOW*, ref : VS102A06S-0001R

2. « port aligner », Fabricant : *UHV Design*, Ref : PA35

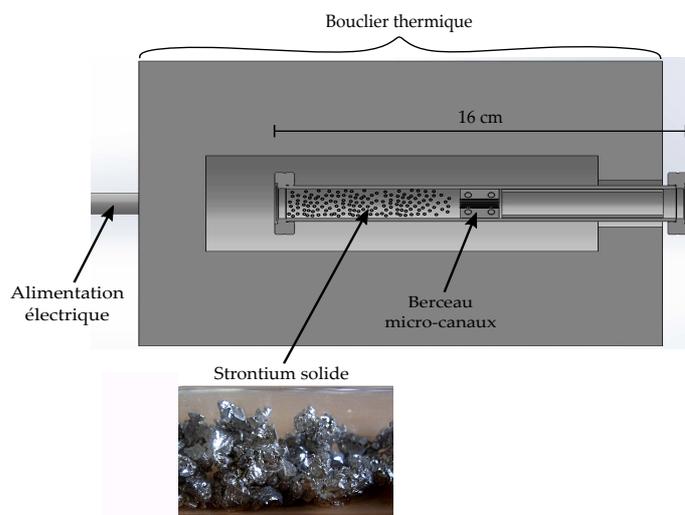


FIGURE 2.1 – Représentation schématique du four installé aujourd'hui sur notre expérience. Le strontium solide est placé dans la partie gauche du cylindre. Un berceau contenant des microtubes agit comme filtre spatial et réduit la divergence le jet d'atomes en sortie de four. L'ensemble est chauffé et isolé par un bouclier thermique constitué de deux demi-cylindres en fibre céramique. Schéma issu de la thèse d'A. Molineri [26].

Un obturateur de hublot avec actionneur pneumatique¹ est placé entre le four et le ralentisseur Zeeman afin d'éviter de couvrir le hublot Zeeman de strontium lorsque le four est allumé. Ce clapet permet aussi de couper le jet d'atome en fin de chargement de piège magnéto-optique. Afin de pouvoir changer le hublot Zeeman en cas d'obscurissement par un dépôt de strontium, une vanne a été placée entre la chambre du piège magnéto-optique et ce dernier. Nous n'avons pas encore eu besoin de le changer.

1. Fabricant : *UHV Design*, Ref : VPS38RA. Vanne pneumatique : Fabricant : *Norgren*, Ref : V51B517A-A2000

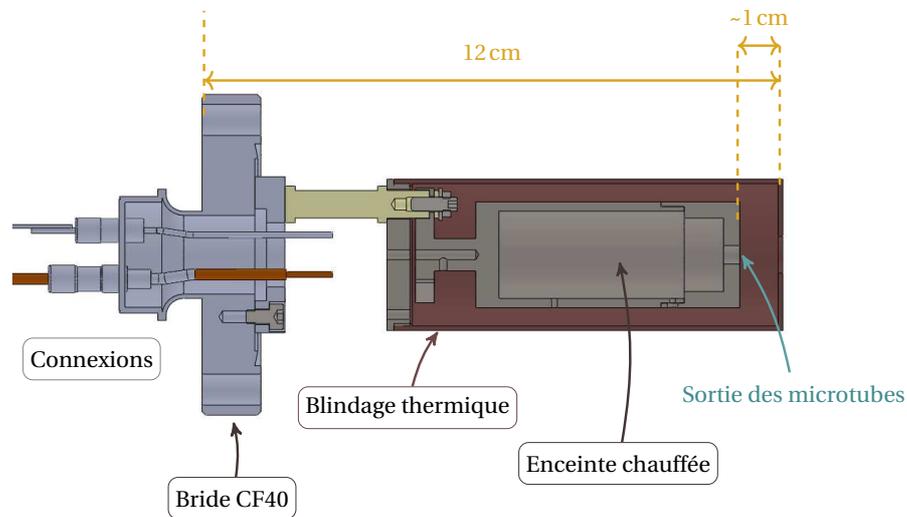


FIGURE 2.2 – Vue *Solidworks* en coupe du nouveau four à strontium commandé au laboratoire SYRTE (le modèle a été réalisé par leurs soins). L'enceinte contenant le strontium est chauffée par un fil résistif en tantale. En sortie de celle-ci se trouvent des microtubes de longueur 8 mm et de diamètre $200\ \mu\text{m}$ (non représentés ici) permettant de filtrer spatialement le jet d'atomes. Un bouclier thermique en cuivre entoure l'enceinte et sera lui-même placé dans un « port aligner » Lesker PA35-H permettant de le connecter au reste de l'enceinte à vide au moyen d'une bride *CF 40*. La distance entre la sortie du four et les hublots de la mélasse transverse sera réduite à 1 cm. Des cales en céramique (non représentées sur le schéma) permettent d'isoler le bouclier thermique du « port aligner » l'entourant.

2 Refroidissement sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$

Les premières étapes de refroidissement du jet d'atomes en sortie de four sont réalisées sur la transition à 461 nm $5s^2\ ^1S_0 \rightarrow 5s^2\ ^1P_1$, qui présente une largeur $\Gamma_B = 2\pi \times 30,5\text{MHz}$. On y réfère aussi comme la transition « large », en opposition à la transition « étroite » à 689 nm utilisée en fin de refroidissement (voir partie 4.3). Avant de les détailler, quelques spécificités de notre montage laser sont présentées.

2.1 Montage laser à 461 nm

La principale source laser à 461 nm utilisée sur notre expérience est une diode laser à cavité étendue de l'entreprise *Toptica*¹. Sa largeur spectrale est de l'ordre de 100 kHz. La largeur de notre transition étant de 30,5 MHz, nous n'avons pas besoin d'affiner la largeur spectrale de notre source pour interagir avec les atomes. Cependant, il faut accorder la fréquence de notre source avec la transition atomique sur laquelle on souhaite refroidir notre nuage d'atomes. Pour ce faire, nous avons utilisé la méthode de spectroscopie brièvement présentée dans la suite. Nous avons ensuite besoin de démultiplier notre

1. DL Pro HP à 461 nm

puissance laser, la puissance issue de notre source limitée à 50 mW n'étant pas suffisante pour l'ensemble de notre expérience. Pour ce faire, nous avons recours à l'injection de diodes esclaves. Un schéma du montage laser bleu est donné en fin de partie.

Asservissement de la source par spectroscopie

Afin d'asservir la fréquence de la source laser sur la transition considérée, une spectroscopie peut être utilisée. Une autre solution est d'asservir la source laser sur une cavité Fabry-Pérot ultrastable comme au PTB [37]. Pour réaliser une spectroscopie sur un gaz de strontium, différents supports sont disponibles. Une première possibilité est d'utiliser une cellule de spectroscopie classique, dans laquelle un échantillon solide de strontium est chauffé afin de générer un gaz que l'on peut venir sonder [38]. Une autre possibilité est d'utiliser directement le jet d'atomes en sortie du four (comme fait au Laboratoire de Physique des Lasers). Pour notre part, nous avons choisi d'utiliser une lampe à cathode creuse qui a l'avantage d'être très compacte et de ne pas avoir à être chauffée. Ce type de source est en effet disponible pour différentes espèce atomiques dont le strontium fait partie. Elle est notamment employée à l'université de Tokyo [39]. Nous asservissons notre laser sur la transition de l'isotope 88 qui est prépondérant. Ceci sera pris en compte lorsque nous chercherons à travailler sur l'isotope 84 (voir partie 2.1).

Nous utilisons une technique de spectroscopie par absorption saturée dans laquelle nous injectons environ 5 mW de puissance de notre source laser. Les deux tiers sont envoyés dans le faisceau pompe et le reste est utilisé dans la sonde. La génération du signal d'erreur permettant l'asservissement de la source laser est réalisé en utilisant une technique de transfert de modulation, qui est détaillée dans la thèse d'A. Molineri [26].

Le principe d'une telle spectroscopie est d'utiliser un faisceau pompe modulé en phase à l'aide d'un modulateur électro-optique à une fréquence ω_m . Au spectre initial du laser de fréquence ω_L s'ajoutent alors deux bandes latérales à $\omega_L + \omega_m$ et $\omega_L - \omega_m$, à condition de garder une amplitude de modulation qui ne fasse pas apparaître des bandes supplémentaires. En effet, un développement en série de Bessel du champ modulé E_m fait apparaître des bandes latérales séparées de ω_m ; en prenant $\beta \ll 1$, on ne garde que les premières bandes latérales :

$$\begin{aligned}
 E_m &= E_0 e^{-i\omega_L t} e^{-i\beta \sin(\omega_m t + \phi)} \\
 &= E_0 e^{-i\omega_L t} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} J_k(\beta) e^{-i(k\omega_m t + \phi)} \\
 &\approx E_0 e^{-i\omega_L t} \sum_{k=-1}^1 J_k(\beta) e^{-i(k\omega_m t + \phi)} \\
 &= E_0 e^{-i\omega_L t} (J_0(\beta) + J_1(\beta) e^{-i(\omega_m t + \phi)} - J_1(\beta) e^{i(\omega_m t + \phi)})
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

car $J_{-1}(\beta) = -J_1(\beta)$, où J_n est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n .

Ce faisceau pompe est colinéaire et de direction opposée au faisceau sonde. Si les interactions sont suffisamment non linéaires, une modulation apparaît sur le faisceau sonde. Ce phénomène peut être interprété comme un mélange à quatre ondes : les fréquences ω_L et $\omega_L + \omega_m$ dans le faisceau pompe se mélangent avec le faisceau sonde à

ω_L grâce au gaz de strontium qui se comporte comme un milieu non linéaire (de susceptibilité non linéaire d'ordre 3 non nulle). Le nuage d'atomes étant supposé isotrope, sa susceptibilité non linéaire d'ordre 2 est nulle (matériau centrosymétrique). Les effets non linéaires d'ordre 3 sont donc les premiers à apparaître.

Afin que ces bandes latérales interagissent avec le gaz d'atomes, l'optimum est que la fréquence de modulation soit de $\Gamma_B/2$ [40]. En effet, du point de vue des atomes, la largeur spectrale du laser est limitée par la largeur de la transition atomique, si bien qu'ils ne peuvent dissocier les bandes latérales que si elle sont séparées d'au moins la largeur de la transition. De plus, si la fréquence de modulation est grande devant la largeur de la transition, les atomes interagissant avec les bandes latérales seront de classes de vitesses différentes ce qui fera disparaître le processus de mélange à quatre ondes.

Les faisceaux étant colinéaires, en notant $\omega_{p,0} = \omega_L$, $\omega_{p,+} = \omega_L + \omega_m$ et $\omega_{p,-} = \omega_L - \omega_m$ les pulsations des trois composantes du faisceau pompe modulé et $\omega_s = \omega_L$ la pulsation du faisceau sonde, la relation d'accord de phase s'écrit tout simplement : $\omega_{p,+} - \omega_s - \omega_s = -\omega_L + \omega_m$. Ce mélange à 4 ondes permet ainsi de générer une composante à $\omega_L - \omega_m$ sur le faisceau sonde. De même, un mélange de fréquence permet de générer une composante à $\omega_L + \omega_m$ sur le faisceau sonde en utilisant la seconde bande latérale. Le battement entre les composantes du faisceau sonde est alors mesuré à l'aide d'une photodiode. Le signal obtenu est ensuite démodulé à l'aide d'un multiplieur électronique suivi d'un filtre passe-bas.

Mise en oeuvre Le faisceau laser est séparé en une partie pompe et une partie sonde qui se croisent colinéairement dans la lampe à cathode creuse. Avant de se croiser, le faisceau pompe est modulé à 28 MHz par un modulateur électro-optique¹. L'amplitude de la modulation n'a pas été quantifiée mais a été optimisée sur le signal d'erreur. Théoriquement, plus l'amplitude de la modulation est grande, plus grand sera le signal, mais elle ne doit pas être trop grande afin de ne pas faire apparaître de bandes latérales supplémentaires. La figure 2.3 montre le rapport entre le coefficient de Bessel d'ordre 2 et celui d'ordre 1 en fonction de la valeur de l'amplitude de modulation.

La fréquence de résonance du modulateur électro-optique est initialement située autour de 132 kHz (à cause d'une erreur de commande), mais nous avons modifié certains composants de son circuit résonant pour déplacer la résonance autour de 30 MHz. Celui-ci présentait notamment un transformateur dont nous avons modifié le noyau de ferrite, ainsi que le nombre de tours du bobinage afin d'ajuster la fréquence de résonance du circuit. Nous avons choisi un noyau de ferrite donc la perméabilité réelle est grande afin de maximiser le transfert du flux magnétique d'une partie du circuit à l'autre, et dont la perméabilité imaginaire est petite afin de minimiser les pertes. Le circuit a été optimisé afin de générer une résonance autour d'une trentaine de MHz. Ce travail n'ayant malheureusement pas été suffisamment documenté, nous n'avons plus les détails de ce montage. Nous n'avons aujourd'hui pas la caractérisation du modulateur électro-optique permettant de donner la valeur de l'amplitude de modulation que nous avons choisie.

Le montage électronique utilisé pour l'asservissement du laser est présenté par la figure 2.4. Le signal issu de la photodiode passe par un *Bias-Tee* afin de séparer la compo-

1. Fabricant : QUBIG, Ref : E0-0.15M3-VIS.

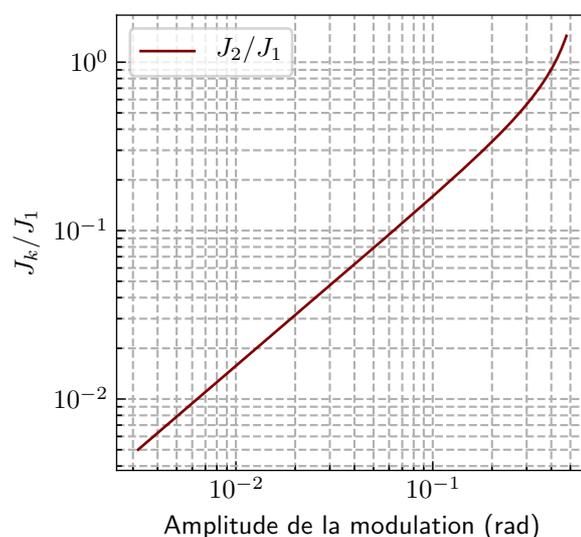


FIGURE 2.3 – Évolution du rapport entre le coefficient de Bessel d'ordre 2 et celui d'ordre 1 en fonction de l'amplitude de modulation β : $J_2(\beta)/J_1(\beta)$. Pour obtenir un facteur 100 entre l'amplitude des secondes bandes latérales et l'amplitude des premières bandes latérales, il faut choisir $\beta = 6$ mrad.

sante continue du reste du signal. Sur cette dernière, on peut observer le signal d'absorption saturée obtenu lors d'un balayage en fréquence du laser. Le signal haute fréquence est envoyé dans un amplificateur (50 dB) avant d'être démodulé grâce à un détecteur de phase auquel on envoie le signal d'oscillateur local (signal identique à celui donné au modulateur électro-optique, à une phase près que l'on règle pour optimiser le signal d'erreur). En sortie du détecteur de phase, on obtient alors le signal d'erreur que l'on envoie à l'électronique d'asservissement implémentée dans le contrôleur de notre laser (Toptica DLC Pro).

Il a été important de bien séparer le faisceau sonde du faisceau pompe au niveau de la photodiode. En effet, en utilisant un simple cube séparateur de polarisation pour séparer les faisceaux, comme les faisceaux doivent être parfaitement superposés au niveau de la lampe à cathode creuse, des réflexions parasites de la pompe arrivaient sur la photodiode et perturbaient fortement le signal d'erreur. Nous avons alors opté pour une séparation des faisceaux à l'aide d'un prisme de Wollaston en calcite¹ présentant d'une part l'avantage de générer des faisceaux dont la polarisation est plus propre (ratio entre le maximum et le minimum de transmission supérieur à 100 000 :1, contre 1000 :1 pour un cube séparateur de polarisation), et d'autre part la déviation à des angles de 20° des faisceaux en sortie du prisme, grâce à laquelle aucune réflexion du faisceau pompe sur cet élément ne peut parvenir à la photodiode. Nous avons aussi ajouté un polariseur devant la photodiode pour ne bien récupérer que le faisceau sonde.

Le signal ainsi obtenu est donné sur la figure 2.5. La rétroaction est réalisée sur le

1. Fabricant : Thorlabs, Ref : WP10

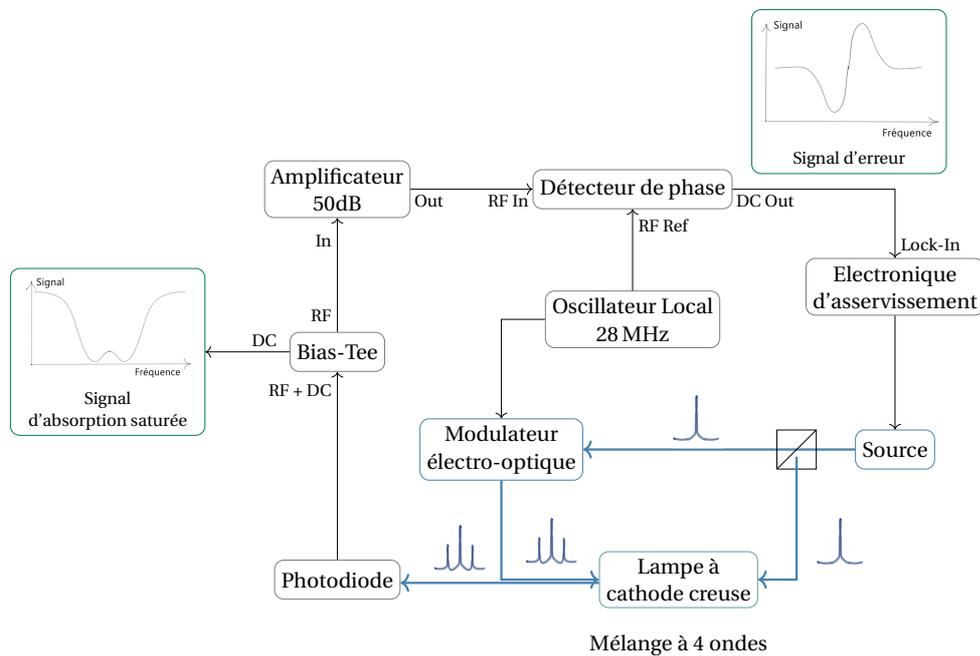


FIGURE 2.4 – Schématisation du montage électronique utilisé pour l'asservissement du laser à 461 nm sur la lampe à cathode creuse. Des bandes latérales à 28 MHz sont ajoutées au spectre du faisceau pompe par le passage à travers un modulateur électro-optique piloté par un oscillateur local. Après le mélange à 4 ondes dans la lampe à cathode creuse, des bandes latérales sont ajoutées au spectre du faisceau sonde et leur battement est mesuré par une photodiode (Fabricant : *Thorlabs*, Ref : PDA10-EC). Le signal issu de cette dernière passe par un *Bias Tee* (Fabricant : *Mini-Circuits*, Ref : ZFBT-282-1.5A+) permettant de séparer la composante continue (sur laquelle on récupère le signal d'absorption saturée) du reste du signal. Après amplification de 50 dB (Fabricant : *Fairview Microwave*, Ref : SLNA-010-50-10-SMA), le signal entre par l'entrée *RF In* d'un détecteur de phase (Fabricant : *Mini-Circuits*, Ref : ZRPD-1+). Dans l'entrée *RF Ref* est envoyé l'oscillateur local pour réaliser la démodulation. On récupère le signal d'erreur par la sortie *DC Out*. Ce dernier est envoyé à l'électronique d'asservissement du contrôleur Toptica (DLC Pro) pour réaliser la rétroaction sur la fréquence du laser.

piezo du laser afin de compenser les dérives lentes du laser. En effet, nous ne cherchons pas ici à diminuer la largeur spectrale du laser grâce à l'asservissement, son spectre étant fin devant la largeur de la transition atomique. Les valeurs du PID choisies sont :

- gain global = 0,1,
- gain proportionnel = 0,1 V/V,
- gain intégrateur = 1,7 V/V/ms,
- gain dérivateur = 0 V/V* μ s.

La calibration donnant la variation de fréquence laser en fonction de la modulation du piezo est de 1,2 MHz par mV (pour une modulation du piezo en interne).

L'asservissement obtenu est convenable : le laser reste asservi sur au moins une journée de travail sans dérive.

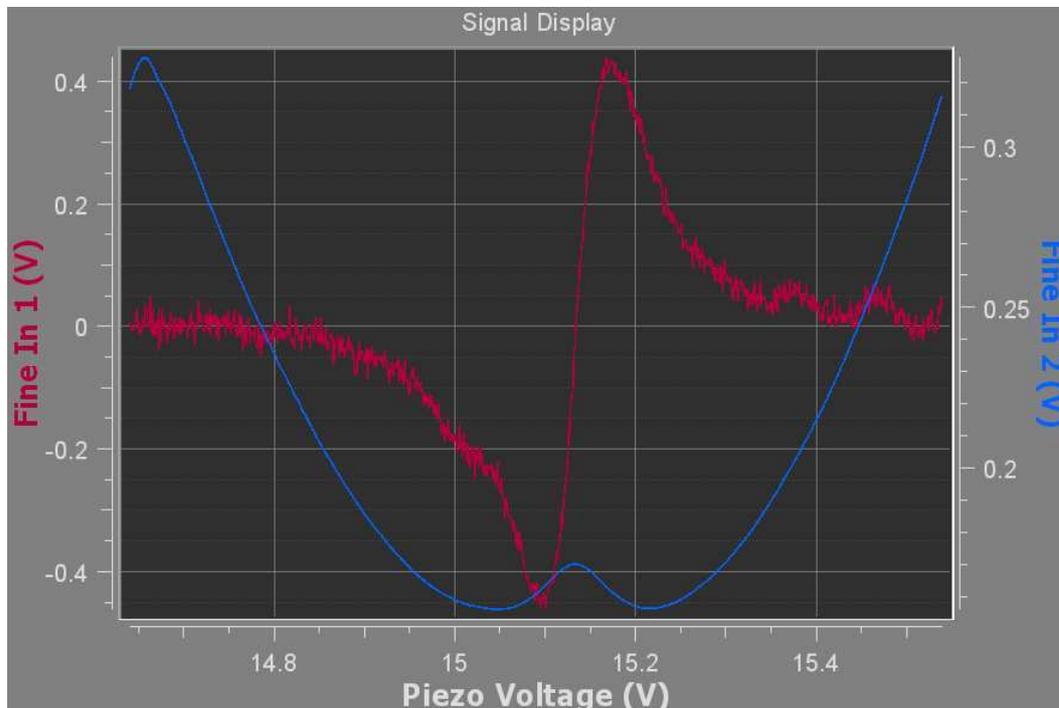


FIGURE 2.5 – Signal d’erreur obtenu pour une fréquence de modulation de 28 MHz. La plage de balayage est de 1,08 GHz. Son amplitude est de 0,9 V. Il est bien centré autour de 0. Nous asservissons le laser sur ce signal en mode *side of fringe* autour de sa valeur d’annulation.

Amplification de la puissance laser

Nous avons vu précédemment qu’une partie de la puissance laser est utilisée pour la spectroscopie. Le reste de la puissance doit être réparti entre la mélasse transverse, le ralentisseur Zeeman et le piège magnéto-optique. La puissance de notre diode laser à cavité étendue étant limitée à 50 mW^1 , nous avons souhaité l’amplifier. Les deux méthodes utilisées couramment pour obtenir un faisceau à 461 nm de forte puissance sont le doublage de fréquence en cavité à partir d’un laser à 922 nm [41] et l’injection de diodes lasers [42] pour une amplification de diode à cavité étendue. Nous avons ainsi opté pour l’injection de diodes *Nichia*² sélectionnées de sorte à ce que leur spectre naturel d’émission se trouve autour des 461 nm et émettent une puissance optique de l’ordre de la centaine de milliwatts. Celles-ci ont par contre une largeur spectrale d’émission qui peut atteindre plusieurs dizaines voir centaines de MHz. Cette largeur est due au comportement multi-modal de ces diodes : la fréquence d’émission résulte de la compétition

1. L’intensité de saturation de la transition est de 42 mW/cm^2 .
 2. Ref : NDB4216E

entre plusieurs modes susceptibles de laser. L'idée de l'injection de ces diodes esclaves par le laser asservi - alors appelé laser maître - est de venir forcer l'oscillation du mode de même fréquence que le laser maître. On s'assure qu'un tel mode peut osciller en ajustant la position de la courbe de gain de la diode esclave par une modification de la température et/ou du courant appliqué à la diode esclave. Les montures¹ choisies pour les diodes ont été imposées par le schéma de branchement inhabituel des diodes et les contrôleurs de courant et température² ont été choisis pour leur précision et faible niveau de bruit.

D'un point de vue pratique, nous injectons nos diodes esclaves en utilisant l'isolateur optique placé directement en sortie de diode esclave. Une technique que nous avons mis en place sur les conseils de Hanns-Christoph Nägerl afin d'améliorer la stabilité de notre injection est d'optimiser la forme du faisceau maître par le biais de l'injection d'une fibre optique entre laser maître et diode esclave, comme présenté sur la figure 2.6. Concrètement, on injecte à un bout de la fibre la fraction de faisceau laser esclave réfléchi au niveau du polariseur de sortie de l'isolateur et à l'autre bout le faisceau venant du laser maître. L'optimisation de l'injection de la diode esclave par le faisceau maître se réduit ainsi à l'optimisation de l'injection du faisceau esclave dans la fibre. La méthode a l'avantage de fournir une évaluation quantitative sur l'efficacité d'injection ainsi qu'un découplage total de l'alignement avec le choix du courant et de la température de la diode esclave.

En pratique, nous obtenons une injection de la perte de l'esclave dans la fibre d'environ 70 %. Nous n'avons besoin que d'environ 100 μ W en entrée de diode pour injecter ce qui est d'autant plus satisfaisant que cela nous permet de limiter le chauffage du semi-conducteur dû à la focalisation du faisceau injecteur. Une fois l'alignement de l'injection réalisé, il reste à jouer sur le courant d'alimentation de la diode afin de déplacer sa courbe de gain jusqu'à ce que la fréquence du faisceau maître se trouve sur un des modes d'oscillation de la diode esclave. On peut aussi modifier légèrement la température de la diode pour déplacer la courbe de gain, cependant il faut alors attendre que la diode thermalise. Le courant utilisé est typiquement de l'ordre de 140 mA et la température est située entre 17 et 20°.

Nous avons eu la bonne surprise de constater qu'après plusieurs mois sans utilisation, notre montage d'injection de diodes est resté stable. Nous n'avons eu qu'à optimiser l'injection de la fibre placée entre le laser maître et la diode esclave pour retrouver l'injection des trois diodes esclaves.

L'article de V. Schkolnik [42] décrit une procédure d'injection de diodes esclaves très semblable à la nôtre. Dans cet article, les auteurs relatent l'injection de diodes esclaves très similaires aux nôtres mais plus récentes et dont la puissance de sortie est bien supérieure : de l'ordre de 500 mW, là où nous n'en avons qu'environ 100 mW. Ces diodes nous seraient très utiles afin d'augmenter la puissance au niveau de la mélasse transverse et du piège magnéto-optique, pour lesquels nous souffrons d'un manque de puissance.

1. Fabricant : *Arroyo*, Ref : LaserMount 234

2. Fabricant : *Stanford Research Systems*, Ref : SR830

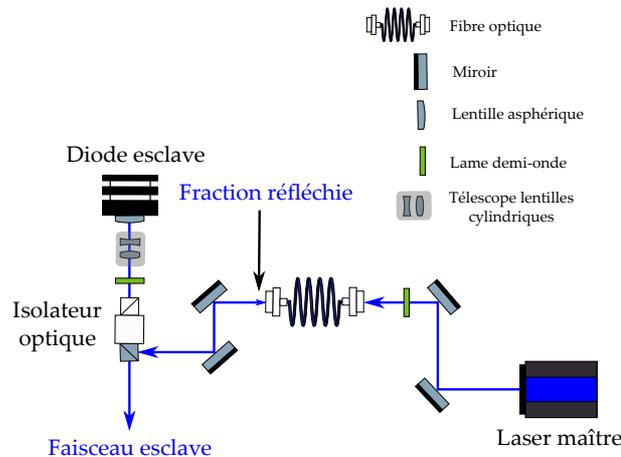


FIGURE 2.6 – Injection des diodes esclaves. Une partie du faisceau issu du laser asservi en fréquence sur la transition atomique est utilisé pour injecter une diode esclave. Ce faisceau passe à travers une fibre optique avant d’injecter la diode esclave par la réflexion du cube séparateur de polarisation situé en sortie de l’isolateur optique. On optimise la forme du faisceau maître en injectant la perte du faisceau esclave au niveau de la sortie de l’isolateur optique dans la fibre optique de laquelle est issue le faisceau maître. La fraction du faisceau esclave injectée dans la fibre optique caractérise le recouvrement entre le mode spatial du faisceau maître et celui de la diode esclave. *Schéma issu de la thèse d’A. Molineri [26].*

Montage optique complet

La figure 2.7 présente le système laser bleu dans son ensemble. On observe qu’une portion du faisceau laser est utilisée pour asservir le laser à l’aide d’une spectroscopie. Le faisceau ainsi accordé en fréquence sur la transition $5s^2^1S_0 - 5s^2^1P_1$ du strontium 88 est envoyé vers un modulateur acousto-optique en double passage qui modifie la fréquence du laser de la valeur de désaccord isotopique (271 MHz) afin de passer simplement de l’isotope 88 à l’isotope 84. Nous avons choisi de passer par le modulateur acousto-optique lorsque l’on travaille sur l’isotope 88, et de l’éviter lorsque l’on travaille avec le strontium 84, afin d’optimiser la puissance laser dans ce second cas. Les fréquences utilisées sur ces modulateurs acousto-optiques sont rassemblées dans la figure 2.8. Le faisceau est ensuite séparé en trois parties, chacune allant vers une diode esclave à injecter. Nous avons choisi d’utiliser une diode esclave par partie du montage : la mélasse transverse, le ralentisseur Zeeman et le piège magnéto-optique. Chacune d’entre elle émet une puissance de l’ordre de 100 mW. Avant chaque injection, le faisceau passe par un modulateur acousto-optique monté en double-passage, afin de pouvoir adapter finement et indépendamment la fréquence du faisceau pour chacune de ces trois étapes. Le faisceau entre ensuite dans une fibre optique avant d’injecter la diode esclave comme détaillé dans la partie précédente. Le faisceau en sortie de diode esclave passe toujours par un modulateur acousto-optique en simple passage qui permet d’allumer et d’éteindre le faisceau rapidement. Pour plus de lisibilité, la description des décalages de fréquences des différents modulateurs acousto-optiques utilisés pour chacune des diodes esclaves est donnée dans la figure 2.8 en fonction de l’isotope sur lequel on sou-

haite travailler. Les faisceaux issus des diodes esclaves sont finalement injectés dans des fibres et guidés vers la table optique sur laquelle se trouve l'enceinte à vide. Les fibres optiques utilisées sont fournies par *Schäfter Kirchhoff*¹ et sont spécifiées pour la longueur d'onde 461 nm. Cependant, nous avons pu observer au fil des mois ce qui nous semble être une usure de celle-ci qui se caractérise par une baisse de l'efficacité d'injection optimale². De même, les modulateurs acousto-optiques dont la fréquence est de 200 MHz et 250 MHz semblent s'être légèrement obscurcis avec le temps. L'efficacité optimale est obtenue avec un faisceau très focalisé (diamètre de 200 μm à $1/e^2$) ce qui pourrait expliquer que la forte intensité locale ait entraîné une baisse de la transmission de 97 % à 77 %. La fibre utilisée pour le piège magnéto-optique va vers un *cluster* fibré du fabricant *Schäfter Kirchhoff*. Celui-ci permet de distribuer la puissance optique dans trois sorties fibrées, qui sont elles mêmes raccordées directement sur le montage optique au niveau de l'enceinte à vide. De même, un cluster est placé en amont de la mélasse transverse afin de séparer le faisceau en deux faisceaux de même intensité.

1. Ref : PMC-E-400Si-2.8-NA011-3-APC.EC

2. Nous avons cependant eu des échos d'autres expériences utilisant ces mêmes fibres avec des puissances plus élevées sans en voir d'usure.

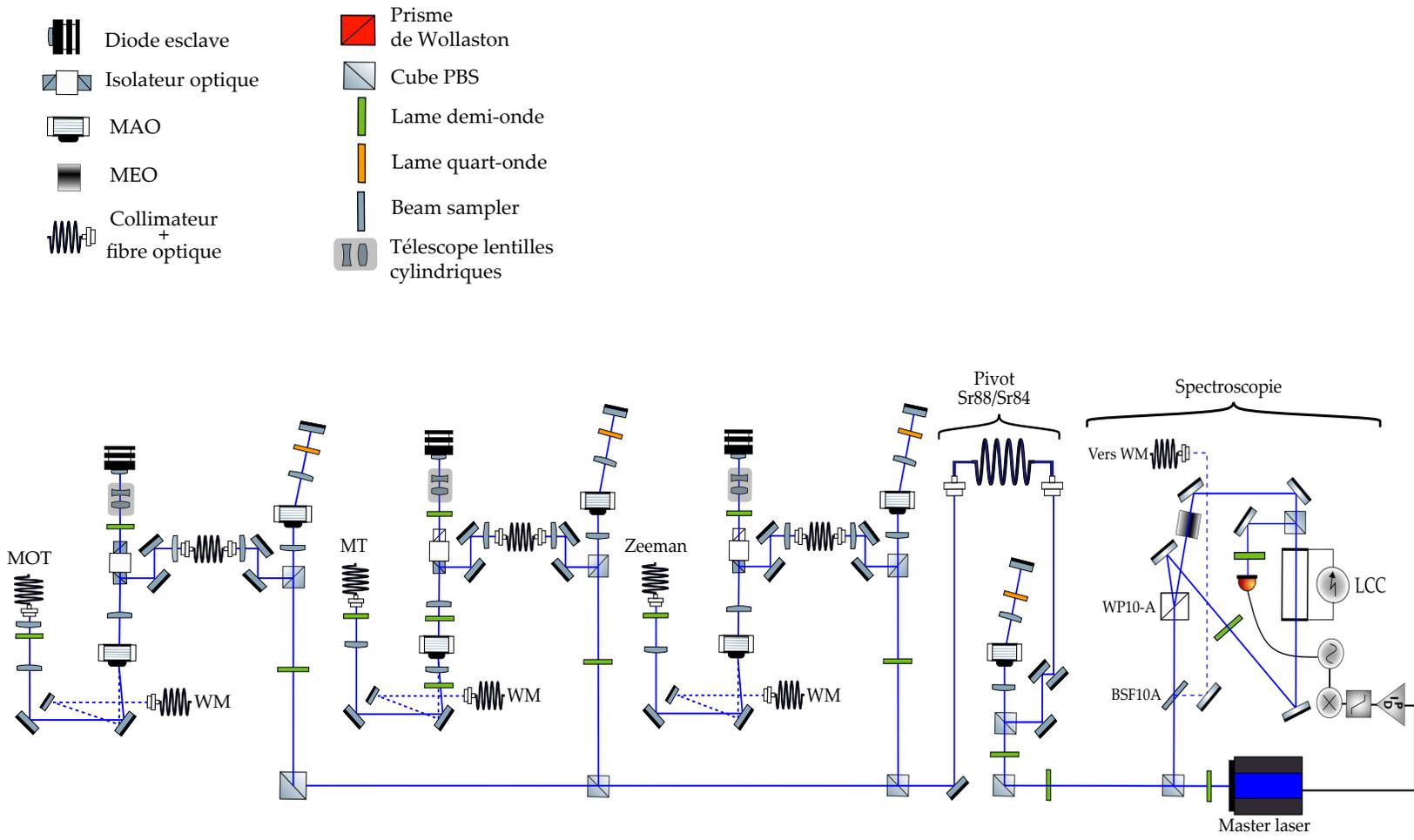


FIGURE 2.7 – Schéma du montage complet. Schéma issu de la thèse d'A. Molinari [26].

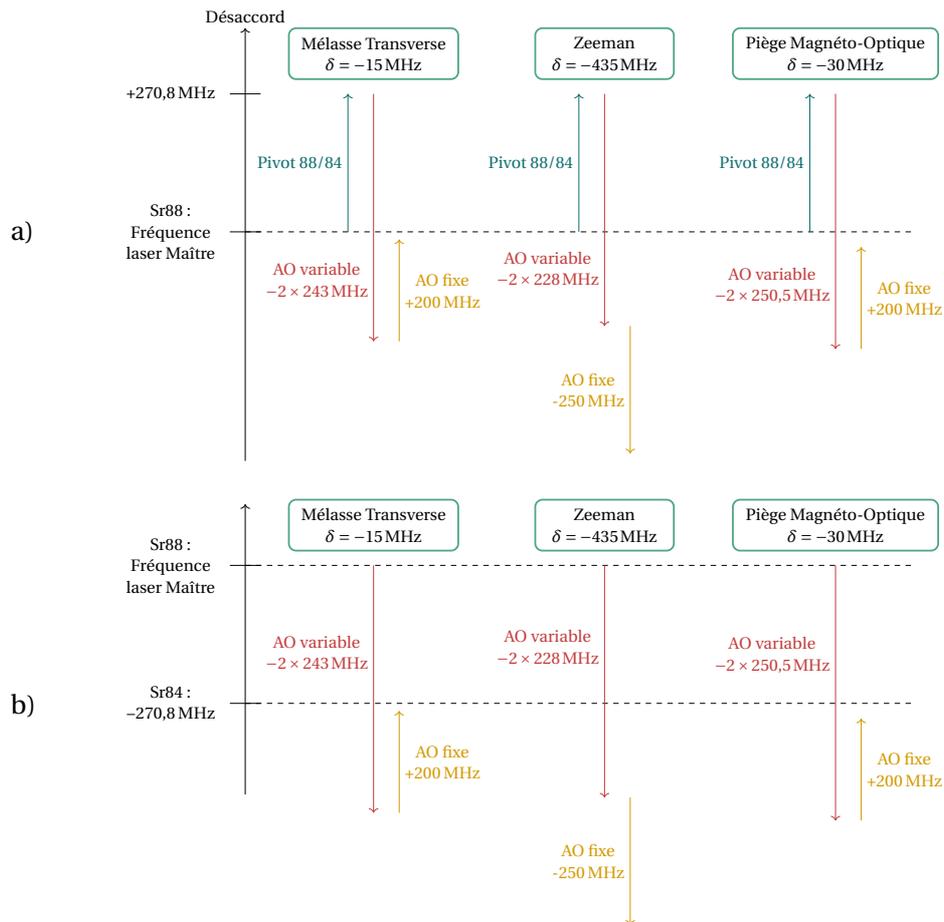


FIGURE 2.8 – Fréquence des différents modulateurs acousto-optiques permettant de se placer au bon désaccord par rapport à l'espèce étudiée pour la mélasse transverse, le ralentisseur Zeeman ainsi que le piège magnéto-optique. Le laser maître est asservi sur une lampe à cathode creuse, il est à résonance avec la raie $^1S_0 - ^1P_1$ du strontium 88. Le cas **a)** présente les modulateurs acousto-optiques utilisés lorsque l'on travaille sur l'isotope 88. Pour passer sur l'isotope 84, (cas **b)**) il suffit de ne pas passer par le modulateur acousto-optique (*Pivot*).

2.2 Une mélasse transverse pour collimater le jet en sortie de four

En sortie de four, une mélasse transverse a été installée. Celle-ci consiste à collimater le jet d'atome en utilisant la force de pression de radiation exercée par un faisceau proche de résonance sur le jet d'atomes. Afin de maximiser la force de pression de radiation, la transition utilisée pour cette étape de collimation est la transition large $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$. De manière à réduire la vitesse du jet d'atomes dans le plan transverse, on l'éclaire par deux paires de faisceaux contrapropageants, polarisés linéairement, à 90° l'une de l'autre, comme présenté sur le schéma 2.9. Le désaccord optimal entre les faisceaux et la transition atomique $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ doit être de l'ordre de $\frac{\Gamma_B}{2}$ [43]. Les faisceaux utilisés pour réaliser la mélasse transverse sont circulaires, de rayon 5 mm et présentent une puissance de 12 mW dans chacune des directions. En pratique, nous n'avons pas vu d'effet de la mélasse transverse sur la quantité d'atomes capturés dans le piège magnéto-optique. Nous l'attribuons à un mauvais alignement des faisceaux. En effet, s'ils ne sont pas orthogonaux au jet d'atome, les atomes pourraient être déviés plutôt que collimatés. De plus, la puissance des faisceaux mélasse n'est pas suffisante pour saturer la transition et obtenir un faisceau assez large pour interagir avec suffisamment d'atomes.

Nous avons commencé à travailler récemment sur une simulation nous permettant d'évaluer la proportion d'atomes pouvant être capturés dans le piège magnéto-optique en fonction des différents paramètres de la mélasse transverse. Cette simulation consiste à appliquer le second principe de la dynamique à un ensemble d'atomes issus du four avec des vitesses tirées aléatoirement suivant une distribution issue de la référence [44] aux atomes issus du four, ceux-ci étant soumis à la force de pression de radiation des faisceaux mélasse transverse. Les détails de cette simulation seront présentés dans la thèse de Romaric Journet. On en a déterminé que le gain actuel de notre mélasse transverse ne pouvait être au mieux que d'un facteur 2 par rapport à l'absence de mélasse. Les premiers résultats de la simulation nous ont encouragés à effectuer quelques modifications. La première est de rapprocher la sortie du four de la mélasse transverse. En effet, la sortie du four que nous utilisons aujourd'hui est placée 24 cm avant l'interaction avec la mélasse transverse. En utilisant le four du laboratoire SYRTE (voir partie 1), nous pourrions réduire cette distance jusqu'à 1 cm ou moins, ce qui devrait nous permettre de gagner à peu près un facteur 4 sur le nombre d'atomes capturés dans le piège magnéto-optique. De plus, nous songeons à mettre en place des diodes esclaves dont la puissance optique de sortie serait de 500 mW^1 qui nous permettraient d'être plus saturants tout en augmentant la taille du faisceau le long de l'axe de propagation du jet pour augmenter le temps d'interaction entre atomes et laser. En la combinant avec le nouveau four, nous devrions augmenter le flux d'atomes piégés dans le piège magnéto-optique d'un facteur 25 par rapport à la situation actuelle.

1. Fabricant : *Nichia*, Ref : NDB4216

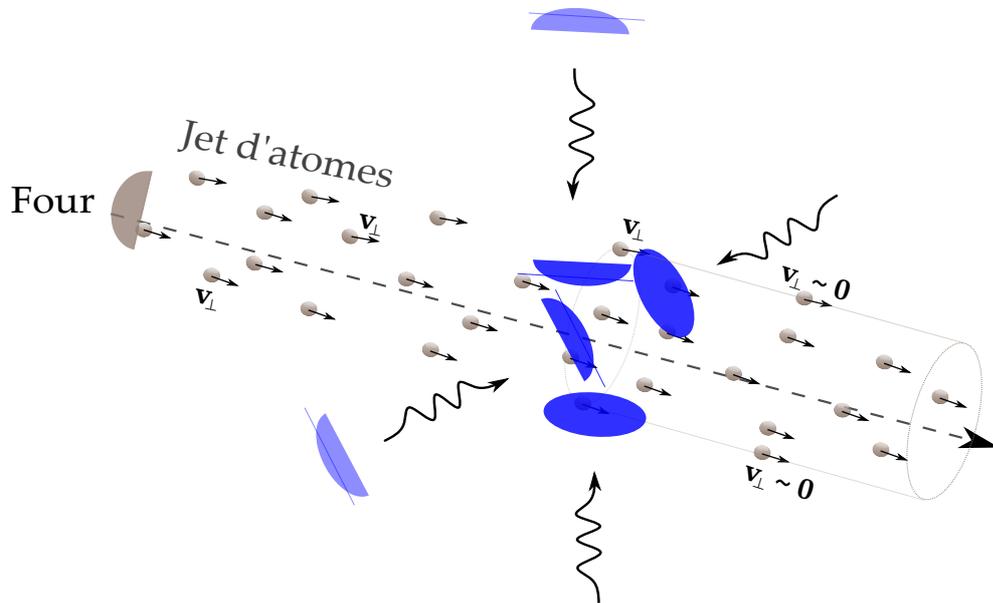


FIGURE 2.9 – Représentation schématisée des faisceaux constituant la mélasse transverse opérée en sortie de four. Elle est constituée de deux faisceaux contrapropageants dont les axes de propagation sont orthogonaux à l'axe du jet d'atomes. La force de pression de radiation exercée par les faisceaux sur les atomes permet de réduire leur vitesse transverse, et ainsi de collimater le jet. *Schéma issu de la thèse d'A. Molineri [26].*

2.3 Ralentisseur Zeeman

Après l'étape de collimation du faisceau par la mélasse transverse, la vitesse longitudinale des atomes est de l'ordre de 400 m/s. Or, la vitesse de capture du piège magnéto-optique est de l'ordre de quelques mètres par seconde. Afin d'augmenter la probabilité de capture des atomes dans le piège magnéto-optique, nous avons mis en place un ralentisseur Zeeman. Ce dernier a été conçu pour ralentir les atomes de vitesse longitudinale inférieure à 420 m s⁻¹ jusqu'à une vitesse de 1,5 m s⁻¹. Le désaccord du faisceau par rapport à la transition est de 435 MHz. Les détails de la conception du ralentisseur Zeeman sont présentés dans la thèse d'A. Molineri [26].

2.4 Piège magnéto-optique sur la raie large

En sortie du ralentisseur Zeeman les atomes entrent dans la chambre du piège magnéto-optique dans laquelle ils sont illuminés par trois faisceaux rétro réfléchis désaccordés de l'ordre de $\Gamma_B = 2\pi \times 30,5 \text{ MHz}$ par rapport à la transition $^1S_0 - ^1P_1$. Le diamètre de ces faisceaux est de 1 cm, comparable à la taille des hublots (diamètre : 15 mm). Leur intensité est de l'ordre de 13 mW/cm², correspondant à $0.3I_{\text{sat}, B}$ avec $I_{\text{sat}, B}$ l'intensité de saturation de la transition $^1S_0 - ^1P_1$. L'idéal serait de pouvoir saturer la transition,

1. La vitesse finale est facilement ajustable par modification du désaccord du faisceau laser Zeeman.

malheureusement nous n'avons à ce jour pas assez de puissance laser disponible. Les faisceaux sont polarisés circulairement, comme présenté sur la figure 2.10. Le champ magnétique permettant de générer la force de rappel caractéristique d'un piège magnéto-optique est généré par deux bobines en configuration anti-Helmoltz. Celle-ci permet d'obtenir une annulation du champ magnétique au centre de la chambre ainsi qu'un gradient de champ magnétique au voisinage du centre constant. Ce dernier prend un facteur 2 dans la direction verticale (axe des bobines), par rapport aux deux directions horizontales. Le courant passant dans les bobines a été choisi afin de générer un gradient de champ magnétique de l'ordre de 60 G cm^{-1} dans la direction verticale. Ce champ magnétique est bien plus élevé que nécessaire, mais nous verrons dans la partie suivante qu'il est utile pour piéger magnéto-optiquement les atomes présents dans l'état 3P_2 qui possèdent un moment magnétique non nul. Il n'est donc pas optimisé pour le chargement du piège magnéto-optique, mais pour le taux de chargement du réservoir d'états métastables, correspondant aux atomes dans l'état 3P_2 stockés dans le piège magnéto-optique.

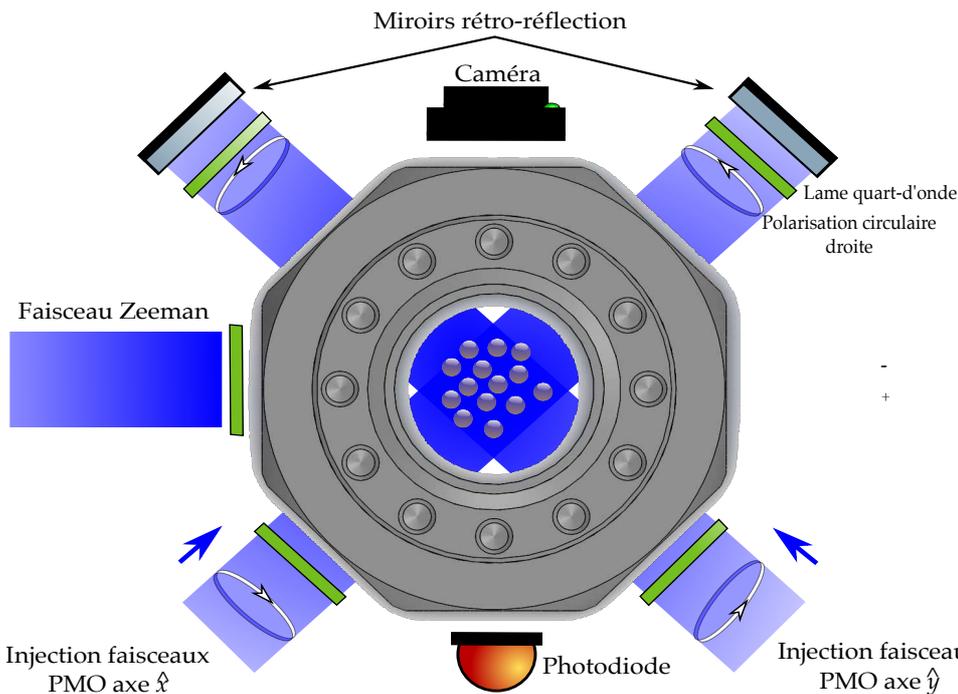


FIGURE 2.10 – Schéma de la chambre du piège magnéto-optique vue du dessus. Notre piège est constitué de 3 paires de faisceaux contrapropageants, permettant de refroidir les atomes dans les trois directions de l'espace. Ils ont un diamètre d'environ 1 cm, et une puissance de 5 mW et sont polarisés circulairement. Le champ magnétique est généré par deux bobines placées de part et d'autre de la chambre du piège magnéto-optique. L'axe des bobines coïncide avec la direction verticale, elles sont montées en configuration anti-Helmoltz. Le gradient de champ magnétique utilisé est de l'ordre de 60 G cm^{-1} dans la direction verticale. *Schéma issu de la thèse d'A. Molineri [26].*

La figure 2.11 est une photographie d'un nuage d'atomes de strontium 88 refroidi dans le piège magnéto-optique sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$. Les dimensions de ce nuage sont de 0,4 mm de diamètre dans le plan horizontal et 0,2 mm dans le plan vertical. À partir de cette image et d'une courbe de fluorescence obtenue lors du chargement d'un piège magnéto-optique, nous avons pu estimer le nombre d'atomes à l'état stationnaire dans notre piège magnéto-optique à environ $23 \cdot 10^3$. Le temps de chargement du piège magnéto-optique est évalué à 12 ms et son temps de vie est de l'ordre de 10 ms [26]. La température du nuage n'a pas été mesurée; on sait néanmoins que la température minimale accessible est donnée par la température Doppler : $T_{\min} = \frac{\hbar\Gamma_B}{2k_B} = 0,7$ mK.

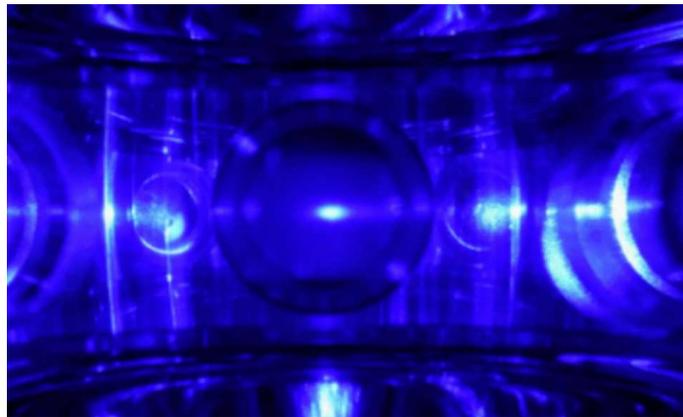


FIGURE 2.11 – Photographie d'un nuage de strontium 88 piégé dans le piège magnéto-optique sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$ prise en mars 2018 au travers d'un des hublots de la chambre à vide. On peut distinguer nettement au centre le nuage d'atomes fluorescer à 461 nm, longueur d'onde de la transition sur laquelle on le refroidit. On peut voir aussi deux autres hublots ainsi que des réflexions parasites sur les parois de la chambre à vide. Sur cette image le nuage mesure environ 0,4 mm de diamètre dans le plan horizontal et 0,2 mm dans le plan vertical. Cette ellipticité découle du gradient de champ magnétique deux fois plus important sur l'axe vertical que dans le plan horizontal.

Dans cette partie, le montage laser à 461 nm utilisé pour le refroidissement des atomes de strontium de la transition $^1S_0 - ^1P_1$ a été détaillé, de l'asservissement en fréquence du laser via une spectroscopie par absorption saturée à l'injection de diodes *esclaves* permettant d'amplifier la puissance laser. Nous avons ensuite vu les différentes étapes de collimation du jet, de ralentisseur Zeeman et enfin de piège magnéto-optique sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$.

3 Un réservoir d'atomes dans l'état métastable 3P_2

De par la très faible abondance de l'isotope 84 le piège magnéto-optique bleu n'est pas efficace, le flux d'atomes entrant étant vite compensé par les pertes (collisions inélastiques), même en utilisant un laser repompeur pour recycler les atomes qui fuient vers l'état 1D_2 . Pour contrecarrer ce problème, on ne repompe pas les atomes qui tombent dans l'état 3P_2 . Le sous-niveau Zeeman pour lequel le champ magnétique

du piège magnéto-optique est piégeant forme un réservoir que l'on peut remplir aussi longtemps que nécessaire. En l'absence de repompeur, le nombre d'atomes peuplant l'état 3P_1 est faible à chaque instant, ce qui réduit grandement les pertes par collisions inélastiques, et augmente donc le niveau de saturation du réservoir par rapport à ce qu'on obtiendrait dans un piège magnéto-optique avec faisceau repompeur allumé. On utilise alors un fort gradient de champ magnétique pour le piège magnéto-optique afin de confiner les atomes dans l'état 3P_2 dans un volume de taille raisonnable (qu'il faudra ensuite transférer dans le piège magnéto-optique rouge).

La récupération des atomes est réalisée à l'aide d'un laser à résonance avec la transition $5s5p^3P_2 - 5s6d^3D_2$, à 403 nm. Pour ce faire, nous utilisons une diode laser à cavité étendue de l'entreprise *Toptica*¹. Cette diode présente une largeur spectrale de l'ordre de la centaine de kilohertz. La transition que nous souhaitons adresser ayant une largeur de l'ordre de 2 MHz [45], nous avons travaillé jusqu'à présent sans asservir le laser et en balayant sa fréquence de quelques MHz afin de passer sur la transition atomique. Une amélioration serait de l'asservir sur notre cavité Fabry Perot ultra-stable, déjà utilisée pour l'asservissement du laser à 689 nm. Nous avons tenté d'observer l'absorption du repompeur sur la lampe à cathode creuse mais n'avons pas obtenu de signal suffisant pour asservir la fréquence du laser.

Nous avons réalisé une mesure du temps de vie dans l'état métastable et nous l'avons évalué à 16 s [26]. Pour réaliser cette mesure, nous avons accumulé des atomes dans l'état métastable en laissant le piège magnéto-optique à 461 nm allumé pendant quelques secondes (en refroidissant l'isotope 88). Le piège est ensuite coupé et le clapet d'admission d'atomes fermé. Nous attendons ensuite un temps compris entre 0 et 50 s avant d'éclairer les atomes avec le repompeur et le faisceau à 461 nm. La fluorescence des atomes est mesurée à l'aide d'une photodiode. Le temps de vie dans le piège magnétique est principalement limité par les collisions avec les atomes du gaz résiduel (le temps de vie dans l'état métastable est de l'ordre de 10^3 s). De ce fait, nous avons utilisé un ajustement exponentiel de la forme $I(\Delta t) = I_0 \exp(-\Delta t/\tau)$ pour estimer le temps de vie dans le piège magnétique.

1. DL Pro HP à 461 nm.

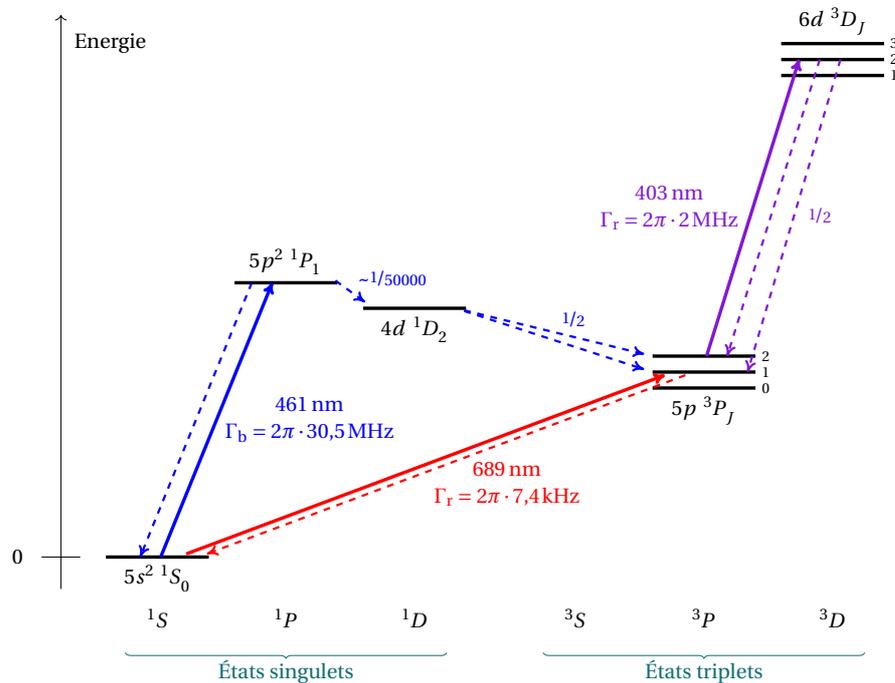


FIGURE 2.12 – Ensemble des niveaux atomiques de l'atome de strontium utilisés pour son refroidissement. Au cours du refroidissement dans le piège magnéto-optique bleu, une partie des atomes tombe dans l'état métastable 3P_2 et y est piégé magnétiquement à l'aide du gradient de champ magnétique généré pour le piège magnéto-optique bleu. Lorsque l'on a suffisamment d'atomes dans cet état on peut couper les faisceaux à 461 nm. On utilise ensuite un faisceau résonant avec la transition $^3P_2 - ^3D_2$, afin de repomper nos atomes. Ils peuvent ensuite être refroidis par le piège magnéto-optique rouge.

4 Piège magnéto-optique sur la raie $^1S_0 - ^3P_1$: un refroidissement jusqu'au microkelvin

La raie d'intercombinaison du strontium offre la possibilité d'une seconde étape de refroidissement après le piège magnéto-optique bleu. Ceci nous permet d'augmenter la densité de notre nuage d'atomes dans l'espace des phases et ainsi d'atteindre plus efficacement la condensation de Bose-Einstein. Elle correspond à la transition $^1S_0 - ^3P_1$, la longueur d'onde correspondante est de 689 nm et sa largeur est de 7,4 kHz. La transition est ici 4000 fois plus étroite que pour le refroidissement sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$, c'est ce qui va nous permettre de descendre beaucoup plus bas en température qu'avec le piège magnéto-optique sur la raie large. En général, la température minimale que l'on peut atteindre grâce au piège magnéto-optique étant donnée par la température Doppler, on pourrait s'attendre à descendre jusqu'à des températures de l'ordre de $0,2 \mu\text{K}$. Cependant, pour les transitions de l'ordre du kilohertz, ce n'est plus la température limite Doppler, mais l'énergie de recul qui donne la température minimale atteignable.

Section 4 Piège magnéto-optique sur la raie $^1S_0 - ^3P_1$: un refroidissement jusqu'au microkelvin

La température de recul est alors donnée par $T_{\text{rec}} = 2k^2/k_B m$ où $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde du champ lumineux et λ la longueur d'onde. Dans le cas de la transition étroite, on trouve une température de recul de $0,5 \mu\text{K}$. La température minimale atteignable est $T_{\text{rec}}/2$: les limites Doppler et recul coïncident donc pour notre transition étroite.

Une première étape pour réaliser le refroidissement sur cette transition est d'obtenir une source dont la largeur spectrale soit inférieure à la largeur de la transition. En effet, si la largeur spectrale du laser utilisé pour adresser les atomes était plus grande que la largeur de la transition atomique, cela limiterait la température minimale accessible par le piège magnéto-optique. Je présente dans cette partie le montage laser qui nous permet de refroidir sur cette transition, avec en particulier la technique de spectroscopie que nous avons utilisée pour nous placer à résonance avec la transition atomique. Je présente ensuite notre premier protocole de piège magnéto-optique sur la transition rouge, avant de détailler la séquence expérimentale qui nous a permis d'observer nos premiers nuages d'atomes refroidis dans un piège magnéto-optique sur la transition étroite.

4.1 Asservissement Pound-Drever-Hall pour travailler sur la raie étroite

La source laser que nous utilisons est une diode laser à cavité étendue du fabricant *Toptica*¹. Celle-ci présente une largeur spectrale de l'ordre de la centaine de kHz. Comme dit précédemment, si la largeur spectrale de la source est supérieure à la largeur de la transition nous ne pourrions pas refroidir nos atomes jusqu'à la température minimale possible. De ce fait, le montage laser pour cette transition est complexifié par rapport au montage de la source à 461 nm . Afin d'affiner spectralement notre source, avons opté pour une technique usuelle : l'asservissement Pound-Drever-Hall [46] ; il consiste à asservir la fréquence du laser sur une cavité Fabry-Pérot.

Cavité Fabry-Pérot utilisée

La cavité que nous utilisons est une cavité *Stable Laser Systems* produite en matériau ultra faible expansion (ULE) dont on injecte le mode transverse TEM00. Elle mesure 10 cm de long, son intervalle spectral libre est ainsi $\Delta f_{\text{ISL}} = 1,5 \text{ GHz}$. Le diamètre des miroirs la constituant est de $2,5 \text{ cm}$. Cette cavité est maintenue sous vide et à une température constante de 53° , correspondante à la température de *zero-crossing* du matériau ULE à laquelle le coefficient de dilatation thermique s'annule. Nous avons effectué une mesure du temps de vie des photons dans la cavité en observant l'extinction du faisceau en transmission de la cavité² [26]. Nous avons obtenu un temps de vie $\tau = 1,94 \mu\text{s}$, ce qui nous a permis de remonter à la valeur de la largeur spectrale des modes de la cavité : $\delta f = 1/2\pi\tau = 80 \text{ kHz}$. La finesse de la cavité est définie par $\mathcal{F} = \frac{\Delta f_{\text{ISL}}}{\delta f} = 19 \cdot 10^3$, ce qui est meilleur que la valeur annoncée par le fabricant ($16 \cdot 10^3$). La dérive de fréquence de notre cavité a été mesurée à l'aide de la spectroscopie mise en place sur la transition rouge (discutée plus bas dans cette partie). Nous avons observé une dérive linéaire

1. DL Pro HP à 689 nm .

2. Nous avons utilisé un modulateur acousto-optique dont la vitesse d'extinction est de 160 ns mm^{-1} , ce qui permet d'éteindre notre faisceau d' 1 mm de diamètre en 160 ns .

sur quelques semaines dont la pente est de l'ordre de 155 mHz s^{-1} (courbe donnée dans notre article en annexe C, figure B1). Une étude de la dérive d'une cavité en matériau ULE est donné dans l'article de Dubé et al [47]. Ils obtiennent le même ordre de grandeur pour la dérive de leur cavité lorsque celle-ci n'était sous vide que depuis quelque mois (ce qui était alors notre cas). D'ailleurs, selon cette source, la dérive de notre cavité devrait diminuer avec le temps jusqu'à être de l'ordre de 10 mHz s^{-1} au bout de plusieurs années.

Principe de fonctionnement de l'asservissement

Afin d'asservir notre laser, une partie du faisceau est modulée en phase à 30 MHz par un modulateur électro-optique en espace libre¹ pour générer des bandes latérales sur le spectre du laser. Le faisceau modulé passe ensuite par un modulateur électro-optique large bande fibré² qui permet de venir accorder une bande latérale du faisceau sur un des modes longitudinaux de la cavité Fabry-Pérot tout en laissant la porteuse à résonance avec la transition atomique. Un cube séparateur de polarisation suivi d'une lame quart d'onde sont placés juste avant la cavité Fabry-Pérot. Ces éléments nous permettent de récupérer la lumière réfléchi par la cavité sur une photodiode, comme représenté sur la figure 2.13. On extrait l'amplitude des battements à la fréquence de modulation (30 MHz), qui correspondent à la somme des battements entre la porteuse et chacune de ses bandes latérales. La largeur spectrale du mode de la cavité, évaluée à 80 kHz, est bien inférieure à la fréquence de modulation appliquée au laser (30 MHz). De ce fait, les bandes latérales sont toutes les deux réfléchies à l'entrée de la cavité. Lorsque la porteuse est à résonance, et même si elle n'est pas intégralement transmise, les battements entre la réflexion de la porteuse et chacune des bandes latérales sont de même amplitude et de phases opposées, et se compensent donc exactement. L'amplitude des battements est alors nulle. Par contre, lorsque la porteuse est légèrement désaccordée, les battements entre la porteuse et les deux bandes latérales ne sont plus en opposition de phase et ne se compensent plus. Les phases de ces dernières étant de signes opposés, on obtient un signal de forme dispersive grâce auquel nous pouvons asservir la fréquence de notre source laser.

Description mathématique

- **Modulation du champ en sortie du laser**

On considère le champ issu du laser, à une fréquence f : $E = E_0 e^{-2i\pi f t}$ modulé en phase à 30 MHz. L'expression du champ obtenu est ainsi : $E_m = E_0 e^{-2i\pi f t} e^{-i\beta \sin 2\pi f_m t}$, où β est l'amplitude de la modulation et $f_m = 30 \text{ MHz}$ la fréquence de modulation. En gardant une modulation suffisamment faible ($\beta \ll 1$), le champ électrique peut se réécrire sous la forme :

1. Fabricant : QUBIG, Ref : EO-T30L3-NIR

2. Fabricant : Jenoptik, Ref : PM660, temps de montée : 200 ps.

Section 4 Piège magnéto-optique sur la raie $^1S_0 - ^3P_1$: un refroidissement jusqu'au microkelvin

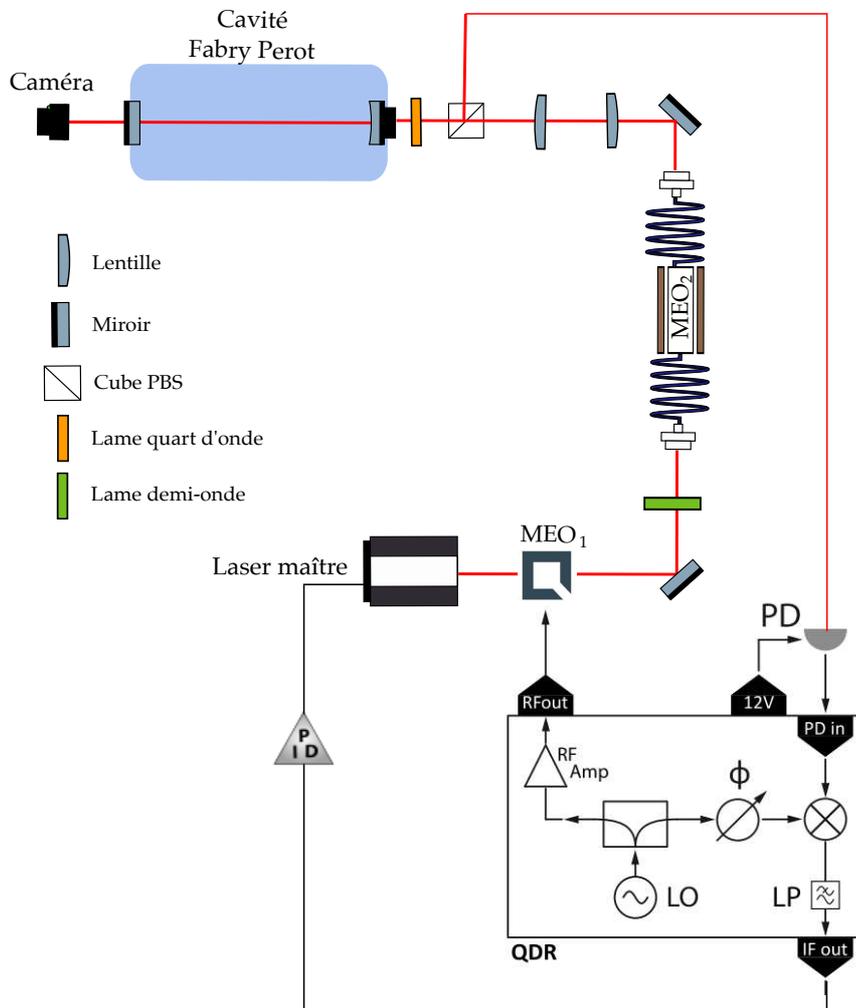


FIGURE 2.13 – Montage utilisé pour l’asservissement de la source à 689 nm. Une partie du faisceau laser est modulée par un premier modulateur électro-optique noté MEO₁, qui génère deux bandes latérales de phases opposées écartées de 30 MHz de la fréquence porteuse. Le faisceau est ensuite injecté dans un modulateur électro-optique fibré qui permet d’accorder le laser sur un des modes longitudinaux de la cavité Fabry-Pérot. Une caméra est placée en transmission de la cavité afin de visualiser le mode dans lequel le faisceau est injecté. Nous nous plaçons sur le mode TEM₀₀. Le signal d’erreur est généré grâce au battement entre la fréquence porteuse et les bandes latérales. La réflexion est collectée par une photodiode à l’aide d’un cube séparateur de polarisation suivi d’une lame quart d’onde.

$$\begin{aligned}
 E_m &\approx E_0 e^{-2i\pi f t} \sum_{k=-1}^1 J_k(\beta) e^{-2i\pi k f_m t} \\
 &= E_0 e^{-2i\pi f t} (J_0(\beta) + J_1(\beta) e^{-2i\pi f_m t} - J_1(\beta) e^{2i\pi f_m t})
 \end{aligned}$$

où les J_k sont les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre k . Sur le spectre du laser s'ajoutent donc deux bandes latérales situées de part et d'autre de la fréquence du laser, écartées de $f_m = 30$ MHz de la fréquence centrale.

- **Signal mesuré en réflexion de la cavité Fabry-Pérot**

Le champ ainsi modulé est envoyé sur la cavité Fabry Perot. On s'intéresse alors aux composantes réfléchies sur la cavité et dont le battement est mesuré à l'aide d'une photodiode.

On note r et t les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude de la cavité Fabry-Pérot¹. Avec ces notations, le champ incident sur la photodiode s'écrit, pour un champ E_i envoyé dans la cavité :

$$E_r = -rE_i + trte^{j\phi}E_i + t^2r^3e^{2j\phi}E_i + \dots = r \frac{e^{j\phi} - 1}{1 - r^2e^{j\phi}} E_i$$

où ϕ est la phase ajoutée par un tour dans la cavité de longueur L . Elle s'exprime sous la forme $\phi = 2\pi \frac{2L}{\lambda} = \frac{4\pi Lf}{c}$, où λ est la longueur d'onde du laser. On note $H(f) = r \frac{e^{i\phi} - 1}{1 - r^2e^{i\phi}}$ la fonction de transfert en réflexion de la cavité Fabry-Pérot. L'intensité mesurée sur la photodiode est $I_{\text{phD}} = |E_r|^2$. En considérant maintenant le champ modulé envoyé sur la cavité, l'intensité mesurée sur la photodiode s'exprime sous la forme :

$$\begin{aligned}
 I_{\text{phD}} &= |E_0|^2 |J_0(\beta)H(f) \\
 &\quad + J_1(\beta)H(f + f_m)e^{-2i\pi f_m t} \\
 &\quad - J_1(\beta)H(f - f_m)e^{2i\pi f_m t}|^2.
 \end{aligned}$$

Après quelques lignes de calcul, l'expression de l'intensité sur la photodiode devient :

$$\begin{aligned}
 I_{\text{phD}} &= |E_0|^2 \{ |J_0(\beta)H(f)|^2 \\
 &\quad + |J_1(\beta)|^2 (|H(f + f_m)|^2 + |H(f - f_m)|^2) \\
 &\quad + 2J_1(\beta)J_0(\beta) \Re [H(f)H^*(f + f_m) - H^*(f)H(f - f_m)] \cos(2\pi f_m t) \\
 &\quad + 2J_1(\beta)J_0(\beta) \Im [H(f)H^*(f + f_m) - H^*(f)H(f - f_m)] \sin(2\pi f_m t) \\
 &\quad + (\text{termes en } 2f_m) \}
 \end{aligned}$$

où \Re et \Im représentent les parties réelle et imaginaire.

1. Avec $R = |r|^2$ le coefficient de réflexion en intensité et T le coefficient de transmission en intensité de la cavité. De plus, $t^2 = 1 - r^2$.

Section 4 Piège magnéto-optique sur la raie $^1S_0 - ^3P_1$: un refroidissement jusqu'au microkelvin

• Démodulation

Le signal issu de la photodiode est démodulé en le multipliant au signal modulant $A_d \sin(2\pi f_m t + \Phi_d)$ puis passe par un filtre passe-bas permettant de ne garder que la composante continue. Le signal obtenu est alors :

$$\begin{aligned} V_{\text{démodulé}} &= K A_d I_{\text{phD}} \sin(2\pi f_m t + \Phi_d) \\ &= K A_d I_0 [J_1(\beta) J_0(\beta) \mathcal{R}[H(f) H^*(f + f_m) - H^*(f) H(f - f_m)] \sin(\Phi_d)] \\ &\quad + J_1(\beta) J_0(\beta) \mathcal{I}[H(f) H^*(f + f_m) - H^*(f) H(f - f_m)] \cos(\Phi_d) \end{aligned}$$

où K est un facteur multiplicatif dépendant de la photodiode, et Φ_d la phase du signal démodulant.

En considérant le laser quasi-résonant avec la cavité Fabry-Pérot ($f \ll \delta f$), le déphasage introduit par la réflexion sur la cavité (ϕ) est proche de 0 (modulo 2π). Ceci nous permet de simplifier l'expression de $H(f)$: $H(f) \approx \frac{rj\phi}{1-r^2}$.

De plus, la fonction de transfert en réflexion de la cavité devient alors égale à 1 pour les bandes latérales en $f + f_m$ et $f - f_m$, à condition que la fréquence de modulation f_m soit suffisamment grande devant la largeur de la résonance de la cavité. On a alors $[H(f) H^*(f + f_m) - H^*(f) H(f - f_m)] \approx H(f) - H^*(f) = \frac{2rj\phi}{1-r^2}$ qui présente une partie réelle nulle.

En choisissant égale à 0 la phase du signal de démodulation (Φ_d), il est possible de maximiser l'amplitude du terme en $\cos(\Phi_d)$ de l'expression 4.1.

L'expression du signal d'erreur ainsi obtenu s'écrit sous la forme :

$$S(\phi) = K A_d I_0 J_1(\beta) J_0(\beta) \frac{2r\phi}{1-r^2}$$

En utilisant l'expression du déphasage induit dans la cavité en fonction de la fréquence laser ainsi que l'expression de la finesse en fonction de la réflexion en intensité des miroirs de la cavité $\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$, on obtient l'expression du signal d'erreur autour de $f \sim 0$ (résonance avec la cavité) donnée par l'équation 4.1.

$$S(f) \underset{f \sim 0}{=} 4K A_d I_0 J_1(\beta) J_0(\beta) \mathcal{F} \frac{f}{\Delta f_{ISL}} \quad (2.2)$$

La rétroaction de notre asservissement sera d'autant plus efficace que la pente du signal d'erreur sera grande. Au vu de l'équation précédente, la pente du signal d'erreur augmente avec l'amplitude de modulation β . Cependant, si cette amplitude est trop élevée, nous sortirons du régime dans lequel le champ modulé peut s'écrire simplement sous la forme de trois composantes spectrales, rendant plus complexe le calcul précédent. On retrouve aussi que plus la finesse de la cavité est grande meilleure sera la rétroaction, comme on pouvait s'y attendre.

Réalisation expérimentale

La modulation et la démodulation du faisceau à 30 MHz afin de générer ses bandes latérales est réalisée directement à partir du contrôleur du modulateur électrooptique *QUBIG* que nous utilisons (modèle : QDR200), comme présenté sur la figure 2.13. Il nous suffit ainsi de transmettre le signal issu de la photodiode placée en réflexion de la cavité à l'entrée *PDin* de l'alimentation du modulateur électro-optique pour récupérer par la sortie *IFout* de cette dernière le signal d'erreur utilisé pour l'asservissement du laser. La photodiode utilisée a été fournie par la même entreprise : son modèle est PD-100-NIR.

Ce signal est transmis à un module PID D2-125 fabriqué par *Vescent* sur laquelle nous réglons les paramètres de la rétroaction. Les réglages que nous avons choisi en observant les spectres du signal d'erreur et de rétroaction sont les suivants :

- gain grossier : -20 dB;
- gain proportionnel intégral (PI) : 1 kHz;
- gain intégrateur (I) : éteint;
- gain dérivateur (D) : 500 kHz.

Il faut s'assurer que le signe de la rétroaction coïncide avec le sens de variation du signal (par exemple, une hausse de la tension sur le piezo correspond à une augmentation de fréquence du laser).

Avec ces paramètres, nous avons pu garder le laser asservi pendant 6 jours.

Détermination de la largeur spectrale du laser asservi

Une manière d'estimer la largeur spectrale est d'évaluer la puissance de bruit du signal d'erreur du laser asservi qui s'exprime comme le rapport de la valeur efficace du signal au carré sur l'impédance d'entrée de l'appareil de mesure : $P_{\text{bruit}} = \frac{V_{\text{eff}}^2}{R} = \frac{\langle V_{\text{signal erreur}}^2 \rangle}{R}$. Or, dans la partie linéaire du signal d'erreur (où l'on se situe lorsque le laser est asservi), celui-ci s'exprime sous la forme $V_{\text{signal erreur}} = \alpha^2 f$, où α est la pente du signal d'erreur dans sa partie linéaire et f la différence de fréquence entre la porteuse et la résonance de la cavité ($f = 0$ lorsque la porteuse est à résonance avec la cavité Fabry-Pérot). La puissance de bruit est calculée par l'intégration de la densité spectrale de puissance sur le spectre de bruit. La procédure suivie pour déterminer la largeur du spectre est détaillée dans les points suivants.

1. Afin de déterminer la pente du signal d'erreur, nous avons besoin d'une calibration entre tension appliquée au piezo et fréquence obtenue (le signal d'erreur nous donne des volts de signal en fonction de volts appliqués au piezo du laser). Celle-ci a été réalisée en utilisant la position des signaux d'erreur correspondant aux bandes latérales, distantes de 30 MHz du signal principal (fréquence de modulation en phase). Le signal utilisé est présenté sur la figure 2.14 obtenue par un balayage triangulaire d'1 V sur le piezo du laser avec une fréquence de 50 Hz.
2. Il est ensuite nécessaire de déterminer la pente du signal d'erreur afin de relier l'amplitude du signal d'erreur à un écart de fréquence entre le laser et le mode de la cavité. Pour ce faire, nous avons pris différentes mesures du signal d'erreur

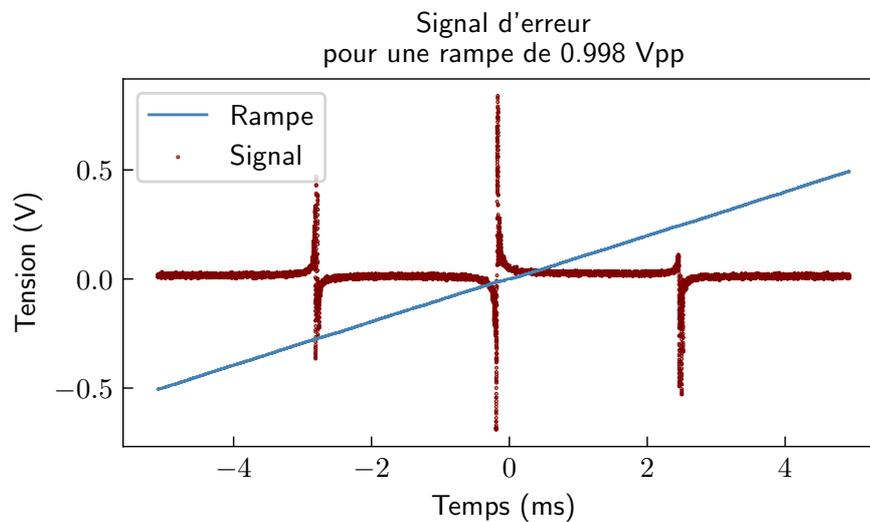


FIGURE 2.14 – Signal utilisé pour la calibration entre la fréquence du laser rouge et la tension appliquée sur le piezo, utile à la détermination de la pente du signal d'erreur. Lorsque l'on balaie sur plus de 60 MHz, on voit les signaux d'erreur générés lorsque la porteuse est à résonance avec la cavité (signal central) et lorsque les bandes latérales sont à résonance avec la cavité (signaux de part et d'autre du signal central). L'écart en tension du piezo entre les signaux extrémaux doit être égal à deux fois la fréquence de modulation du signal, ce qui permet de réaliser la calibration fréquence/tension sur le piezo : 118 MHz V^{-1} .

en variant la vitesse de balayage en fréquence du laser. En effet, si l'on balaie trop lentement, le laser a le temps de dériver pendant la prise de la mesure ce qui élargit le signal d'erreur. Finalement, nous avons obtenu une pente comprise entre $28,8 \text{ mV kHz}^{-1}$ et $35,6 \text{ mV kHz}^{-1}$ en balayant entre $3,9 \text{ MHz ms}^{-1}$ et $11,8 \text{ MHz ms}^{-1}$. Ce signal est donné sur la figure 2.15. Il a été ajusté par l'expression du signal d'erreur obtenu précédemment, et on peut observer que l'ajustement est principalement déterminé par les ailes du signal (voir l'insert). La pente du signal d'erreur autour de la résonance est obtenue à partir de cet ajustement.

3. Nous avons ensuite effectué une mesure de la densité spectrale du bruit du signal d'erreur obtenu avec le laser asservi sur la cavité. Pour ce faire, nous avons utilisé un analyseur de spectre réglé avec un bande passante de résolution (RBW) d'1 kHz. On observe que l'on atteint un plancher de bruit au-delà d'1 MHz. Le bruit paraît aussi particulièrement faible en dessous de 10 kHz, mais cela est peut-être dû à notre manière de mesurer le spectre. Au dessus d'1 MHz, on observe quelques pics fins et de faible amplitude dont on ne connaît pas la cause. En intégrant la densité spectrale de puissance de 0 à 2 MHz on obtient une puissance totale de $2,2 \mu\text{W}$. Ceci nous permet d'estimer la largeur RMS (écart-type) du spectre du laser entre 290 Hz et 360 Hz.

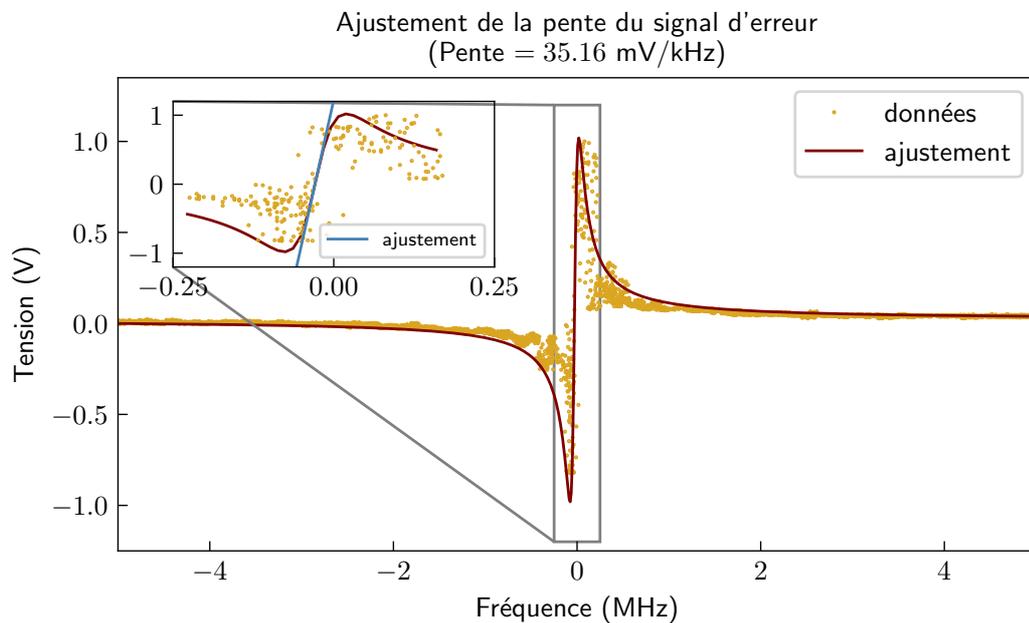


FIGURE 2.15 – Signal d'erreur et son ajustement par l'expression du signal d'erreur déterminé plus haut. La partie linéaire est ajustée afin d'en déterminer la pente. La pente obtenue ici est de 35 mV kHz^{-1} pour une vitesse de balayage de $11,8 \text{ MHz ms}^{-1}$.

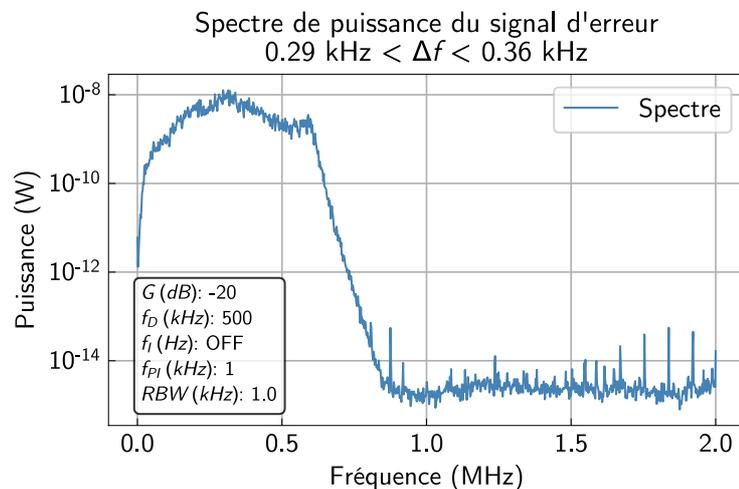


FIGURE 2.16 – Spectre du signal d'erreur lorsque le laser est asservi sur la cavité. Les paramètres d'asservissement du laser sont notés sur la figure. La mesure a été réalisée à l'aide d'un analyseur de spectre de bande passante de résolution (RBW) 1 kHz. À partir de la pente du signal d'erreur non asservi, l'intégrale de la densité spectrale de puissance permet d'estimer la largeur RMS du laser entre 0,29 et 0,38 kHz (voir texte).

Démodulation à 3ω

Une limitation de la technique décrite ci-dessus réside dans sa sensibilité à la modulation d'amplitude. En effet, en ajoutant une contribution aux bandes latérales à $f + f_m$ et $f - f_m$, elle se répercute sur le décalage en tension du signal d'erreur. Si elle varie au cours du temps, le « zéro » du signal d'erreur sur lequel on s'asservit fluctue et impacte donc directement la fréquence à laquelle le laser est asservi.

Une technique pour rendre l'asservissement moins sensible à la modulation d'amplitude induite lorsque la modulation de fréquence consiste à démoduler le signal à 3 fois la fréquence de modulation. Cette technique est décrite dans la thèse de H. Müller [48]. L'idée de cette méthode est que si modulation d'amplitude il y a, et tant que celle-ci reste linéaire, elle n'engendre que des bandes latérales à $\pm f_m$, là où la modulation de phase engendre intrinsèquement des bandes latérales aux harmoniques de la fréquence de modulation. Or, en démodulant à $3f_m$, la contribution des premières bandes latérales est moindre, ce qui permet de réduire le décalage dû à la modulation d'amplitude.

Nous n'avons pas encore pris le temps de mettre en place ce type de démodulation mais le contrôleur du modulateur électro-optique propose cette option.

Conclusion

Nous sommes très satisfaits de la largeur spectrale du laser asservi inférieure au kilohertz. En effet, afin d'interagir avec la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$, il est nécessaire que la largeur du spectre soit inférieure à la largeur de la transition atomique qui est de 7 kHz; nous remplissons donc très bien cette condition. De plus, nous avons pu observer une bonne tenue de l'asservissement sur 6 jours, ce qui nous conforte sur notre manière d'asservir le laser.

4.2 Montage complet du système laser à 689 nm

De même que pour la source laser à 461 nm, nous allons avoir besoin de plus de puissance que les 25 mW délivrés par la diode laser à cavité étendue. On utilise une diode esclave pour amplifier la puissance de la diode laser en cavité étendue, de la même manière que détaillé dans la partie 2.1. Un modulateur acousto-optique monté en double passage est placé entre le laser maître et la diode esclave afin de pouvoir modifier la fréquence du faisceau. Nous avons vérifié que la diode reste correctement injectée et reproduit les modulations de fréquence générées par le modulateur acousto-optique dont nous avons besoin (pour le piège magnéto-optique rouge notamment, voir plus bas). En sortie de la diode esclave, nous avons placé un modulateur acousto-optique permettant d'une part de servir d'interrupteur rapide, et d'autre part de moduler l'intensité.

La puissance est ensuite répartie dans trois fibres optiques. La première part vers la chambre du piège magnéto-optique afin de refroidir le nuage sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$. Une seconde fibre va vers la chambre de science et servira pour l'imagerie in situ du nuage. La dernière fibre est utilisée pour la spectroscopie de la transition $^1S_0 - ^3P_1$, présentée dans la partie 6.

Afin d'être certain de bien couper les faisceaux lorsqu'on en a besoin, nous avons placé des obturateurs mécaniques en amont des fibres optiques. Ceci nous permet de

plus d'éviter les effets thermiques générés à l'allumage du modulateur acousto-optique à la suite d'une extinction prolongée, en laissant le modulateur acousto-optique allumé la majeure partie du temps.

Au niveau de la chambre du piège magnéto-optique, des lames dichroïques permettent de superposer les faisceaux nécessaires aux pièges magnéto-optiques sur les deux transitions de refroidissement. Une lame demi-onde conçue pour 461 nm et 689 nm est placée en aval de chacune des lames dichroïques.

Section 4 Piège magnéto-optique sur la raie $^1S_0 - ^3P_1$: un refroidissement jusqu'au microkelvin

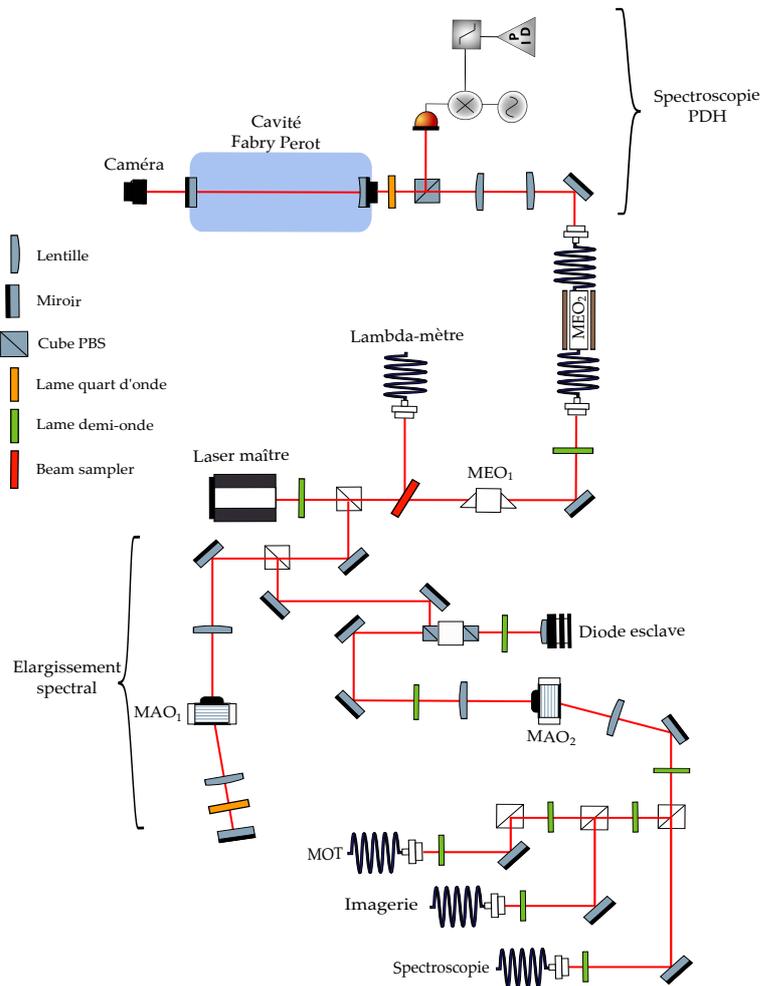


FIGURE 2.17 – Montage complet utilisé pour la source à 689 nm. Une partie de la puissance est utilisée pour l’asservissement du laser sur la cavité Fabry-Pérot. L’autre partie passe par un modulateur acousto-optique monté en double-passage, il permet en particulier de réaliser un élargissement spectral utile pour le piège magnéto-optique à 689 nm. On injecte la puissance dans une diode esclave afin d’amplifier la puissance de la source laser. En sortie de la diode esclave, le faisceau passe par un modulateur acousto-optique qui permet d’une part de moduler l’intensité du faisceau et d’autre part de servir d’interrupteur rapide. Les faisceaux sont ensuite injectés dans différentes fibres : l’une d’elles va vers la chambre du piège magnéto-optique, une seconde est utilisée pour l’imagerie dans la chambre de science et la dernière fibre est utilisée pour la spectroscopie de la transition $^1S_0 - ^3P_1$.

4.3 Piège magnéto-optique sur la raie étroite

Nous avons vu dans la partie précédente comment affiner spectralement notre source à 689 nm (partie 4.1). Nous pouvons alors refroidir notre nuage d’atomes sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$. Pour ce second piège magnéto-optique, le gradient de champ magnétique est diminué jusqu’à environ 1 G cm^{-1} . Nous verrons dans un premier temps

qu'il est indispensable d'élargir le spectre du laser afin de récupérer tous les atomes en fin de piège magnéto-optique bleu. Il y aura ensuite une étape d'affinement du spectre afin de parvenir à la température minimale atteignable. Le détail de la séquence de refroidissement utilisée est donné dans la partie 5. Avant de réaliser le refroidissement d'atomes sur cette transition, nous avons placé notre laser à résonance avec la transition atomique grâce à notre cellule de spectroscopie, décrite dans la partie 6.

Récupérer tous les atomes : élargissement du spectre du laser rouge

En fin de piège magnéto-optique sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$, nous avons estimé la température des atomes à environ 1 mK (partie 2.4), ce qui correspond à des vitesses maximales des atomes de l'ordre du mètre par seconde. Cependant, la vitesse de capture associée au piège magnéto-optique sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$ est définie par $v_{\text{capt}} = \frac{\Gamma_R}{k_R} = 5 \text{ mm s}^{-1}$. Or, cette égalité n'est vraie que si la largeur spectrale de la source est inférieure ou égale à la largeur de la transition. Dans le cas contraire, la vitesse de capture est donnée par la largeur de la source : $v_{\text{capt}} = \frac{\Delta\omega_R}{k_R}$, où $\Delta\omega_R$ est la largeur spectrale de la source laser. Pour récupérer les atomes les plus chauds de notre piège magnéto-optique à 461 nm, nous allons donc en premier lieu élargir spectralement notre laser rouge. Pour ce faire, nous utilisons le modulateur acousto-optique placé en amont de la diode esclave à 689 nm (voir la figure 2.17) pour générer un peigne de fréquence sur le spectre du laser à 689 nm. La modulation utilisée consiste en un signal triangulaire de fréquence 20 kHz et son amplitude est initialement de 6 MHz¹. Celle-ci nous permet de créer un peigne de fréquence de largeur 6 MHz, avec un écart entre pics de 20 kHz, comme présenté par la figure 2.18. La vitesse de capture du piège magnéto-optique est ainsi augmentée : $v_{\text{capt}, 6\text{MHz}} = \frac{2\pi 6\text{MHz}}{k_{\text{m at hr mR}}} = 4 \text{ m s}^{-1}$. On va ainsi pouvoir capturer les atomes de vitesses inférieures à 4 m s^{-1} dans notre piège magnéto-optique à 689 nm.

Refroidissement jusqu'au microkelvin

Maintenant que les atomes sont capturés dans le piège magnéto-optique à 689 nm, la température du nuage va pouvoir se rapprocher de la température minimale théorique d'un refroidissement sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$. Cependant, pour capturer les atomes nous avons élargi le spectre du laser, et ceci va maintenant limiter la température minimale atteignable. Cette dernière est obtenue lorsque la largeur spectrale du laser est petite devant la largeur de la transition atomique. C'est d'ailleurs pour cela que nous avons asservi la fréquence de notre source laser sur une cavité Fabry-Pérot ultrastable (voir partie 4.1). Afin de descendre en température, nous diminuons l'amplitude de la modulation de fréquence progressivement jusqu'à n'avoir qu'un pic fréquentiel unique qui interagisse avec les atomes. L'intensité par pic du peigne de fréquence est contrôlée par l'efficacité du modulateur acousto-optique simple passage placé entre la diode esclave et la fibre optique qui permet d'acheminer le faisceau à 689 nm jusqu'à la chambre du piège magnéto-optique (voir schéma 2.17). Une proposition de processus de fermeture

1. La modulation appliquée au modulateur acousto-optique a une fréquence de 20 kHz et une amplitude de 3 MHz, le facteur 2 sur l'amplitude de la modulation est dû au montage en double passage du modulateur acousto-optique.

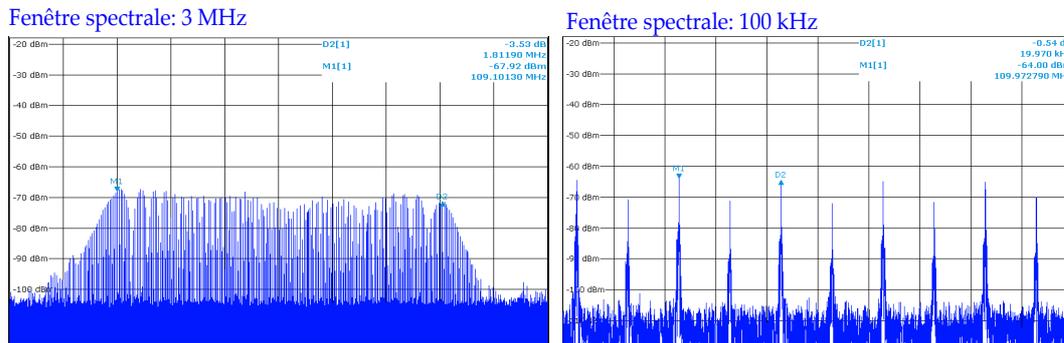


FIGURE 2.18 – Spectre du faisceau élargi de 2,16 MHz par modulation de fréquence à l’aide d’un modulateur acousto-optique monté en double passage. La modulation choisie est triangulaire, de fréquence 10 kHz et d’amplitude pic-pic 2,16 MHz (1,08 MHz sur le modulateur acousto-optique en double-passage). L’écart entre les pics du peigne de fréquence est donc de 10 kHz. Élargir spectralement le laser va nous permettre, par effet Doppler, d’interagir avec les atomes les plus chauds issus du piège magnéto-optique sur la raie large ($^1S_0 - ^1P_1$). L’intensité de chacun des pics est d’environ I_{sat} en début de refroidissement. L’intensité par pics est modifiée en jouant sur l’efficacité de diffraction du modulateur acousto-optique simple passage placé en amont de la fibre optique qui achemine la puissance pour le piège magnéto-optique à 689 nm. *Image issue de la thèse d’A. Molineri [26].*

du peigne de fréquences étape par étape a été présenté dans la thèse de S. Stellmer [38]. Nous n’avons pas encore optimisé la vitesse de fermeture du peigne de fréquence sur notre expérience, mais la durée typique de toutes ces étapes est de quelques centaines de millisecondes. Les articles [49] et [23] présentent d’autres procédés de refroidissement pour ce piège magnéto-optique. On peut noter que dans le cadre du refroidissement sur une transition dont la largeur est de l’ordre du kilohertz, la température minimale atteignable n’est plus déterminée par la température Doppler, mais est proportionnelle à la température de recul $T_r = \hbar^2 k^2 / (k_B m)$ de l’atome lorsqu’il absorbe un photon à 689 nm [43]. Il se trouve que pour la largeur de notre transition, ces deux grandeurs coïncident. La température minimale théorique que l’on peut espérer est : $T_{\text{rec}}/2 = 230 \text{ nK}$.

5 Premières séquences expérimentales

Nous avons vu dans les parties précédentes que pour refroidir un atome en sortie de four, plusieurs étapes de refroidissement se succèdent. Nous avons pu observer un premier piège magnéto-optique sur la transition étroite; la figure 2.19 présente le protocole que nous avons suivi. Il est important de noter que celui-ci **n’est pas optimisé**, mais il donne une idée de la procédure à suivre pour obtenir un premier nuage refroidi à quelques microkelvins. Des protocoles de refroidissement sont donnés dans les références suivantes : [38, 49].

Tout d’abord, les atomes passent par la zone mélasse transverse et Zeeman avant d’être capturés et refroidis dans le piège magnéto-optique à 461 nm. Pendant le piège

magnéto-optique (première image de la figure 2.20¹), une partie des atomes est stockée dans l'état métastable 3P_3 . Pour ce faire, le gradient de champ magnétique utilisé pour le piège magnéto-optique est monté jusqu'à 60 G cm^{-1} afin de piéger magnétiquement les atomes qui se retrouvent dans l'état métastable. Lorsque l'on considère que l'on a assez d'atomes pour travailler, on coupe les faisceaux à 461 nm . On ferme aussi le clapet placé en début de ralentisseur Zeeman pour bloquer le jet d'atomes qui pourraient perturber les atomes piégés magnétiquement. On peut ensuite repomper nos atomes en utilisant un laser à 403 nm , balayé sur 1 MHz autour de la transition $^3P_2 - ^3D_2$ (voir figure 2.19). Ce balayage est réalisé sur 3 ms . Le champ magnétique est simultanément baissé jusqu'à un gradient de $1,15 \text{ G cm}^{-1}$, nécessaire au piège magnéto-optique sur la raie $^1S_0 - ^3P_1$. Nous avons mesuré le temps de décroissance du courant dans les bobines à environ 4 ms . Une fois le repompage terminé et surtout le champ magnétique diminué, on allume les faisceaux à 689 nm pour passer au refroidissement sur la raie étroite. On commence avec une phase de capture avec un spectre élargi de 6 MHz comme décrit dans la partie 4.3. Cette étape dure 70 ms . Le nuage obtenu correspond à la deuxième image de la figure 2.20. Afin de descendre en température, on fait décroître la largeur du peigne linéairement jusqu'à ne garder qu'une composante spectrale. Il faut que cette décroissance se fasse assez lentement afin de ne pas perdre pendant le processus des atomes qui n'auraient pas eu le temps d'être refroidis au fur et à mesure de la fermeture du peigne. Pour nos premiers essais, nous avons refermé le peigne en 100 ms . De plus, au cours de la fermeture du peigne de fréquences, nous avons pris garde à ce que l'intensité par composante spectrale soit de l'ordre de $I_{\text{sat, R}} = 3 \mu\text{W/cm}^2$. Le nuage ainsi obtenu est présenté sur la troisième image de la figure 2.20. En outre, il il aurait fallu veiller à ce que la fréquence la plus haute du peigne de fréquence soit désaccordé de l'ordre de $\Gamma_{\text{R}} = 2\pi \times 7 \text{ kHz}$ pendant toute la durée de la fermeture du peigne, ce qui n'a pas été fait sur nos premières séquences. La figure 2.19 présente ces différentes étapes sous la forme de chronogrammes.

À partir de la forme du nuage obtenu en fin de refroidissement, on peut estimer une température du piège. On observe que les atomes sont rassemblés au fond d'une coquille qui correspond à la surface iso-champ magnétique sur laquelle les atomes sont à résonance avec le laser. Ceci s'explique par la faible agitation des atomes au sein du piège magnétique. En comparaison, dans l'étape précédente, les atomes remplissent tout le volume du piège magnéto-optique grâce à leur agitation thermique qui permet de compenser la pesanteur. Ainsi, plus les atomes sont « froids », plus ils vont se rassembler au fond de la coquille. Dans la partie 2.3 du chapitre 4 est présentée plus en détail la forme théorique du nuage d'atomes en fin de piège magnéto-optique sur cette transition. Une calibration du grandissement de la caméra nous permet d'évaluer l'épaisseur du nuage en utilisant une coupe verticale de l'image du piège magnéto-optique, comme présenté sur la figure 2.21. À partir de celle-ci, un ajustement exponentiel par la fonction $y \mapsto e^{-\frac{mg}{k_B T} y}$ permet de déterminer la température du nuage dans le piège. On obtient ainsi une température de l'ordre de $60 \mu\text{K}$. Cette température est bien plus grande que ce

1. L'image du piège magnéto-optique à 461 nm est malheureusement surexposée afin que pour un même temps d'exposition les nuages refroidis sur la transition à 689 nm soient visibles. Ceci est dû au facteur 4000 entre les largeurs des deux transitions de refroidissement, qui diminue d'autant le nombre de photons diffusés pendant le piège magnéto-optique sur la raie étroite.

qu'on pourrait espérer, mais cela est dû au manque d'optimisations réalisées. En particulier, la fréquence du laser en fin de piège magnéto-optique rouge est beaucoup trop désaccordée par rapport à la transition atomique (de l'ordre de 3 MHz).

Afin d'améliorer notre séquence expérimentale, nous aurions besoin d'estimer plus précisément la température de notre nuage à l'aide d'un temps de vol. Cette technique consiste à laisser tomber le nuage et à en reprendre une image après un temps t . Plus la température des atomes dans le piège est basse, moins l'expansion du nuage après un temps de vol t sera grande. Cette technique nécessite d'avoir un faisceau résonant avec la transition $^1S_0 - ^1P_1$. Cependant l'injection de nos diodes esclaves à 461 nm n'était alors pas optimale, si bien que la fréquence en sortie de celle-ci fluctuait trop pour nous permettre de faire une mesure de l'expansion du nuage qui soit répétable. C'est à cette période que nous avons amélioré notre technique d'injection à l'aide de fibres optiques (voir 2.1). Nous n'avons pas retravaillé sur l'amélioration du piège magnéto-optique sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$ depuis.

Pour conclure sur le refroidissement sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$, dite transition *étroite*, nous avons pu obtenir des premières images de nuages d'atomes refroidis sur cette transition après avoir travaillé d'une part sur l'asservissement en fréquence du laser (voir 4.1) et d'autre part sur la spectroscopie de cette transition. Ce refroidissement nous demandera encore un peu de travail pour être optimisé, mais nous avons néanmoins un premier protocole sur lequel nous appuyer pour optimiser notre nuage en température et nombre d'atomes. Les optimisations à faire portent sur les désaccords des lasers, l'élargissement spectral du laser rouge et les délais entre chaque étape (notamment la vitesse de fermeture du peigne).

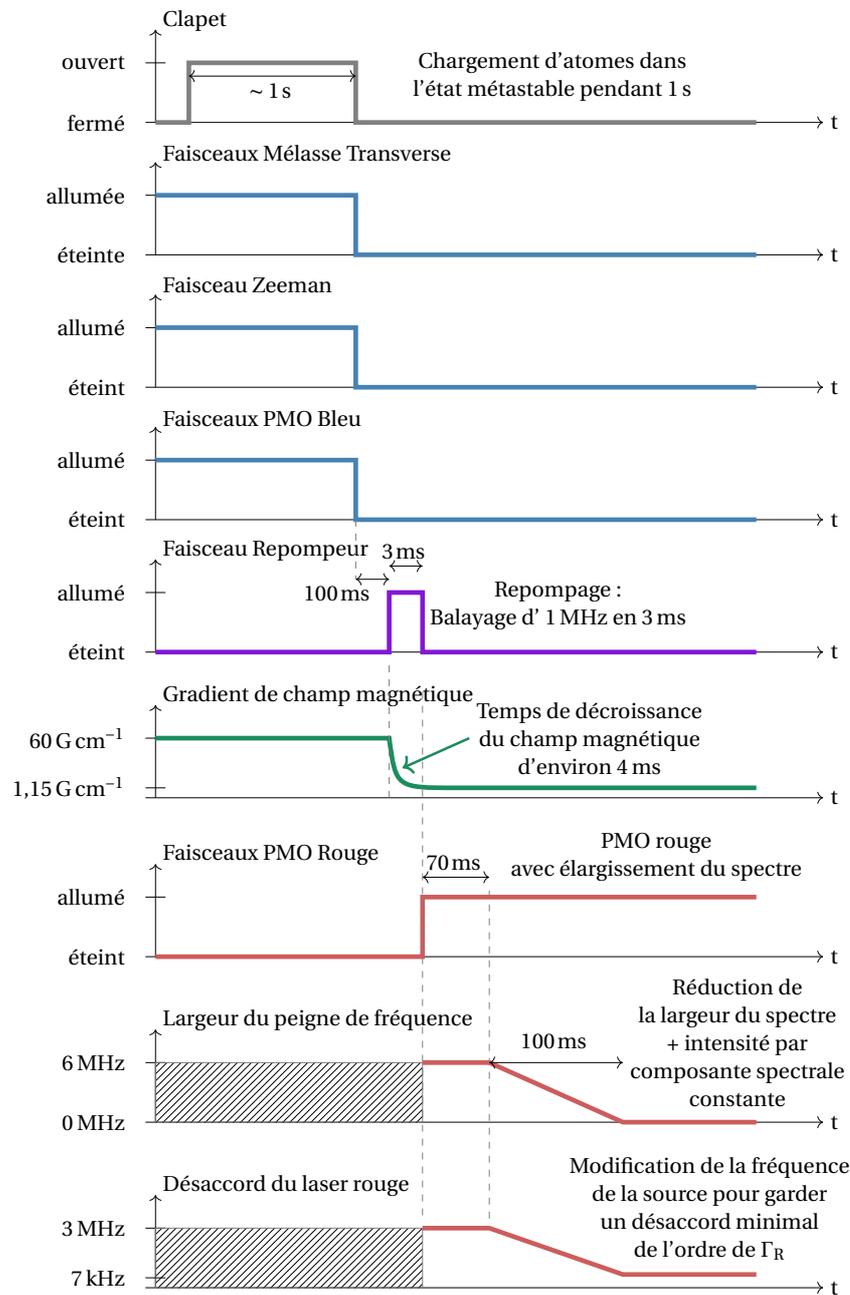
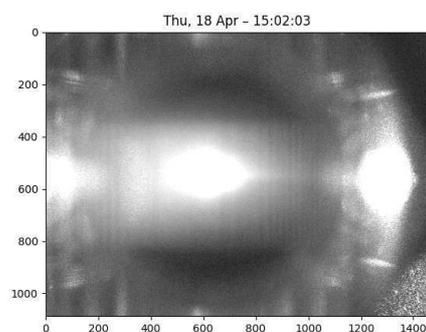
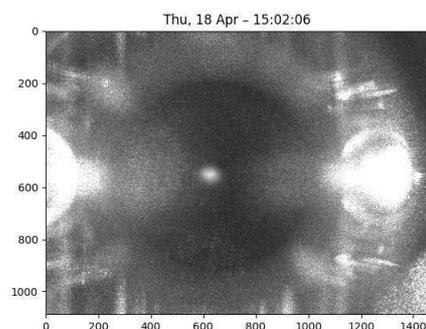


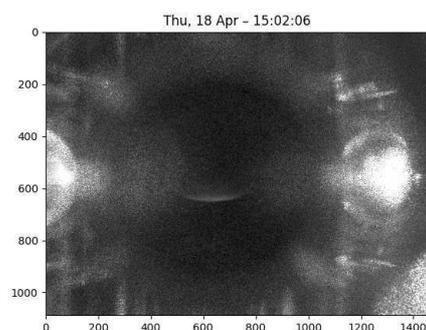
FIGURE 2.19 – Séquence utilisée pour observer un premier piège magnéto-optique sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$. Durant le piège magnéto-optique sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$, des atomes sont stockés dans l'état métastable 3D_2 . Après un repompage des atomes de cet état, les atomes sont refroidis sur la transition à 689 nm. Ce refroidissement commence avec le spectre du laser rouge élargi par un peigne de fréquence. La température minimale est obtenue en refermant le peigne jusqu'à obtenir une unique composante spectrale. Pendant la fermeture du peigne, l'intensité par composante spectrale doit rester constante et le désaccord de la composante spectrale de plus haute fréquence doit être de l'ordre de $\Gamma_R/2$ (cette dernière condition n'a pas été remplie pour les images présentées sur la figure 2.20).



Piège magnéto-optique sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$, à 461 nm. Pendant la durée de ce dernier, des atomes tombent dans le niveau métastable 3D_2 et sont piégés magnétiquement. Ils n'interagissent pas avec les faisceaux à 461 nm.



Piège magnéto-optique sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$, à 689 nm, après repompage des atomes de l'état métastable. Ce premier piège est obtenu en élargissant le spectre du laser de 6 MHz afin de récupérer l'ensemble des atomes issus du piège magnéto-optique sur la transition bleue.



On réduit progressivement la largeur du spectre jusqu'à obtenir une unique composante spectrale. Celle-ci devrait être désaccordée d'environ $\frac{\Gamma_R}{2} = 7,4\text{kHz}$, mais ce n'est pas le cas ici : le désaccord n'a pas été ajusté au cours de la fermeture du peigne de fréquences. À gauche est présenté le nuage ainsi obtenu. On remarque que sous l'effet de la gravité les atomes sont rassemblés au fond d'une « coquille ».

FIGURE 2.20 – Les différentes étapes du refroidissement d'un nuage de strontium. Chaque image a été prise avec un temps d'intégration de 30 ms. Le piège magnéto-optique bleu est bien plus intense dû au nombre d'atomes diffusés par seconde 4000 fois plus grand que pour le piège magnéto-optique rouge.

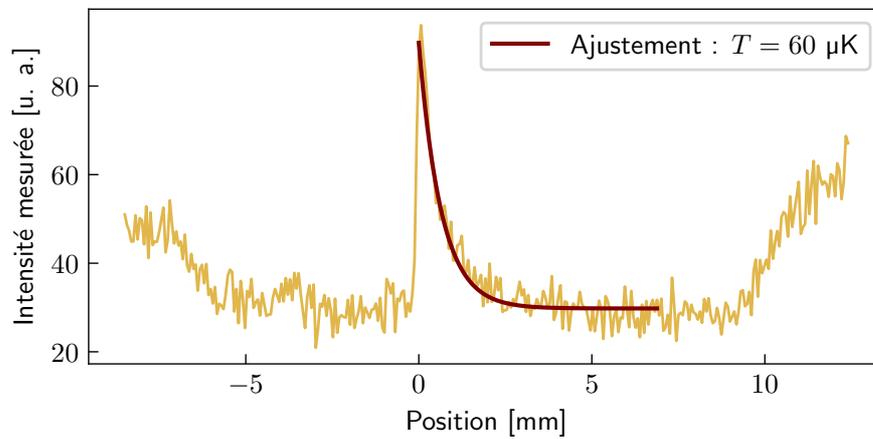


FIGURE 2.21 – Vue en coupe du piège magnéto-optique obtenu en fin de séquence. Le spectre du laser n'est alors plus élargi. Cependant, la fréquence du laser est ici très désaccordée avec la transition atomique (de l'ordre de 3 MHz). Un ajustement exponentiel permet d'évaluer la température du nuage à environ $60 \mu\text{K}$.

6 Une spectroscopie par shelving

Nous avons vu dans la partie 4.1 que nous avons pu affiner notre laser jusqu'à une largeur de l'ordre de la centaine de Hertz. Afin d'adresser la transition $^1S_0 - ^3P_1$, il est nécessaire de connaître la fréquence relative du laser par rapport à la transition atomique. Pour ce faire, nous avons réalisé une spectroscopie de cette transition. Cette dernière étant 4 000 fois plus étroite que la transition $^1S_0 - ^1P_1$, un signal d'absorption saturée est beaucoup plus difficile à obtenir. En effet, d'une part le nombre d'atomes à résonance avec le laser est proportionnel à la largeur de la transition Γ_R , et d'autre part le taux de diffusion de ces atomes est aussi proportionnel à la largeur de la transition. Finalement, en comparaison avec le signal obtenu sur la transition large, le signal serait diminué d'un facteur $1,6 \cdot 10^7$. Néanmoins, en utilisant des détecteurs à bas bruits, il est possible de réaliser une spectroscopie par absorption saturée [50, 51].

Suite à une proposition de collaboration émanant du Laboratoire de Physique des Lasers, nous nous sommes penchés sur le développement d'une technique de spectroscopie alternative dite de *shelving* dans une cellule de spectroscopie. Celle-ci nous permet de résoudre la raie d'intercombinaison avec une précision d'environ 500 Hz et une amplitude raisonnable, à condition toutefois d'utiliser une détection synchrone.

L'objet de la collaboration avec l'équipe *Gaz Quantiques Magnétiques* du Laboratoire de Physique des Lasers a été d'implémenter sur une cellule de spectroscopie la technique de shelving qu'ils avaient déjà expérimentée sur un jet d'atomes. La plupart des expériences possèdent une cellule de spectroscopie, si bien qu'il leur serait aisé de mettre en oeuvre cette technique. L'article que nous avons publié à l'issue de cette étude présente une étude comparative des deux géométries. Il est donné dans l'annexe C.

6.1 Principe

L'idée de la spectroscopie par *shelving* est de mesurer l'absorption d'un faisceau à résonance avec la transition $^1S_0 - ^1P_1$ (transition bleue à 461 nm, raie large) après un passage des atomes dans un faisceau résonant avec la transition $^1S_0 - ^3P_1$ (transition rouge à 689 nm, raie étroite). Le faisceau résonant avec la transition rouge dépeuple une partie des atomes dans l'état fondamental. Ces atomes ne sont alors plus disponibles pour absorber les photons du faisceau bleu ce qui nous permet de générer un signal de spectroscopie en mesurant l'absorption du faisceau bleu, tout en balayant la fréquence du faisceau rouge.

Pour que les atomes interagissent avec le faisceau rouge avant le faisceau bleu, nous faisons passer dans la cellule de spectroscopie un faisceau à 689 nm de waist 5 mm, rétro-réfléchi et saturant la transition, superposé à un faisceau à 461 nm, non saturant, de diamètre beaucoup plus étroit, comme présenté dans la figure 2.22. Ces faisceaux viennent interroger un gaz d'atomes de strontium de distribution de vitesse supposée isotrope situé au centre de la cellule. Le faisceau à 461 nm est collecté sur une photodiode afin de mesurer l'absorption des atomes, et ainsi la population des atomes dans l'état fondamental lors de leur passage au travers ce faisceau. De par la configuration précédemment énoncée, une partie des atomes passe dans le faisceau à 689 nm avant de voir le faisceau à 461 nm à résonance, comme présenté sur la figure 2.23. Ainsi, si le faisceau à 689 nm

est résonnant avec la transition $^1S_0 - ^3P_1$, le niveau fondamental est en partie dépeuplé et on observe une augmentation de la transmission du faisceau à 461 nm. Au contraire, lorsque ce dernier n'est pas à résonance avec la transition du strontium, les atomes initialement à l'état fondamental vont absorber le faisceau à 461 nm : on observera sur la photodiode un minimum de transmission.

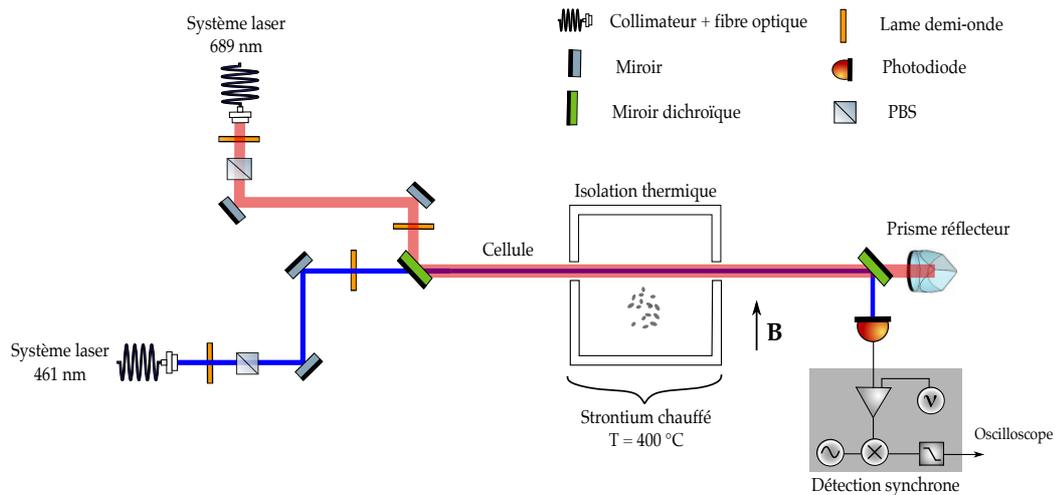


FIGURE 2.22 – Schéma du montage utilisé pour la spectroscopie de la transition $^1S_0 - ^3P_1$ dans une cellule de spectroscopie. La fréquence du faisceau à 461 nm est asservie sur la transition atomique. Son rayon est de $400\ \mu\text{m}$. Une photodiode récupère ce faisceau en sortie de cellule afin de mesurer l'absorption du nuage de strontium. Le faisceau à 689 nm est asservi sur la cavité Fabry-Pérot, il est balayé en fréquence à l'aide d'un modulateur acousto-optique placé en amont de la fibre optique représentée. Son rayon est de $4\ \text{mm}$. Il est rétro-réfléchi par un prisme rétro-réflécteur assurant le parallélisme entre faisceau aller et faisceau retour. On module la fréquence du laser à 689 nm en utilisant le modulateur acousto-optique précédemment cité et on effectue la démodulation à l'aide d'une détection synchrone. Schéma issu de la thèse d'A. Molineri [26].

Le signal « Doppler »

Le faisceau à 689 nm étant rétro-réfléchi, on interroge en même temps les atomes de classes de vitesses opposées. Si le faisceau n'est pas saturant, le nombre d'atomes excités par ce faisceau est proportionnel à son intensité. Notons en particulier qu'un atome de vitesse nulle voit deux fois plus d'intensité à résonance qu'un atome de classe de vitesse non nulle et que les contributions des atomes de classes de vitesses opposées étant

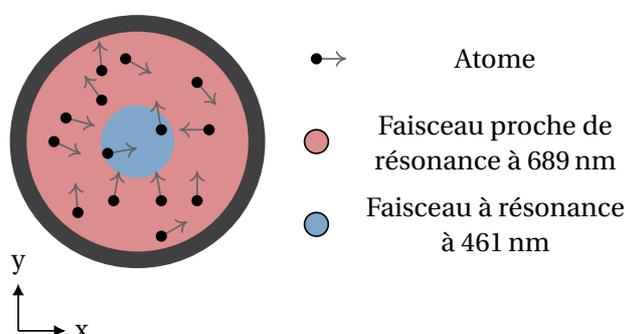


FIGURE 2.23 – Vue en coupe de l’intérieur de la cellule de spectroscopie. Le faisceau à 689 nm recouvre l’ensemble de la section, il sature la transition $^1S_0 - ^3P_1$. Le faisceau à 461 nm est à résonance avec la transition $^1S_0 - ^1P_1$, son diamètre est inférieur à celui du premier si bien qu’une partie des atomes interagit avec le laser à 689 nm avant de pouvoir absorber un photon à 461 nm. Le faisceau bleu permet ainsi de mesurer le nombre d’atomes dans l’état fondamental après passage dans le faisceau à 689 nm.

sommées, on ne peut discriminer la classe de vitesse nulle sur le signal de spectroscopie dans le cas non saturant. En balayant la fréquence du laser rouge autour de la transition atomique, le signal obtenu sur la photodiode est généré par des atomes qui absorbent des photons bleus, donc présentant un désaccord Doppler plus petit que la largeur de la transition bleue : $\mathbf{k}_B \cdot \mathbf{v} \Gamma_B$ (k_B vecteur d’onde du faisceau bleu, v vitesse de l’atome dans l’axe des faisceaux et Γ_B largeur de la transition bleue). Ceci correspond à des désaccords, par rapport à la transition rouge, allant jusqu’à $\Gamma_B k_R / k_B \approx 2\pi 21$ MHz, où k_R est le vecteur d’onde du faisceau rouge.

Le signal « sub-Doppler »

En revanche, lorsque l’on vient saturer la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$, on devient sensible uniquement au nombre d’atomes présents dans la ou les classes de vitesses sondées : chaque atome a une probabilité $1/2$ d’être excité dans l’état 3P_1 et le faisceau bleu est absorbé proportionnellement au nombre d’atomes présents dans l’état fondamental. Ayant *a priori* deux fois moins d’atomes lorsque la classe de vitesse nulle est sondée (la distribution de vitesse est à peu près uniforme à l’échelle du désaccord balayé sur la transition à 689 nm), il y aura dans ce cas plus d’atomes disponibles pour absorber le faisceau bleu, d’où l’apparition d’un signal sub-Doppler correspondant à une augmentation de l’absorption du faisceau à 461 nm.

6.2 Le signal expérimental

Le signal de transmission du faisceau à 461 nm est présenté sur la figure 2.24. Il a été obtenu en balayant le désaccord du laser à 689 nm de part et d'autre de la transition atomique. La fréquence du laser à 461 nm est maintenue à résonance avec la transition atomique $^1S_0 - ^1P_1$. On observe bien pour un désaccord nul une hausse de l'absorption, due à l'interaction avec les atomes de vitesse nulle. Pour la réalisation de ce signal, la transition a été fortement saturée (environ $300I_{\text{sat}}$) afin qu'il soit bien visible.

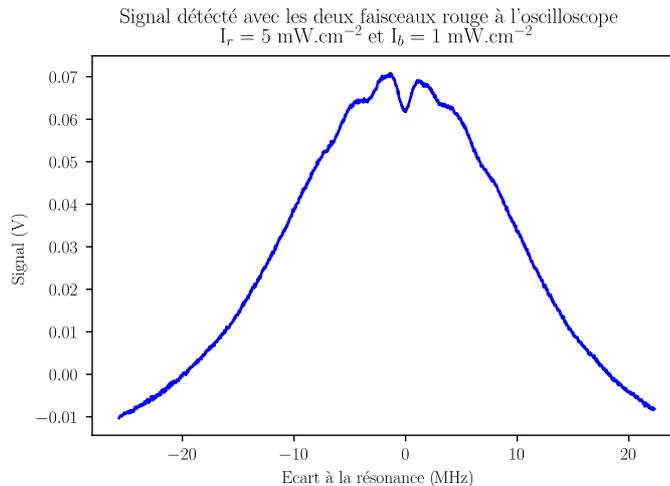


FIGURE 2.24 – Transmission du laser bleu obtenue en balayant la fréquence du laser à 689 nm autour de la résonance de la transition $^1S_0 - ^3P_1$, tout en gardant le laser à 461 nm à résonance avec la transition $^1S_0 - ^1P_1$. Le signal qui nous intéresse correspond à la baisse d'intensité visible au centre due aux atomes de classe de vitesse nulle (écart à la résonance nul). La largeur de ce creux s'explique en majeure partie par la forte saturation de la transition à 689 nm, d'environ $300I_{\text{sat}}$ qui engendre un élargissement de la transition atomique par la puissance. La largeur totale du signal est due aux largeurs des transitions $^1S_0 - ^1P_1$ et $^1S_0 - ^3P_1$.

6.3 Obtention d'un signal d'erreur

Afin d'observer la transition atomique, il est nécessaire de ne pas trop saturer la transition, de sorte à réduire l'élargissement par la puissance. Le signal devient alors plus difficile à observer, c'est pourquoi nous utilisons un système de modulation/démodulation de la fréquence du faisceau rouge, de sorte à réduire les bruits de mesure.

Commençons par donner les caractéristiques utilisées pour obtenir un signal d'erreur satisfaisant. Le rayon au *waist* du faisceau à 461 nm est de $400 \mu\text{m}$ et son intensité est de $6 \text{ mW/cm}^2 = 0.15I_{\text{sat}, B}$, avec $I_{\text{sat}, B}$ l'intensité de saturation de la transition $^1S_0 - ^1P_1$. Nous avons choisi un faisceau bleu qui ne soit pas saturant afin de maximiser le rapport signal à bruit. La fréquence du faisceau à 689 nm est asservie sur la cavité Fabry-Pérot, comme expliqué dans la partie 4.1, sa largeur spectrale est donc faible devant la largeur

de la transition atomique que l'on souhaite observer. Le faisceau présente un rayon de 5 mm puis est diaphragmé avec un diamètre de 8 mm par le bord de la cellule et l'intensité typique que nous avons utilisée pour la spectroscopie est de $120 \mu\text{W}/\text{cm}^2 = 40 I_{\text{sat}, R}$, avec $I_{\text{sat}, R}$ l'intensité de saturation de la transition $^1S_0 - ^3P_1$.

La fréquence du faisceau à 689 nm est balayée à l'aide du modulateur acousto-optique placé en amont de la diode esclave rouge (voir 4.2). Ce dernier est aussi utilisé pour moduler la fréquence du laser rouge. Cette modulation est faite à 2,5 kHz et présente une amplitude pic-pic de 22 kHz. En effet, afin d'améliorer la qualité du signal, nous avons utilisé une détection synchrone pour démoduler le signal de spectroscopie. En utilisant des temps d'intégration de l'ordre d'une dizaine de secondes, le signal de spectroscopie le plus étroit que nous avons pu obtenir présente une largeur à mi-hauteur de 133 kHz; elle est représentée sur la figure 2.25. La courbe obtenue est la dérivée point à point du signal de spectroscopie que l'on aurait en absence de modulation, c'est pourquoi l'ajustement est fait par une dérivée de lorentzienne.

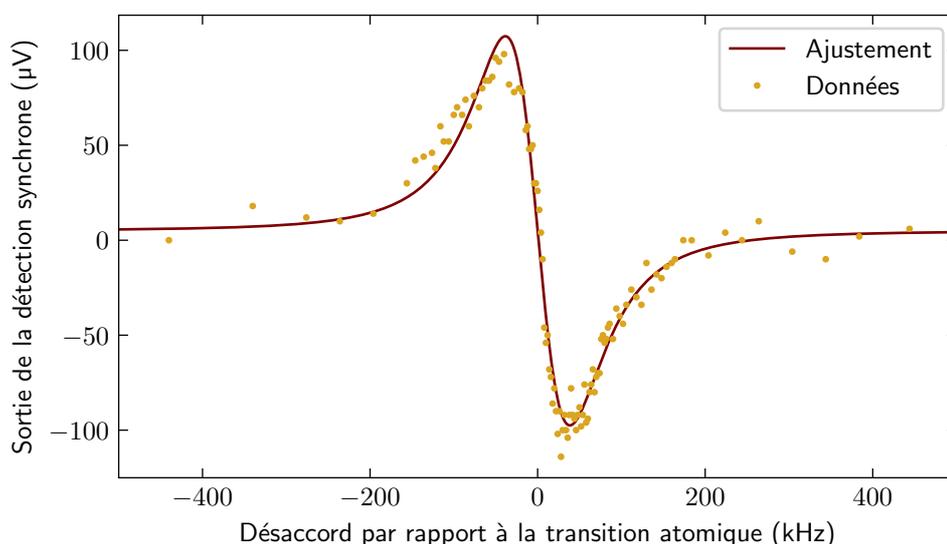


FIGURE 2.25 – Signal de spectroscopie obtenu par la détection synchrone après démodulation. La fréquence du laser à 689 nm est balayée sur 1 MHz autour de la résonance atomique. L'intensité du faisceau à 689 nm est $120 \mu\text{W}/\text{cm}^2 = 40 I_{\text{sat}, R}$; celle du faisceau à 461 nm est de $6,3 \text{mW}/\text{cm}^2 = 0,15 I_{\text{sat}, B}$. La modulation est faite à une fréquence de 2,5 kHz et une amplitude de 11 kHz. Chacun des points a été obtenu à la détection synchrone après un moyennage total de 10 s, la sensibilité de la détection synchrone est de $20 \mu\text{V}$. La largeur du signal est estimée à 133 kHz en ajustant les données par une dérivée de lorentzienne.

6.4 Sources d'élargissement du signal d'erreur

La largeur du signal d'erreur obtenu précédemment excède d'un facteur 20 la largeur de la transition atomique. Cet élargissement peut s'expliquer par différents facteurs. Le premier est l'élargissement par la puissance. Comme décrit précédemment, il est néces-

saire de saturer la transition atomique afin d'observer une baisse de transmission lorsque le laser interroge les atomes de classe de vitesse nulle. Cependant, la largeur de la transition effective est augmentée d'un facteur $\sqrt{1 + I_R/I_{\text{sat,R}}}$, où I_R est l'intensité du faisceau rouge et $I_{\text{sat,R}}$ l'intensité de saturation de la transition rouge. De ce fait, nous avons cherché à mesurer le signal de spectroscopie en prenant garde à avoir une intensité permettant de saturer la transition, mais assez faible pour ne pas limiter la largeur du signal. Le signal de spectroscopie dont la largeur est la plus étroite a ainsi été obtenu pour une intensité de $40 I_{\text{sat,R}}$.

Une seconde cause d'élargissement est l'élargissement par temps de transit, comme présenté en détail dans les références [52] et [53]. En effet, les atomes interagissent pendant une durée finie avec les faisceaux rouges avant que le faisceau bleu mesure l'absorption du gaz d'atomes, ce qui mène à un élargissement par transformée de Fourier. C'est d'ailleurs pour maximiser le temps de transit dans le faisceau rouge ceci que nous avons utilisé un faisceau bleu dont le diamètre est très étroit par rapport à celui du faisceau rouge. Plus précisément, les atomes arrêtent d'interagir avec les faisceaux rouges dès lors que la diffusion de photons sur la transition bleue domine la dynamique interne de l'atome. On peut donc estimer le temps de transit de l'atome dans le faisceau rouge en comparant la pulsation de Rabi issue du couplage avec les faisceaux rouges avec le taux de diffusion de photons sur la transition bleue. Sur notre montage expérimental, on évalue notre temps de transit à $8 \mu\text{s}$, en considérant la vitesse moyenne des atomes de 310 m s^{-1} obtenue en chauffant la cellule à 390° . Une manière de comprendre l'effet de la durée finie d'interaction avec le faisceau rouge autrement que par l'élargissement par transformée de Fourier est de décomposer le faisceau en ondes planes. Le cas idéal est celui d'une interaction pendant une durée infinie avec le faisceau rouge, qui devrait alors être une onde plane, de vecteur d'onde unique. Par contre, lorsque l'on interagit avec le faisceau pendant une durée finie, le faisceau est limité spatialement, sa décomposition en onde planes présente donc un grand nombre d'ondes planes, donc une grande variété de vecteurs d'onde. Or à chacun de ces vecteurs d'onde on peut associer un désaccord Doppler auquel l'atome verra l'onde plane à résonance. L'élargissement dû à l'interaction avec les différentes ondes planes est d'autant plus grand que la distribution de vecteurs d'ondes est large.

Une dernière cause d'élargissement du signal est l'amplitude de la modulation de fréquence utilisée pour générer le signal d'erreur. En effet, on souhaite utiliser une amplitude de modulation assez grande afin d'augmenter l'amplitude du signal (le calcul du signal modulé est analogue à celui réalisé dans la partie 2.1, son amplitude est augmentée avec l'amplitude de modulation.). Cependant, la modulation de la fréquence a aussi pour effet d'effectuer une moyenne glissante sur le signal; si l'intervalle de fréquence sur lequel on moyenne le signal est trop grand, le signal peut être élargi, voire disparaître. Sur le signal présenté précédemment, l'amplitude de la modulation de fréquence est de 11 kHz , ce qui reste assez faible devant la largeur du signal obtenu.

6.5 Amplitude du signal d'erreur

On s'attend a priori à un facteur 2 d'amplitude entre le creux sub-doppler et le signal doppler, du fait de la population deux fois moindre dans la classe de vitesse nulle,

par rapport aux deux classes interrogées lorsque le laser est hors résonance. Cependant, l'élargissement par la puissance engendre une diminution de l'amplitude du signal. En effet, comme le nombre d'atomes interagissant avec le faisceau à 689 nm augmente d'un facteur $\sqrt{2}$ pour la classe de vitesse nulle, on s'attend finalement à une baisse de transmission du faisceau à 461 nm pour les atomes de classe de vitesse nulle d'un facteur $\sqrt{2}$.

En outre, les atomes interagissant avec les faisceaux rouges se déplacent dans une figure d'interférence générée par les faisceaux contrapropageants. En effet, sur l'expérience, les sous niveaux Zeeman sont séparés par l'ajout d'un champ magnétique, si bien que le signal est généré par les atomes interagissant avec les photons d'une unique polarisation; les faisceaux interfèrent donc. Il apparaît alors que l'amplitude du signal dépend de la position à laquelle l'atome entre dans le réseau formé par les faisceaux contrapropageants.

6.6 Forme du signal : comparaison à une simulation numérique

A priori, le signal observé présente une forme de dérivée de lorentzienne, étant la dérivée d'une résonance atomique. Afin d'évaluer l'effet du temps de transit fini dans le faisceau rouge, nous avons simulé le signal que nous devrions obtenir à l'aide d'une résolution des équations de Bloch optiques. Pour rappel, le signal mesuré est la transmission du faisceau bleu, résonant avec la transition $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ au travers du nuage d'atomes excité par des faisceaux rouges contrapropageants, dont la fréquence est balayée autour de la résonance atomique de la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$. La transmission du faisceau bleu est proportionnelle à $1 - P_0$ où P_0 est la population dans l'état 1S_0 . Or, on estime que cette quantité est égale à la population dans l'état 3P_1 lorsque l'atome commence à interagir avec le faisceau bleu : les atomes excités par l'interaction avec le faisceau rouge ne sont plus disponibles pour absorber des photons bleus, ce qui mène à une augmentation du signal. Pour simuler le signal de spectroscopie, on évalue donc la population de l'état 3P_1 après interaction avec les faisceaux rouges, contrapropageants, de désaccords identiques δ par rapport à la résonance atomique.

Champ vu par les atomes Pour générer le signal de spectroscopie, il est nécessaire de calculer l'interaction entre les atomes et les faisceaux contrapropageants. En particulier, pour voir apparaître un signal, il faut prendre en compte le désaccord Doppler dû à la vitesse v_z de l'atome selon la direction des faisceaux. En se plaçant dans le référentiel de l'atome en mouvement, on considère que le champ s'écrit sous la forme $E_1 e^{i(\omega_L t - k_R v_z - \phi/2)} + E_2 e^{i(\omega_L t + k_R v_z + \phi/2)}$, où k_R est le vecteur d'onde du faisceau rouge, E_1 et E_2 la norme des champs des deux faisceaux et ϕ la phase d'un faisceau par rapport à l'autre. Nous considérons donc ici que les faisceaux interfèrent entre eux, comme présenté sur la figure 2.26. Une modification de la phase revient donc à modifier la position de l'atome par rapport à la figure d'interférences.

Une inconnue expérimentale reste l'amplitude des champs des deux faisceaux : le second faisceau étant rétro-réfléchi par un coin de cube, la polarisation en sortie n'est pas bien définie et nous ne l'avons pas mesurée sur notre montage. Nous avons supposé dans la suite que les amplitudes sont égales, et notées E_0 . La phase entre les faisceaux est considérée aléatoire : l'interfrange étant très faible devant la zone d'interaction, la

$$\begin{cases} \dot{P}_e = -\Gamma_R P_e - \frac{i\Omega_R(t)}{2\rho_{ge}} + \frac{i\Omega_R(t)}{2\rho_{eg}} \\ \dot{P}_g = \Gamma_R P_e + \frac{i\Omega_R(t)}{2\rho_{ge}} - \frac{i\Omega_R(t)}{2\rho_{eg}} \\ \dot{\rho}_{ge} = -\frac{i\Omega_R(t)}{2P_e} + \frac{i\Omega_R(t)}{2P_g} - (i\delta + \Gamma_R/2)\rho_{ge} \\ \dot{\rho}_{eg} = \frac{i\Omega_R(t)}{2P_e} - \frac{i\Omega_R(t)}{2P_g} + (i\delta - \Gamma_R/2)\rho_{eg} \end{cases} \quad (2.3)$$

Pour obtenir le signal de spectroscopie de shelving on trace alors la population de l'état fondamental après interaction avec le faisceau rouge. La durée de l'interaction est donnée par le temps de transit de l'atome dans le faisceau rouge, et dépend de la vitesse de l'atome selon la direction perpendiculaire à l'axe des faisceaux (voir figure 2.26).

Intensité du faisceau Pour prendre en compte le caractère gaussien du faisceau rouge, on considère une pulsation de Rabi $\Omega_R(t)$ pour laquelle l'intensité dépend du temps. On écrit alors :

$$\Omega_R(t) = 2\Gamma_R \sqrt{\frac{I_{\text{faisceau}}(v_x t)}{2I_{\text{sat,R}}}} \cos(k_R v_z t + \phi/2).$$

En outre, sur notre montage, les atomes interagissent avec le faisceau rouge jusqu'à ce qu'ils passent dans le faisceau bleu. On considère que l'atome arrête d'interagir avec le faisceau rouge lorsque le taux de diffusion de photons bleus devient supérieur à la pulsation de Rabi due à l'interaction avec le faisceau rouge. On détermine ainsi la position finale de l'atome à partir des caractéristiques des faisceaux, comme présenté sur la figure 2.27. Avec notre configuration, on obtient une distance d'interaction avec le faisceau rouge de 3,3 mm.

Distribution de vitesse Afin de générer le signal de spectroscopie, il faut prendre en compte les contributions d'atomes de toutes les classes de vitesse. Pour ce faire, on moyenne le signal obtenu pour chacun des atomes dont la vitesse est piochée aléatoirement dans la distribution de vitesse propre à l'expérience. Dans le cas de notre cellule de spectroscopie, on suppose que l'on a une distribution thermique isotrope. On utilise alors la distribution cylindrique d'axe z colinéaire aux faisceaux. On a donc :

$$D_z(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} v_{\text{th}}} \exp(-z^2/2v_{\text{th}}^2)$$

et

$$D_x(x) = \frac{x}{v_{\text{th}}^2} \exp(-x^2/2v_{\text{th}}^2)$$

avec $v_{\text{th}} = \sqrt{k_B T/m}$ où T est la température de la cellule, m la masse de l'atome et k_B la constante de Boltzmann.

Afin de limiter le temps de calcul, on ne considère que des vitesses selon l'axe des faisceaux (v_z) inférieures à $2\delta_{\text{max}}/k_R$, où δ_{max} est le plus grand désaccord pour lequel on calcule le signal de spectroscopie. Au delà, la contribution au signal est négligeable. Or,

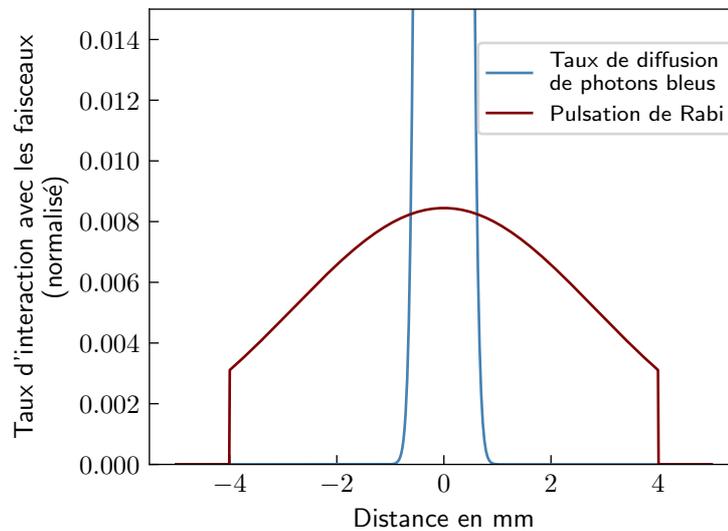


FIGURE 2.27 – Détermination de la distance d'interaction avec le faisceau rouge. L'atome interagit avec le faisceau rouge tant que le taux de diffusion de photons bleus est inférieur à la pulsation de Rabi de l'interaction entre l'atome et le faisceau rouge. Le graphe représente ces deux grandeurs en fonction de l'excentrement par rapport à l'axe des faisceaux. Le tube ayant un rayon intérieur de 8 mm, au-delà les taux d'interactions sont nuls. La distance d'interaction avec le faisceau rouge est de 3,3 mm.

pour des désaccords maximaux de l'ordre de 250 kHz, la distribution D_z est quasiment plate, si bien qu'on simplifie la tâche en piochant, pour la vitesse v_z , dans une distribution uniforme comprise dans l'intervalle $[-2\delta_{\max}/k_R; 2\delta_{\max}/k_R]$.

De plus, pour limiter le temps de calcul correspondant aux vitesses transverses aux faisceaux, on considère que si v_x est inférieur à $d\Gamma_R/5$, où d est la distance parcourue par l'atome dans le faisceau, les oscillations de Rabi sont amorties et la population dans l'état excité est égale à celle que l'on obtient pour $v_{x,\min} = d\Gamma_R/5$.

Signal simulé Le signal ainsi simulé est présenté sur la figure 2.28 pour des désaccords des faisceaux rouges allant jusqu'à 250 kHz. Le signal est évalué, pour chaque désaccord, à partir d'un tirage aléatoire de 10^5 atomes (10^5 tirages de vitesses selon \vec{x} et \vec{z}). On mesure une baisse du nombre d'atomes dans l'état 3P_1 d'un facteur 1,3, ce qui est un peu plus faible que le facteur $\sqrt{2}$ attendu. Comme dit précédemment, ceci peut s'expliquer par la position des atomes par rapport à la figure d'interférences.

Dériver ce signal par rapport au désaccord permet de générer un signal comparable à celui que l'on obtient expérimentalement. On retrouve bien une allure de dérivée de lorentzienne. Un ajustement permet d'approximer sa largeur à 120 kHz, ce qui est un peu plus étroit que le signal expérimental. Une cause d'élargissement non prise en compte dans cette simulation est la modulation de fréquence. De plus, nous avons considéré ici que les amplitudes des faisceaux contrapropageants sont égales. En réalité, des faisceaux de puissances différentes engendreraient une baisse de contraste des interférences et

on s'attendrait alors à une baisse de l'amplitude du signal. La largeur du signal pourrait diminuer aussi puisque l'intensité utile pour l'interaction étant moindre, l'élargissement par la puissance serait réduit.

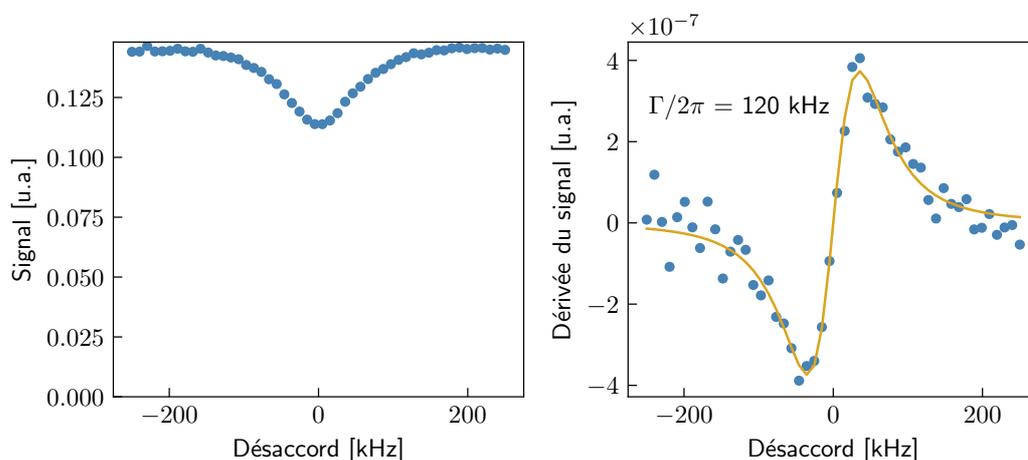
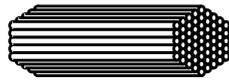


FIGURE 2.28 – Simulation du signal de shelving pour une plage de désaccords des faisceaux rouges de -250 kHz à 250 kHz. À gauche le signal de spectroscopie et à droite sa dérivée, correspondant à ce que l'on mesure après démodulation sur notre montage expérimental. La population de l'état 3P_1 après transit dans le faisceau rouge est tracée en fonction du désaccord entre le faisceau rouge et la transition atomique. Elle est évaluée par une résolution numérique des équations de Bloch optiques, puis est moyennée à partir de la distribution de vitesse des atomes dans la cellule sur 10^5 trajectoires, tirées pour chaque désaccord. Le signal de droite est ajusté par une dérivée de lorentzienne, de largeur 120 kHz.

Sur notre signal expérimental, nous observons des rebonds dans les ailes du signal, que l'on ne retrouve pas dans le résultat de cette simulation. Une hypothèse est qu'ils résulteraient de l'existence de réflexions des faisceaux rouges sur les surfaces des hublots dont l'angle avec les faisceaux utiles est a priori assez faible. Ces faisceaux parasites pourraient alors générer des signaux supplémentaires dont le décalage en fréquence avec le signal d'intérêt serait lié au désaccord Doppler induit par l'angle entre les faisceaux. Une manière de limiter les faisceaux parasites serait alors d'utiliser des hublots présentant un angle l'un par rapport à l'autre, suffisamment grand pour que les réflexions génèrent des signaux très décalés par rapport au signal que l'on observe.

Comparaison à la spectroscopie sur jet d'atomes Il est intéressant à ce stade de simuler le signal obtenu dans le cas d'une spectroscopie sur un jet d'atomes, comme sur l'expérience réalisée au Laboratoire de Physique des Lasers. Les différences entre ces deux montages sont : la distribution de vitesse des atomes et le temps d'interaction avec le faisceau rouge. En effet, pour une spectroscopie sur un jet d'atomes, on passe en premier par le faisceau rouge rétrofléchi, transverse au jet; puis par le faisceau bleu.

Concernant le calcul de la pulsation de Rabi, il est identique à celui que l'on utilisait pour la cellule de spectroscopie. Notamment, on ajoute toujours une phase aléatoire



Microtubes

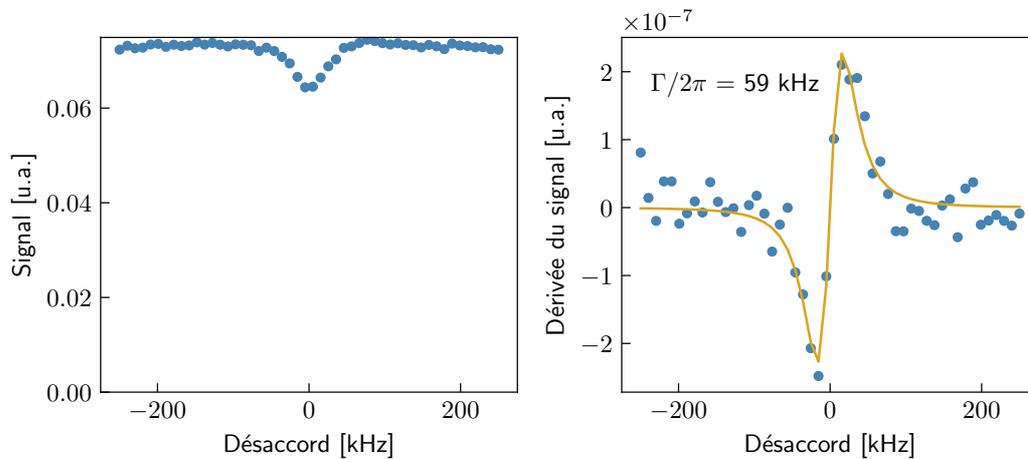


FIGURE 2.30 – Signal de spectroscopie et sa dérivée dans le cas d’une spectroscopie sur un jet d’atomes, avec la configuration utilisée au Laboratoire de Physique des Lasers (cf. Annexe C). Le signal est tracé sur une plage de désaccords allant jusque 250 kHz, en utilisant un tirage aléatoire de 10^5 trajectoires d’atomes. La dérivée du signal obtenu est ajustée par une dérivée de lorentzienne de largeur 59 kHz.

un facteur 3 de distance de transit. Cependant, le signal mesuré au laboratoire de Physique des Lasers présente plutôt une largeur de 114 kHz, ce qui est bien plus large que ce que notre simulation prédit. Cependant, cette mesure a été réalisée avec une amplitude de modulation de 66 kHz pic-pic, ce qui n’est pas négligeable devant la largeur du signal attendu. La modulation pourrait donc être un facteur d’élargissement du signal qui expliquerait au moins en partie le facteur 2 entre la simulation et les mesures.

Pour conclure, nous avons travaillé sur une technique de spectroscopie par shelving grâce à laquelle nous avons pu générer un signal de spectroscopie nous permettant de placer notre laser à résonance avec la transition atomique. Cette technique a été implémentée dans une cellule de spectroscopie ainsi que sur un jet d’atome (au Laboratoire de Physique des Lasers, voir notre article, annexe C). Ce signal a été simulé par une résolution des équations de Bloch optiques grâce à laquelle nous avons pu retrouver l’effet de l’élargissement par temps de transit dans le faisceau rouge.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu les grandes étapes du refroidissement d'un nuage d'atomes de strontium, en commençant par la mélasse transverse, suivie du Zeeman, et en terminant par les pièges magnéto-optiques sur les transitions $^1S_0 - ^1P_1$ et $^1S_0 - ^3P_1$. Les particularités des montages optiques ont été détaillées pour chacune des longueurs d'ondes de refroidissement : 461 nm et 689 nm. Les premiers nuages froids ont déjà été observés sur notre montage expérimental, mais les étapes d'optimisation n'ont pas été faites, notamment pour le piège magnéto-optique sur la transition étroite. En effet, après l'obtention d'un piège magnéto-optique sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$, nous avons retravaillé sur notre montage laser à 461 nm qui montrait alors des instabilités. C'est à ce moment que nous avons perfectionné le montage d'injection des diodes esclaves à l'aide de fibres optiques (voir 2.1). Nous sommes à présent très contents de la stabilité de ce dernier sur plusieurs mois. La suite de notre travail expérimental s'est porté sur l'installation de la seconde chambre à vide. Celle-ci est appelée *chambre de science* et fait l'objet du chapitre suivant.

La chambre de science

Sommaire

1	Motivation pour la mise en place d'une chambre de science	70
1.1	Un nuage d'atomes dans un réseau bidimensionnel	70
1.2	L'imagerie <i>in situ</i> : des optiques sous vide	70
1.3	Le refroidissement par bandes latérales	71
1.4	Mise en place d'électrodes pour l'étude d'atomes de Rydberg . . .	71
1.5	L'inconvénient principal d'une seconde chambre : le transport du nuage d'atomes	73
2	Le choix de la chambre de science	73
2.1	Les accès optiques de la chambre de science	73
2.2	Les brides hautes et basses personnalisées	75
2.3	Le pompage de la chambre de science	78
2.4	Une <i>breadboard</i> conçue pour les optiques autour de la chambre de science	80
2.5	Les pieds de la chambre de science	80
2.6	Connexion des deux chambres à vide	81
3	Le système d'imagerie	81
3.1	Le système optique	81
3.2	Des lentilles asphériques sous vide	90
4	La réalisation	98
4.1	Préparation de la chambre de science	98
4.2	Le raccordement à la chambre du piège magnéto optique	101
4.3	L'étuvage	102
4.4	Améliorations prévues	102
5	Conclusion	103

Afin de bénéficier de nombreux accès optiques, nous avons choisi d'intégrer à notre montage expérimental une seconde chambre à vide qu'on appelle *chambre de science*. Nous verrons dans ce chapitre le cahier des charges de cette enceinte à vide avant de détailler la solution choisie pour satisfaire nos besoins en terme d'accès optiques. Une spécificité de notre montage est le système d'imagerie *in situ* qui sera implémenté dans cette chambre de science. Ce dernier sera détaillé d'un point de vue optique et optomécanique. Enfin, les premières étapes de la mise en place de cette chambre à vide seront présentées en fin de chapitre. En particulier, le raccordement à la chambre du piège

magnéto-optique et l'étuvage ont été délicats et ne sont à ce jour pas totalement satisfaisants.

1 Motivation pour la mise en place d'une chambre de science

De nombreux montages d'atomes froids ne présentent pas de chambre de science, les expériences étant alors réalisées dans la chambre du piège magnéto-optique. Dans notre cas, cette dernière est déjà assez encombrée par les faisceaux optiques des pièges magnéto-optiques à 461 nm et 689 nm, dont le diamètre est de l'ordre du centimètre. Et nous verrons dans cette partie que nous aurons besoin de beaucoup d'accès optiques pour réaliser nos expériences. Dans cette partie seront ainsi présentées les contraintes spécifiques à notre montage qui ont motivé l'ajout d'une chambre de science à notre enceinte à vide. Comme présenté dans le premier chapitre de cette thèse, notre montage expérimental va être utilisé pour étudier la dynamique d'atomes dans un réseau 2D. Les atomes seront répartis dans un pavage de dimension 50 par 50 microns et sont confinés dans la direction verticale de manière à geler toute dynamique sur cet axe. La mise en place de ce réseau nécessite plusieurs accès optiques. De plus, afin de mesurer les corrélations en position des atomes au cours de leur relaxation, nous avons besoin de les imager avec une très bonne résolution, c'est pourquoi nous avons choisi d'implémenter un microscope à gaz quantique. Pour ce faire, nous avons besoin d'un accès optique dédié que nous détaillons dans cette partie.

1.1 Un nuage d'atomes dans un réseau bidimensionnel

Le nuage d'atomes est confiné dans le plan d'un réseau vertical généré par l'interférence de deux faisceaux à 1 064 nm se croisant avec un angle total de 12° . Le montage optique permettant de générer ces faisceaux est détaillé dans le chapitre 6. Pour que ces faisceaux entrent dans la chambre de science et se croisent au niveau du centre de la chambre, il faut que le diamètre de la fenêtre soit suffisant. Ce dernier dépend aussi bien entendu du diamètre de la chambre de science. Il est aussi nécessaire d'avoir à disposition un hublot traité spécifiquement pour un faisceau à 1 064 nm de haute puissance.

Les atomes sont placés dans un réseau bidimensionnel dans le plan horizontal généré par l'interférence de deux paires de faisceaux à 1 064 nm contrapropageants, à 90° l'une de l'autre. Ces dernières nécessitent donc l'utilisation de deux accès optiques orthogonaux dans le plan horizontal. On superpose sur cet axe une imagerie de nos atomes à 461 nm à l'aide de miroirs dichroïques, dans les directions du réseau horizontal. Ce montage est lui aussi détaillé dans le chapitre 6.

1.2 L'imagerie in situ : des optiques sous vide

Un autre accès optique à définir est celui de l'imagerie qui doit être vierge de toute autre optique afin de maximiser le nombre de photons récupérés. Le réseau bidimensionnel étant dans le plan horizontal pour éviter une contribution de la gravité sur la dynamique dans le réseau, l'axe d'imagerie se retrouve naturellement sur l'axe vertical. Le montage d'imagerie est placé, par simplicité, en dessous de la chambre de science.

Afin d'optimiser le nombre de photons collectés pendant l'imagerie, nous avons choisi de placer une optique de collection sous vide, à environ 12 mm des atomes (distance frontale). Cette optique est une lentille asphérique ayant une focale de 18,75 mm et un diamètre de 25 mm, ce qui nous permet d'obtenir une ouverture numérique de 0,64 qui permet de couvrir 12 % de l'angle solide total. Le détail du montage optique est présenté dans la partie 3. Dans notre chambre à vide, nous avons choisi de mettre en place deux lentilles face à face l'une de l'autre. Nous n'utiliserons que la lentille inférieure pour l'imagerie. La seconde a été mise en place en prévision d'expérience futures, dans lesquelles on souhaiterait générer un potentiel supplémentaire sur le nuage d'atomes. Ces deux montures sont maintenues dans un support présenté dans la partie 3.2. Ce dernier est fixé à la bride inférieure de la chambre à vide, ce qui nécessite que cette dernière soit suffisamment large.

1.3 Le refroidissement par bandes latérales

Pendant l'imagerie, les atomes seront refroidis par la technique de refroidissement par bandes latérales en utilisant la transition $^1S_0 - ^3P_1$ à 689 nm (voir partie 1.3 du chapitre 6). Cette dernière nous permet, en modifiant les niveaux d'énergie vibrationnels des atomes, d'abaisser l'énergie des atomes confinés dans les puits du réseau tridimensionnel, tout en les faisant émettre des photons à chaque désexcitation. Cette technique nécessite d'ajouter un faisceau à 689 nm qui interagisse avec les atomes dans le réseau. Afin de présenter une projection égale sur chacun des axes du refroidissement, le faisceau devrait faire un angle de $54,74^\circ$ avec la verticale et un angle de 45° avec les axes horizontaux du réseau bidimensionnel¹. Cet accès optique est donc aussi à prendre en compte pour la conception de la chambre de science.

1.4 Mise en place d'électrodes pour l'étude d'atomes de Rydberg

En prévisions d'expériences futures, nous avons d'ores et déjà installé des électrodes sous vide qui permettront de modifier la force des interactions entre atomes dans le cadre d'expériences sur des atomes de Rydberg. En effet, afin de modifier la portée des interactions, nous souhaiterons utiliser la résonance de Förster existant entre les paires d'états $5s37d^3D_2 + 5s37d^3D_2$ et $5S34f^3F_3 + 5S35f^3F_3$ [28]. En appliquant un champ électrique statique, il est possible d'accorder cette résonance afin de générer des interactions en $1/r^3$ entre atomes, comme décrit dans la partie 2.5 du chapitre 1.

Afin de générer ce champ électrique statique, nous utilisons donc un jeu de 8 électrodes placées autour des atomes tel que présenté par la figure 3.1. Un dessin technique des électrodes est donné dans l'annexe G. Les distances entre les électrodes sont de

1. Pour déterminer ces angles, on note $\vec{u} = (1, \theta, \phi)$ le vecteur unitaire directeur du faisceau de refroidissement dans la base sphérique, puis on calcule sa projection sur les vecteurs de la base cartésienne $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$:

$$\begin{aligned} u_x &= \sin(\theta) \sin(\phi) \\ u_y &= \cos(\theta) \\ u_z &= \sin(\theta) \cos(\phi) \end{aligned}$$

En écrivant l'égalité des projections sur chacun des axes, on détermine $\phi = \pi/4 = 45^\circ$ et $\theta = \arctan(\sqrt{2}) \approx 54,74^\circ$.

12,6 mm dans la direction verticale (\vec{e}_y), 12,6 mm dans la direction \vec{e}_x et 4 mm dans la direction \vec{e}_z . Ces distances correspondent aux distances minimales entre électrodes dans chacune des directions. Elles ont été déterminées par les contraintes de passage des différents faisceaux au sein de la chambre de science. Les plans de symétrie de cette configuration permettent d'estimer le champ \mathbf{E} statique au centre de la chambre de science : $\mathbf{E} = V_x/l_x\mathbf{e}_x + V_y/l_y\mathbf{e}_y + V_z/l_z\mathbf{e}_z$, où les l_i sont les distances entre les électrodes dans les directions \mathbf{i} et les V_i sont les tensions appliquées telles que défini sur la figure 3.1. Comme décrit dans la partie 2.5 du chapitre 1, l'ordre de grandeur des champs statiques dont nous pensons avoir besoin se situe autour de quelques Volts par centimètre.

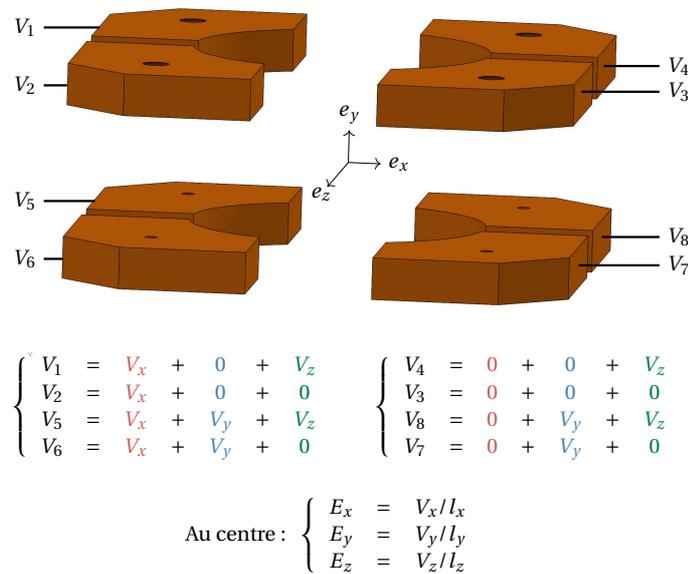


FIGURE 3.1 – Électrodes placées sous vide. Chacune est placée à un potentiel V_i afin de générer un champ $\mathbf{E} = E_x\mathbf{e}_x + E_y\mathbf{e}_y + E_z\mathbf{e}_z$. En choisissant les potentiels V_i tels que ci-dessus, les plans de symétrie du montage permettent d'écrire très simplement le champ au centre de la chambre de science sous la forme $\mathbf{E} = V_x/l_x\mathbf{e}_x + V_y/l_y\mathbf{e}_y + V_z/l_z\mathbf{e}_z$ où les l_i sont les distances entre les électrodes dans les directions \mathbf{i} .

En outre, ayant la possibilité de choisir le potentiel en 8 points de l'espace, il est possible de contrôler le champ et son gradient dans l'ensemble de l'espace (12 composantes au total). En effet, les 4 équations obtenues en tout point de l'espace par l'application des équations de Maxwell-Gauss et de Maxwell-Faraday dans le vide pour un champ statique permettent de réduire à 8 le nombre de variables libres.

Ce montage est directement inspiré des électrodes présentes sur l'expérience SHADOQ du groupe optique quantique du laboratoire Charles Fabry. À partir de leur montage, ils ont calculé numériquement une carte de champ au voisinage du centre des électrodes en fonction de la tension appliquée [56]. Nous n'avons pas pris le temps de réaliser cette étude mais elle serait intéressante afin de nous assurer que le champ électrique ne

varie pas trop sur le bord de la zone d'étude ($25\ \mu\text{m}$ dans les directions \vec{e}_x et \vec{e}_y).

1.5 L'inconvénient principal d'une seconde chambre : le transport du nuage d'atomes

Ajouter une seconde chambre à vide nous permettrait de récupérer un grand nombre d'accès optiques dont nous avons besoin. Cependant, il nous faudra alors transférer nos atomes de la chambre du piège magnéto-optique à la chambre de science dans laquelle seront réalisées les expériences. Comme présenté dans les chapitres 4 et 5, nous avons décidé de réaliser un transport « optique » de nos atomes, c'est-à-dire que nous utilisons un faisceau focalisé pour générer un piège dipolaire au sein duquel sont piégés les atomes. Un axe est alors dédié au transport et doit être équipé de hublots dont le traitement de surface est adapté à des faisceaux à $1\ 064\ \text{nm}$ de haute puissance.

2 Le choix de la chambre de science

De nombreuses possibilités sont envisageables pour une telle chambre de science. Afin de réduire les coûts, nous avons cherché un modèle de chambre standard à adapter à notre montage. L'entreprise *Kimball Physics* propose une chambre à vide octogonale de diamètre $20\ \text{cm}$, sur le même modèle que la chambre du piège magnéto-optique, mais avec des ouvertures plus grandes. Ces huit ouvertures latérales sont de type *CF 40*; les hublots compatibles présentent ainsi une ouverture de l'ordre de $4\ \text{cm}$, suffisante pour les faisceaux dont nous aurons besoin, comme ceci sera précisé dans la partie 2.1. Les brides de la chambre à vide sont de type *CF120* et nous verrons que nous avons dû les remplacer par des brides haute et basse personnalisées.

Pour éviter des pertes dues à un vide imparfait, nous avons ajouté une voie de pompage dédiée à la chambre de science. Lors du premier pompage de notre chambre de science, nous avons été déçus de notre efficacité de pompage, c'est pourquoi nous avons d'ores et déjà prévu une seconde version de la bride supérieure de la chambre de science. Cette dernière est présentée dans la partie 4.4.

2.1 Les accès optiques de la chambre de science

Nous avons vu dans la partie précédente nos différents besoins en terme d'accès optiques. La chambre que nous avons choisie (*Kimball Physics* MCF800-SphOct-G2C8) présente 8 ouvertures de $40\ \text{mm}$ dans le plan horizontal, comme présenté sur l'image 3.2.

C'est au travers de celles-ci que passent le réseau vertical, les réseaux horizontaux ainsi que le faisceau transport (voir figure 3.3). L'axe de ce dernier est fixé par les centres des deux chambres. Nous verrons dans le chapitre 5 que nous n'utilisons non pas un faisceau unique, mais deux faisceaux se croisant dans le plan vertical avec un angle de $1,2^\circ$ pour générer le piège dipolaire permettant le transport des atomes de la chambre du piège magnéto-optique à la chambre de science. Ces faisceaux sont dimensionnés pour pouvoir passer au travers des hublots de part et d'autre du transport. Les réseaux horizontaux utilisent les hublots à 45° de l'axe du transport. À l'aide de miroir dichroïques, nous utilisons aussi ces hublots pour réaliser une imagerie des atomes à $461\ \text{nm}$, par



FIGURE 3.2 – Représentation *Solidworks* de la chambre de science utilisée. La référence de cette dernière est *Kimball Physics MCF800-SphOct-G2C8*. Elle présente 8 ouvertures de type CF40, et un diamètre de 200 mm.

fluorescence ou par absorption. Le réseau vertical est réalisé par l'interférence de deux faisceaux se croisant dans le plan vertical avec un angle de 12° l'un par rapport à l'autre. Par mesure de simplicité, nous avons choisi de faire entrer des faisceaux du réseau vertical sur l'un des hublots situés à 90° du transport. Le détail des montages utilisés pour les réseaux horizontaux et le réseau vertical est donné dans le chapitre 6.

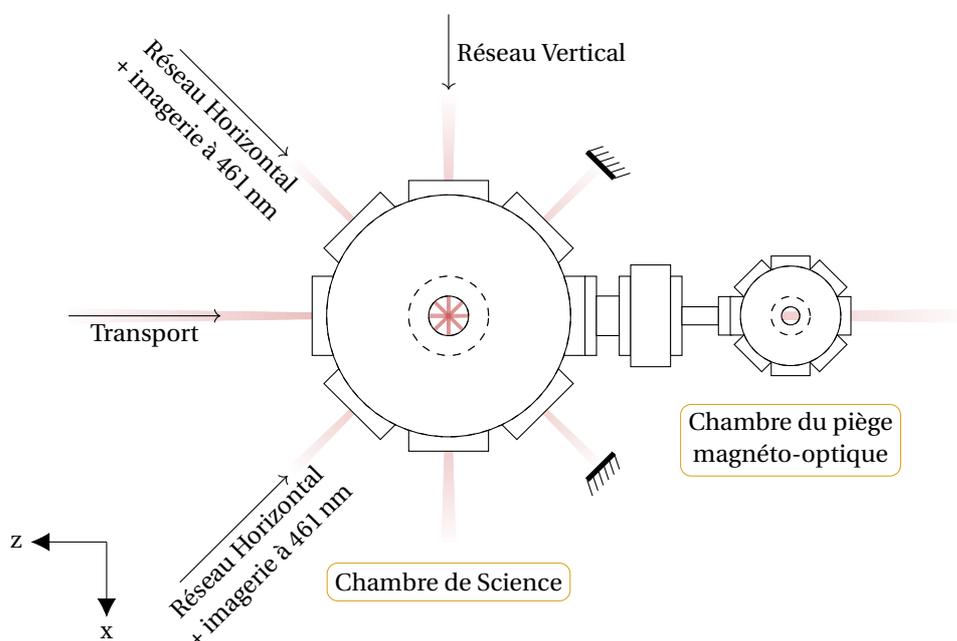


FIGURE 3.3 – Représentation des axes de propagation des différents faisceaux au sein de la chambre de science. L'axe du faisceau transport est défini par les centres des deux chambres. Les faisceaux horizontaux permettant de générer le réseau bidimensionnel sont rétro-réfléchis et sont placés à 90° l'un de l'autre. Le réseau vertical est créé par l'interférence de deux faisceaux se croisant dans le plan vertical avec un angle de 12° l'un par rapport à l'autre. Ces deux faisceaux entrent par un hublot situé à 90° de l'axe du transport.

2.2 Les brides hautes et basses personnalisées

Un axe optique dont nous n'avons pas parlé dans la partie précédente est l'axe de l'imagerie. Nous avons dit précédemment que l'imagerie *in situ* est réalisée via un hublot situé en dessous de la chambre de science. La bride basse doit donc présenter un hublot en son centre. Jusqu'ici rien de très inhabituel. Cependant, il nous faut aussi faire passer des fils électriques afin de relier les électrodes sous vide à l'extérieur de l'enceinte à vide. Pour ce faire, nous avons conçu une bride basse présentant une traversée de fils comportant 9 broches, conçue pour une ouverture CF16¹. Des trous ont été taraudés sur la partie inférieure de la bride afin de pouvoir y fixer des pieds pour le support de la chambre. Du côté du vide, des trous ont aussi été taraudés pour fixer le support des lentilles asphériques placées sous vide. Un piquage a été soudé à cette bride afin de laisser passer le faisceau à 689 nm permettant de faire du refroidissement par bandes latérales dans le réseau bidimensionnel, comme présenté sur la figure 3.4. Des contraintes mécaniques nous ont amené à modifier un peu l'angle de ce piquage. Il est ainsi de $52,5^\circ$

1. Connexion de type *Sub-C*, Fabricant : *MDC vacuum*, Ref : C9KIT-C16 - 9 broches supportant 300V et 10A - Adapté pour ouverture CF16.

au lieu de $54,75^\circ$ par rapport à la verticale et de $3,2^\circ$ au lieu de 0° par rapport à l'axe du transport. De ce fait, la projection sur les différents axes du refroidissement ne sera pas tout à fait identique, ce qui pourrait modifier un peu la puissance de refroidissement sur les différents axes (voir 1.3 du chapitre 6). Le symétrique de ce piquage est réalisé sur la bride haute afin de laisser ressortir le faisceau. Cette dernière présente un hublot de type *CF40* au travers duquel la chambre est pompée. Comme présenté dans la partie suivante, l'accès optique est préservé pour des expériences futures pour lesquels on souhaiterait appliquer un potentiel supplémentaire aux atomes.

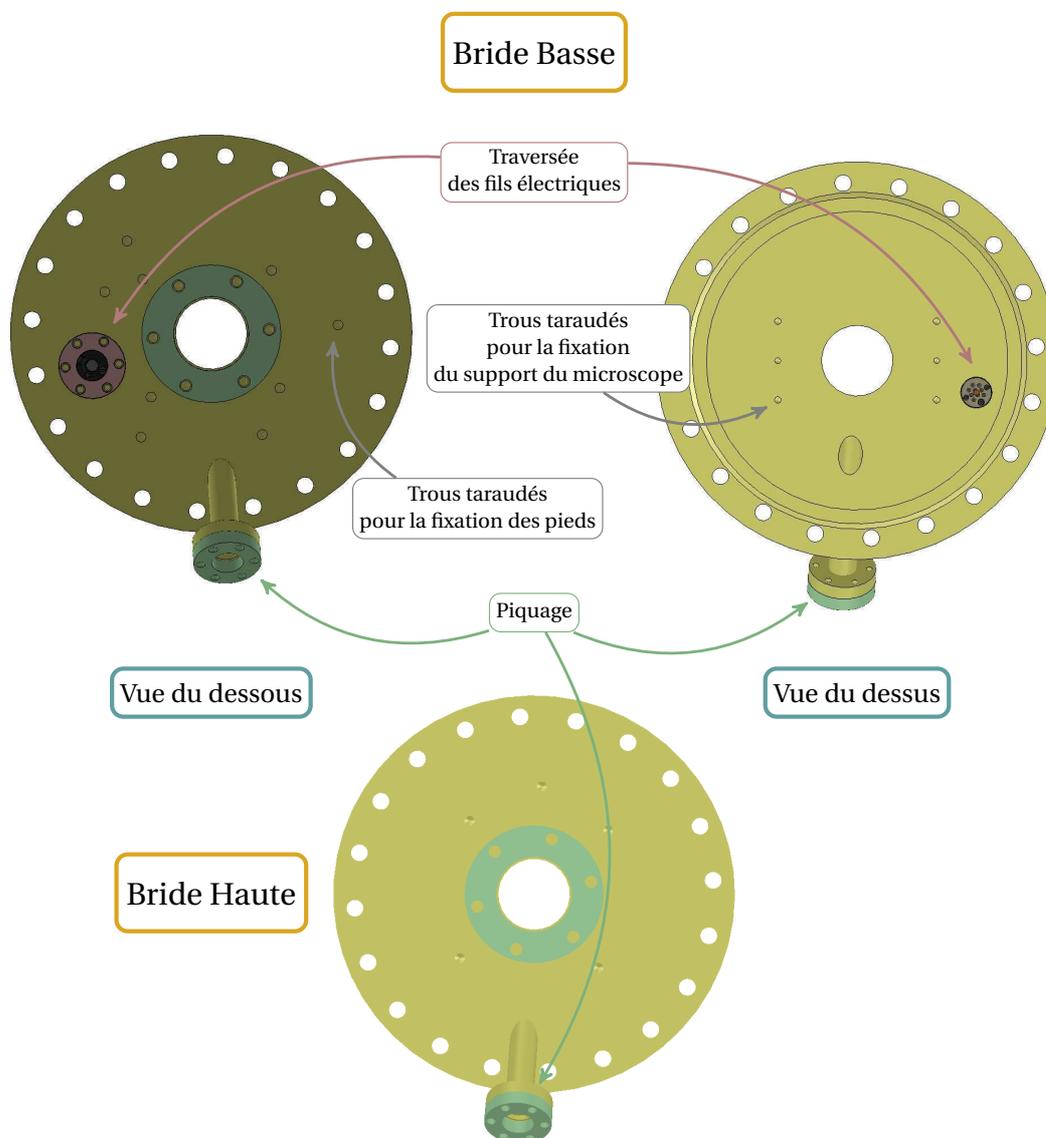


FIGURE 3.4 – Brides personnalisées pour notre chambre de science. Au centre de la bride basse se trouve un hublot de type *CF40* au travers duquel sera réalisée l'imagerie *in situ* des atomes. Des trous ont été usinés côté vide afin de fixer le support des lentilles asphériques placées sous vide. Les trous placés sur la partie inférieure de la bride sont quant à eux présents pour attacher les pieds supportant le poids de la chambre à vide. Une traversée de fils a été mise en place afin de connecter les électrodes sous vide à un potentiel au travers de l'enceinte à vide. Un piquage a été réalisé afin de laisser passer le faisceau à 689 nm permettant le refroidissement par bandes latérales des atomes dans le réseau bidimensionnel. On retrouve ce piquage sur la bride haute. Cette dernière présente aussi un hublot de type *CF40* au travers duquel la chambre est pompée. Il permet aussi un accès optique qui pourrait être utilisé pour des expériences futures.

2.3 Le pompage de la chambre de science

Le pompage de la chambre de science est un élément crucial au bon fonctionnement de notre montage expérimental. En effet, pour le bon déroulement de nos expériences, il est nécessaire de limiter les pertes par collision avec le gaz résiduel. D'une part, pour condenser notre nuage d'atomes, il faut que le taux de perte soit assez petit pour que les pertes soient négligeables sur la durée de l'évaporation (de l'ordre de la seconde [38]). D'autre part, pendant la phase d'imagerie, il nous souhaiterions que la probabilité de perdre 1 % des atomes pendant le temps d'acquisition (1 s) soit petite, il nous faut donc un taux de pertes inférieur à $0,01 \text{ s}^{-1}$ (correspondant à un temps de vie de 100 s). Dans la thèse de Y. Bidet [57], une pression de $6 \cdot 10^{-9}$ mbar permet d'obtenir un taux de perte par collision avec le gaz résiduel de 5 s^{-1} . Dans celle de M. de Escobar [58], une pression d'1,3 mbar permet d'obtenir une durée de vie de 30 s (taux de perte $\Gamma = 0,03 \text{ s}^{-1}$). Le taux de perte étant proportionnel à la pression de gaz résiduel, nous en déduisons que nous obtiendrons le temps de vie souhaité pour une pression de quelques 10^{-11} mbar¹.

Comme dit précédemment, le pompage de la chambre de science est réalisé au travers du hublot *CF40* placé sur la bride haute de la chambre de science. Une croix *CF40* a été installée au dessus de la chambre de science afin de bénéficier d'accès pour le pompage, comme présenté sur la figure 3.5. Sur un des ports de la croix, nous avons mis en place une jauge à cathode froide *IKR 070*, qui permet théoriquement de mesurer des pressions jusqu'à $1 \cdot 10^{-11}$ mbar. On a installé sur un second port une vanne d'angle² permettant de brancher et débrancher un pompage primaire et secondaire (pompe turbomoléculaire) pour les premières étapes de vide de la chambre de science ($> 10^{-8}$ mbar). Sur un troisième port de la croix, nous avons placé une pompe duale *NEXTorr D200-5* qui permet d'une part un pompage ionique et possède d'autre part un matériau getter que nous pouvons activer pour améliorer l'efficacité de pompage de la pompe d'un facteur 50 environ (d'après la documentation de la pompe). La capacité de pompage du dioxygène de cette pompe est de 200 L s^{-1} dans des conditions d'utilisation optimales.

La difficulté de pompage de cette partie du montage réside dans l'impossibilité de placer le matériau getter de la pompe au sein de la chambre de science. En effet, à cause du trop grand nombre d'accès optiques que notre expérience requiert, nous n'avons plus de port disponible pour y faire pénétrer la pompe. La première solution que nous avons mise en place présente le grand désavantage d'ajouter un coude à 90° entre la pompe et la chambre de science. De plus, pour ne pas encombrer l'axe vertical la pompe est placée dans un tube de diamètre 38 mm ce qui réduit d'un facteur 2 son efficacité de pompage nominale (d'après l'équipe technique du fabricant de la pompe). Il est possible de déterminer la vitesse de pompage effective de la chambre de science à partir de la conductance du coude. Pour l'azote, la conductance d'un tube de diamètre D et de longueur L est donnée par : $C_{\text{tube}} = 12.1\alpha \frac{D^3}{L}$, où $\alpha = \frac{1}{1 + 4D/3L}$ ³. Avec un coude à

1. En utilisant la valeur de section efficace de collision moyennée sur les vitesses entre l'argon et le rubidium de la thèse de J. Van Dongen [59] (environ $10^{-19} \text{ cm}^2 / \text{s}$), ainsi que la loi des gaz parfaits, à température ambiante on trouve que la pression devrait être de $4 \cdot 10^{-10}$ mbar. Cette pression paraît trop optimiste par rapport aux observations expérimentales habituelles...

2. VAT Angle Valve - ref : 54132-GE02-0001

3. Ces formules sont issues du polycopié fourni lors de la formation CNRS intitulée « introduction aux

90°, cette conductance est diminuée d'un facteur 2. La vitesse de pompage effective de la chambre de science serait donc : $\frac{1}{v_{\text{eff}}} = \frac{2}{C_{\text{tube}}} + \frac{2}{v_{\text{pompe}}}$, où $v_{\text{pompe}} = 200 \text{ L s}^{-1}$ est la vitesse de pompage nominale de la pompe. Le tube à travers lequel nous pompons la chambre de science étant de diamètre 38 mm et de longueur 50 mm, la vitesse de pompage effective serait donc de 25 L s^{-1} , c'est-à-dire 10 fois inférieure à notre vitesse de pompage nominale. Nous avons d'ores et déjà choisi de modifier cette partie du montage afin d'améliorer le pompage de la chambre de science (voir partie 4.4).

Nous n'avons pas réalisé de caractérisation précise du dégazage des différents éléments de la chambre de science afin de déterminer la vitesse de pompage nécessaire. Le choix de la pompe a été fait par comparaison avec des montages existants présentant eux aussi des optiques ainsi que des électrodes sous vide, comme l'expérience SHADOQ du groupe Optique Quantique du Laboratoire Charles Fabry. Sur cette expérience, ils utilisent une pompe ionique dont la vitesse de pompage est de 40 L s^{-1} ainsi qu'une pompe getter dont les caractéristiques sont très semblables à la nôtre [56]. Leur pompe ionique présente cependant une vitesse de pompage 10 fois plus grande.

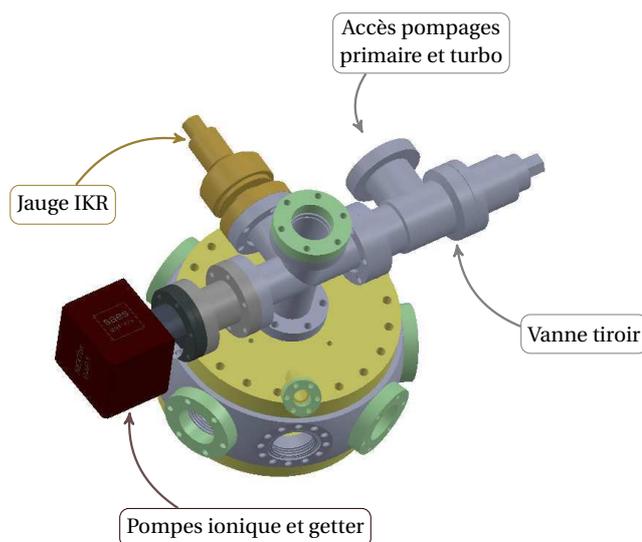


FIGURE 3.5 – La partie supérieure de la chambre de science s'articule autour d'une croix CF40 branchée sur l'ouverture supérieure de la bride de la chambre de science. Sur cette bride sont raccordées : une jauge IKR à cathode froide (gamme de mesure : $5 \cdot 10^{-3} \text{ mbar} \rightarrow 1 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$), une vanne d'angle permettant de raccorder un groupe de pompage primaire + turbo, une pompe duale ionique/getter.

2.4 Une *breadboard* conçue pour les optiques autour de la chambre de science

Afin d'élever les optiques au même niveau que la chambre de science, nous avons conçu une *breadboard* adaptée. Sur celle-ci repose la chambre de science, c'est pourquoi nous avons choisi un matériau résistant aux contraintes. Nous avons opté pour une *breadboard* constituée de deux plaques en acier séparées d'un matériau en nid d'abeille en acier d'épaisseur 5 cm¹. Celle-ci a été usinée de sorte à garder l'axe optique vertical pour l'imagerie. Cette ouverture présente une excroissance afin de laisser passer la traversée de câbles. Une autre ouverture a été réalisée pour laisser passer le piquage utilisé pour le faisceau à 689 nm utilisé pour le refroidissement dans le réseau. Nous avons prévu de la place autour de la chambre de science afin de pouvoir monter les optiques sur la *breadboard*. En particulier, une ouverture a été ajoutée pour laisser monter le faisceau transport depuis la table optique, le laser utilisé pour le transport étant placé sur la table optique. Les autres faisceaux sont amenés sur la *breadboard* par des fibres optiques, comme présenté dans les chapitres 5 et 6. La hauteur des optiques y est de 90 mm. Le dessin technique de la *breadboard* avec ses découpes est donné en annexe F.

2.5 Les pieds de la chambre de science

Afin de soutenir notre chambre de science, nous avons demandé à notre atelier mécanique de concevoir trois pieds réglables dont l'encombrement soit minimal. En effet, le centre de la chambre de science est à 90 mm du *breadboard* la soutenant, ce qui ne laisse que 32 mm pour placer ses pieds. Les pieds que nous utilisons sont présentés sur la figure 3.6 et sont réglables sur une dizaine de millimètres. La pièce représentée en vert est constituée d'un cylindre fileté et d'un écrou, ce qui permet de la faire monter ou descendre dans la pièce marron qui est taraudée.

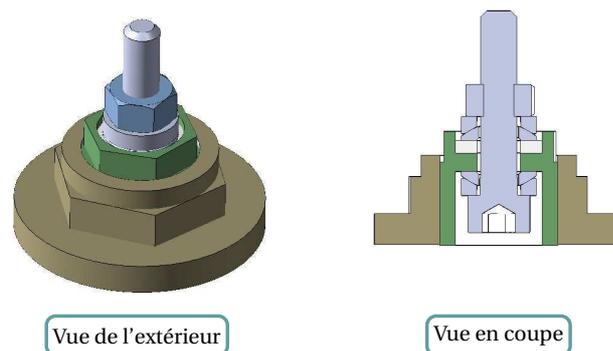


FIGURE 3.6 – Les 3 pieds de notre chambre de science ont été conçus par notre atelier de mécanique. Ils sont réglables sur quelques millimètres et ont une hauteur minimale de 26 mm. La pièce verte est filetée et la pièce marron taraudée afin de permettre le réglage en hauteur.

1. Le fabricant de cette *breadboard* est TMC, et le modèle est issu de la série 78, d'épaisseur 2 pouces.

2.6 Connexion des deux chambres à vide

Pour lier ces deux chambres, nous avons mis en place une vanne tiroir CF40¹ suivie d'un adaptateur CF40 vers CF16. Un raccord flexible aurait pu nous aider pour limiter les contraintes entre les chambres, cependant pour ne pas rallonger la distance de transport, nous avons tenu à limiter au maximum l'écartement entre les deux chambres. En effet, nous n'avons pas trouvé en catalogue un tel raccord dont la longueur soit assez courte. Le raccordement est présenté sur la figure 3.7 et mesure 14,3 cm de long. Nous verrons dans la partie 4.4 qu'une amélioration du montage consiste à ajouter un raccord flexible réalisé sur mesure pour ne pas ajouter de distance supplémentaire entre les chambres.

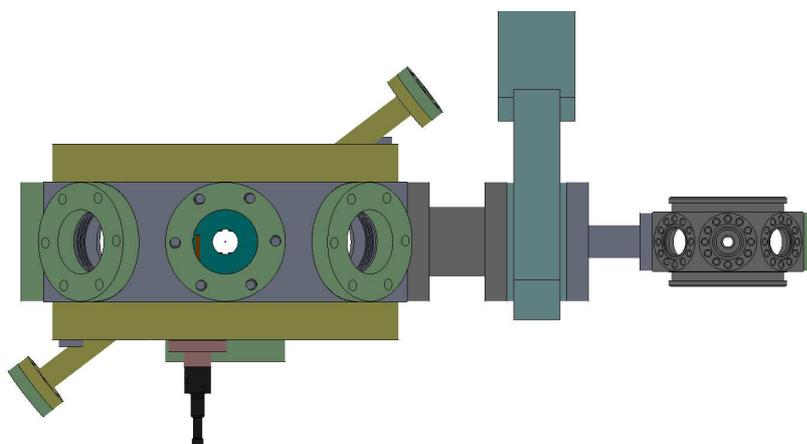


FIGURE 3.7 – La connexion entre la chambre du piège magnéto-optique et la chambre de science est réalisée par : un adaptateur CF16-CF40, une vanne tiroir permettant d'isoler la chambre de science au reste du montage et une pièce d'adaptation par laquelle la vanne est branchée à la chambre de science.

3 Le système d'imagerie

Le système d'imagerie implémenté sur notre expérience est appelé *microscope à gaz quantique*. Il nous permettra de réaliser une imagerie *in situ* de nos atomes dans la chambre de science. Nous verrons dans cette partie le système optique choisi, avant de nous intéresser à l'optomécanique de ce système.

3.1 Le système optique

Nous souhaitons pouvoir faire une imagerie *in situ* du plan d'atomes dans la chambre de science. On souhaite ainsi résoudre la position de chacun des atomes dans le pavage 2D horizontal constitué par l'interférence de 2 paires orthogonales de faisceaux à 1064 nm contrapropageants. L'interfrange créée étant donc de 532 nm, il faut que le système optique choisi présente une très bonne résolution. De plus, le

1. Référence : VAT all-metal angle valve 54132-GE02-0001

champ objet souhaité est de $50\mu\text{m}$ par $50\mu\text{m}$ de côté, ce qui correspond environ à un carré d'une centaine de sites du réseau. La caméra CMOS utilisée pour imager le plan d'atomes est le modèle Zyla 5.5 de l'entreprise *Andor*, ses pixels mesurent $6,5\mu\text{m}$ de côté. Concernant le facteur de grandissement du système optique, celui-ci dépend du nombre de pixel de la caméra par site du réseau. En effet, moins le grandissement est grand, moins il y aura de pixels pour imager un site. L'avantage est d'augmenter le nombre de photons par pixel, mais la séparation de sites voisins peut en être affectée. Nous avons pris comme point de départ un grandissement de 60 permettant d'obtenir un peu plus de 4 pixels par site du réseau, ce qui paraît être un bon compromis.

Présentation du système optique choisi

Afin de collecter un maximum de photons émis par chacun des atomes dans le plan, nous avons choisi de placer une optique de grande ouverture à l'intérieur de la chambre à vide. Cette dernière est placée en configuration foyer-infini de sorte à ce que le faisceau soit collimaté lors du passage à travers le hublot (lame à face parallèles traité anti-reflets à 689 nm). La lentille choisie est une lentille asphérique de focale $18,75\text{ mm}$, et d'ouverture numérique 0.66 , elle est issue de la gamme « Calibration » du fournisseur *Edmund Optics*¹, ce qui nous assure une très bonne qualité d'optique. Néanmoins, cette optique n'a pas pu être traitée à 689 nm faute de proposition peu coûteuse. Nous avons commandé plusieurs exemplaires pour cette optique, et nous avons choisi l'optique présentant les meilleures performances en regard de l'étude à l'analyseur de front d'onde (réalisée par le fabricant en utilisant un analyseur de front d'onde de marque *Zygo*) de chacune de ces lentilles. Nous avons choisi pour l'imagerie la lentille présentant un excentrement minimal ($0,276'$) et le plus petit écart RMS ($0,015$ franges) à la surface parfaite. Le hublot utilisé pour l'imagerie est en silice fondue, d'épaisseur $3,3\text{ mm}$ ².

Le reste du système optique est placé sur la table optique, en dessous de la chambre à vide. Il est constitué d'une lentille convergente plan-convexe de focale 300 mm ³ suivie d'une lentille biconcave de focale -75 mm ⁴. L'espacement entre ces lentilles est de 243 mm . Les faisceaux focalisent sur une caméra, 217 mm plus loin. Le grandissement obtenu entre le plan des atomes et le plan image est alors de 65. Le système a été choisi pour permettre un grandissement variable entre 40 et 120 en fonction de l'espacement entre les lentille plan-convexe et la lentille biconcave. Le schéma du montage optique est donné sur la figure 3.8.

La pupille de notre système est définie par la géométrie du barillet maintenant la lentille asphérique sous vide. Ce dernier est présenté dans la partie suivante, la seule information importante ici est le diamètre de la rondelle retenant la lentille dans le barillet : il est de $23,4\text{ mm}$, et il est placé du côté bombé de la lentille.

1. Substrat : L-BAL, Ref : 69-141, sans traitement.
2. Fabricant : *Allectra*, Diamètre CF40, traitement visible standard
3. Fabricant : *Newport*, référence : SPX055.
4. Fabricant : *Newport*, référence : SBC031.

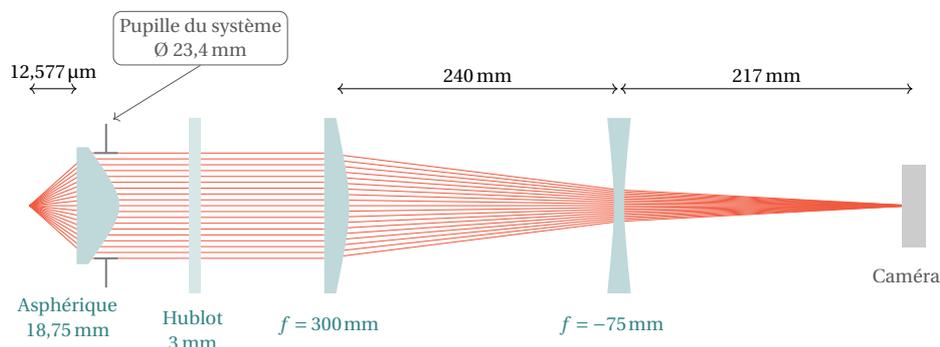
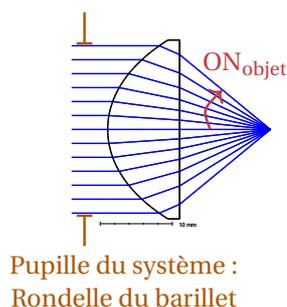


FIGURE 3.8 – Montage utilisé pour l'imagerie des atomes *in situ*. Les photons issus des atomes sont collectés par une lentille asphérique placée sous vide, de focale 18,75 mm. L'ouverture numérique objet est limitée par la monture de cette lentille, de diamètre 23,4 mm. Après le passage du hublot d'épaisseur 3 mm, les faisceaux passent successivement par une lentille de focale 300 mm puis par une lentille de focale -75 mm, avant de converger vers une caméra.



À partir de cette pupille, une simulation sur le logiciel *Zemax* nous a permis de déterminer l'ouverture numérique effective de notre montage. Pour ce faire, un faisceau de rayons parallèles est envoyé du côté bombé de la lentille. Le tracé du rayon marginal *réel* (et non paraxial) donne la valeur de l'ouverture numérique objet du système optique : 0,64, comme présenté ci-contre.

Afin d'étudier les aberrations du système optique, nous utilisons encore une fois le logiciel *Zemax*. Ce dernier nous permet d'obtenir la réponse percussionnelle du système, comme présenté sur la figure 3.9. Nous relevons notamment un rapport de Strehl de 0,9 (resp. 0,87 et 0,77) sur l'axe (resp. à 10 μm et à 25 μm dans le champ) qui caractérise le recouvrement entre la réponse percussionnelle du système réel et la réponse percussionnelle du système en limite de diffraction (tache d'Airy). Le critère de Maréchal stipule qu'en optique imageante, un système optique est de bonne qualité si le rapport de Strehl est supérieur à 0,8. Nous remplissons donc ce critère sur l'axe, et nous sommes un peu en dessous dans le champ (25 μm, correspondant au bord du domaine que l'on veut étudier).

Afin d'obtenir une manière plus précise de qualifier notre système optique, nous avons choisi d'en étudier l'énergie encerclée. Cela correspond à la proportion de l'énergie comprise dans le disque défini par le rayon de la tache d'Airy théorique $\mathcal{C}_{\text{Airy}}$ par rapport à l'énergie comprise dans 8 fois ce rayon $\mathcal{C}_{8\text{-Airy}}$:

$$\mathcal{E}_{\text{encerclée}} = \frac{\sum_{(x,y) \in \mathcal{C}_{\text{Airy}}} I(x - x_0, y - y_0)}{\sum_{(x,y) \in \mathcal{C}_{8\text{-Airy}}} I(x - x_0, y - y_0)}$$

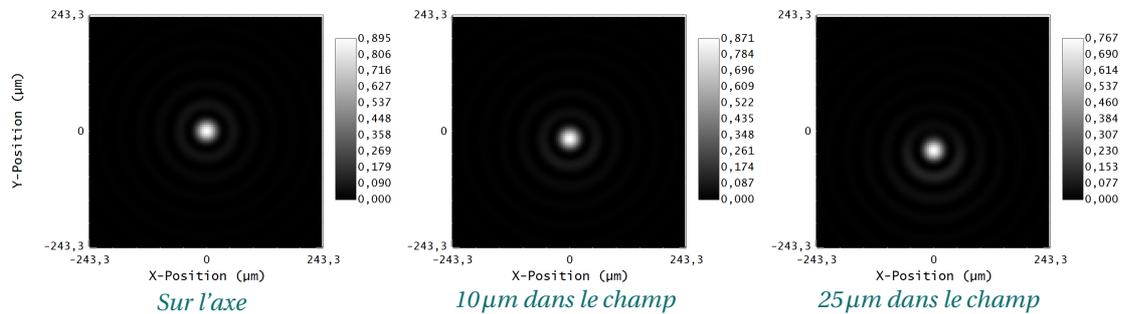


FIGURE 3.9 – Réponses percussionnelles évaluées dans le plan image à l’aide du logiciel *Zemax*. Le rapport de Strehl est de 0,90 (resp. 0,87 et 0,77) sur l’axe (resp. à 10 μm dans le champ et à 25 μm dans le champ). On observe une dissymétrie dans le champ, caractéristique de la coma.

Pour un système en limite de diffraction, l’énergie encerclée est de 84 %. Le logiciel *Zemax* nous permet d’évaluer l’énergie encerclée attendue. Ce dernier calcule une tache d’Airy de 50 μm dans laquelle l’énergie encerclée dépend très fortement du champ, comme présenté sur la figure 3.10.

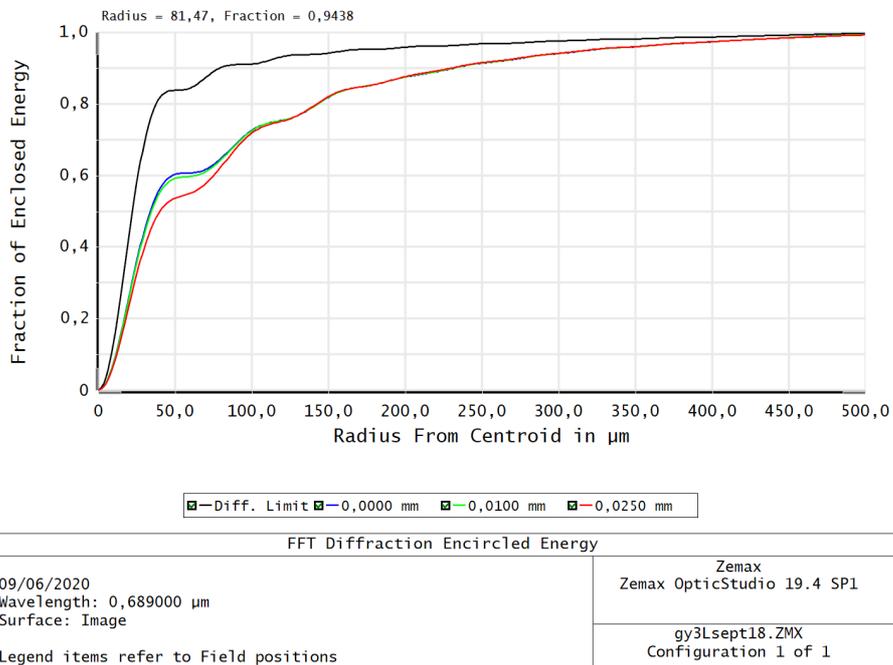


FIGURE 3.10 – Simulation de l’évolution de l’énergie encerclée sur l’axe et dans le champ (10 μm et 25 μm). Le rayon de la tache d’Airy dans le plan image est évalué à 51 μm (0,82 μm dans le plan des atomes).

Premier test du système d'imagerie

Nous avons réalisé un test en espace libre du montage optique. Le plan d'atomes est matérialisé par une mire présentant des trous submicrométriques résultants d'un dépôt imparfait. Ces trous sont éclairés en focalisant sur la mire un faisceau à 689 nm à l'aide d'un microscope d'illumination (X20). Le faisceau passe ensuite successivement par la lentille asphérique, la lentille plan-convexe puis la lentille biconvexe. Les écarts entre les optiques sont choisis pour obtenir un grandissement d'environ 60. Nous avons évalué expérimentalement ce dernier à 62 ± 5 à l'aide d'une mire de Ronchi. Les réponses percussionnelles sont observées à l'aide d'une caméra placée au foyer image du système optique. Ces dernières présentent des défauts par rapport au résultat obtenu par la simulation *Zemax* (limite de diffraction sur l'axe et très proche de la limite de diffraction dans le champ), comme présenté sur la figure 3.11. L'image de gauche présente une des plus belles réponses percussionnelles que nous avons pu mesurer. On observe une structure vaguement hexagonale qui pourrait être un résidu du mode de fabrication de la lentille asphérique. L'image de droite est prise à $15 \mu\text{m}$ dans le champ et on y observe la détérioration de la réponse percussionnelle : l'intensité dans le premier anneau augmente et une dissymétrie apparaît. L'illumination inhomogène du premier anneau fait penser à de la coma.

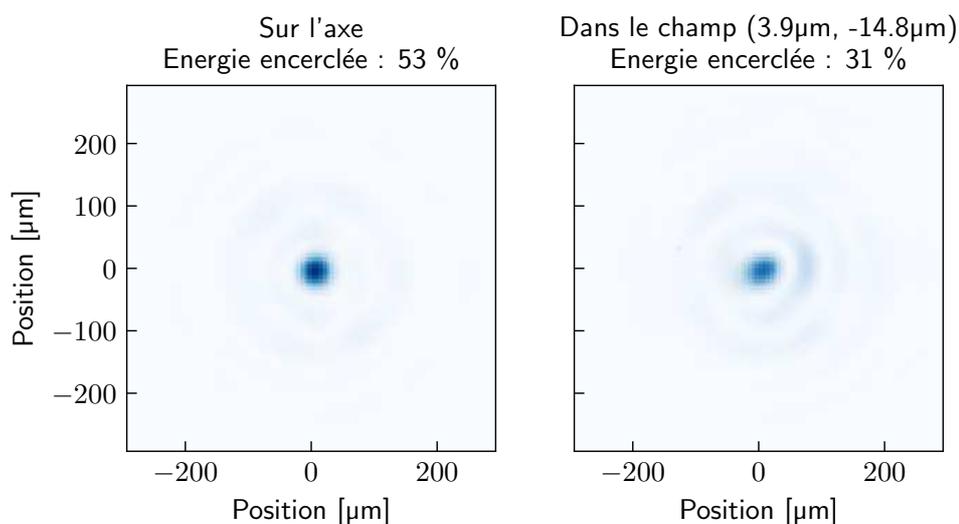


FIGURE 3.11 – Réponses percussionnelles du système optique obtenues dans le plan image en utilisant des trous source sub-micrométriques. L'image de gauche a été obtenue au voisinage de l'axe optique ; elle présente une énergie encerclée de 53 %. Celle de droite est décalée de $15 \mu\text{m}$ de l'axe optique ; on observe la détérioration de l'image qui engendre une diminution de l'énergie encerclée jusqu'à 31 %.

Nous avons mesuré expérimentalement l'énergie encerclée pour différentes taches sur l'axe optique et dans le champ. Ces mesures sont présentées dans la figure 3.12. Le tableau 3.1 permet de comparer les résultats obtenus avec la simulation *Zemax* présentée

sur la figure 3.10. On observe expérimentalement une perte entre 20 et 25 % de l'énergie encerclée dans le champ par rapport à la simulation.

	Sur l'axe	10 μm dans le champ	25 μm dans le champ
Simulation <i>Zemax</i>	60 %	58 %	54 %
Mesures expérimentales	50 %	entre 45 % et 50 %	entre 40 % et 45 %

TABLE 3.1 – Comparaison des mesures expérimentales d'énergie encerclée avec les simulations *Zemax*.

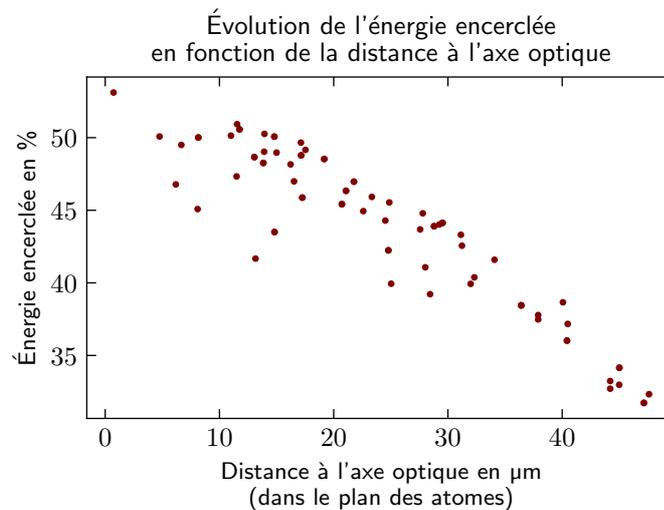


FIGURE 3.12 – Mesures expérimentales. Évolution de la proportion d'énergie encerclée dans un disque de rayon égal à celui de la tache d'Airy théorique, par rapport à l'énergie comprise dans un disque de rayon 8 fois supérieur. Pour un système en limite de diffraction, cette grandeur doit être de 84 %. Les meilleures performances sont obtenues proches de l'axe optique, où l'on trouve des énergies encerclées de l'ordre de 50 %. Cette grandeur se détériore jusqu'à des valeurs de 30 %, pour une distance à l'axe optique de plus de 40 μm . Pour nos expériences, nous regarderons *a priori* jusqu'à 25 μm hors d'axe.

Pour les résultats expérimentaux précédents, la dispersion des mesures est assez grande. Ceci est en partie dû au fait que la distance à l'axe optique a été estimée en considérant que la tache ayant la meilleure énergie encerclée est sur l'axe optique. Pour chaque tache évaluée, seule sa distance à la tache optimale a été prise en compte. Le système n'étant à symétrie de révolution autour de cette tache de référence, ceci explique la dispersion des caractéristiques des taches dont la distance à l'axe optique semble être identique.

Un autre critère de performance du système optique a été évalué : le rayon équivalent. Celui-ci est défini comme le rayon à mi-hauteur de la tache obtenue. Le graphe de la figure 3.13 présente l'évolution de la dimension du rayon équivalent en fonction

de la distance à l'axe optique. On observe que ce rayon augmente linéairement mais faiblement avec le champ. La dérive est de l'ordre de $\pm 3\%$, à la précision de l'ajustement près, ce qui reste acceptable. Le rayon à mi-hauteur se situe autour de 350 nm, lorsqu'on le ramène au plan des atomes. À partir de la réponse percussionnelle du système simulée par le logiciel *Zemax*, nous attendons un rayon à mi-hauteur de 270 nm sur l'axe; la réponse percussionnelle obtenue expérimentalement est ainsi un peu plus large que la valeur théorique.

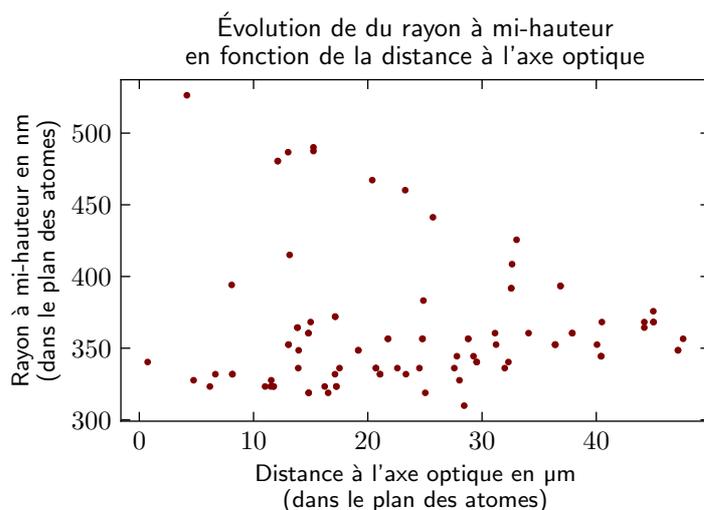


FIGURE 3.13 – Mesures expérimentales. Évolution du rayon à mi hauteur de la réponse percussionnelle du système optique en fonction de la distance à l'axe optique. On observe que la majorité des points présentent un rayon à mi-hauteur de 350 nm ramené dans le plan des atomes. Plus on s'écarte de l'axe optique, plus ce rayon augmente. La dispersion est de l'ordre de $\pm 3\%$. Certaines taches asymétriques n'ont pas été bien interprétées par notre traitement d'image si bien que leur rayon à mi-hauteur a pu être surestimé.

Conclusion sur le système d'imagerie

Les performances obtenues sur le système réel sont un peu décevantes par rapport à la simulation qui promettait un système en limite de diffraction du point de vue du critère de Maréchal (Rapport de Strehl $> 0,8$)¹. En effet, sur la figure 3.14 qui compare la meilleure réponse percussionnelle obtenue à la tache d'Airy du système idéal, on observe que le rapport de Strehl n'est que de 50%. De plus, les rebonds de la réponse percussionnelle entachent les mesures d'énergie encadrée (baisse comprise entre 20% et 25% par rapport à la simulation *Zemax*) et de rayon à mi-hauteur (augmenté de 23% par rapport à la simulation).

1. Les premières simulations ont été réalisées sur la version *Zemax* de 2006. Cependant, nous avons pu observer un rapport de Strehl plus faible (50%) en utilisant une version plus récente de *Zemax* (2019) lorsque l'échantillonnage est augmenté (pupille et image à 512)...

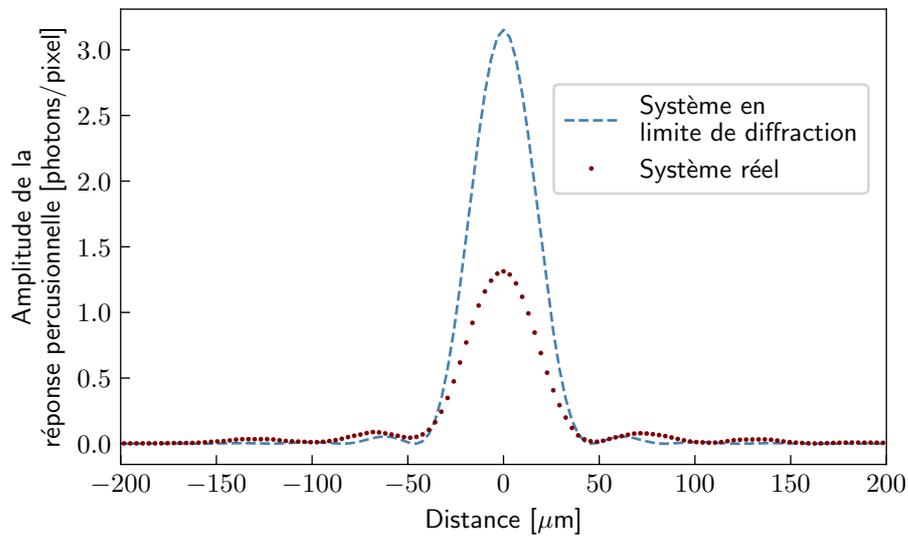


FIGURE 3.14 – Comparaison des réponses percussives obtenues dans le cas du système réel et du système en limite de diffraction. Ces deux réponses ont été tracées en nombre de photons par pixel en utilisant la taille de pixel de la caméra Andor et en supposant que l'on récupère 500 photons sur la réponse percussive de chaque atome. On observe que l'amplitude maximale de la tache réelle est plus faible d'un facteur 2 et que les rebonds de la tache sont de plus grande amplitude. On peut tirer de ce graphe la valeur du rapport de Strehl qui est de 50 %, le système est donc bien en deçà de la limite de diffraction (Rapport de Strehl $> 0,8$).

Néanmoins, nous ne chercherons pas à obtenir une image résolue à l'aide de ce système d'imagerie. En effet, notre imagerie doit seulement nous permettre de remonter à la présence ou à l'absence d'un atome aux positions connues que sont les sites du réseau optique horizontal¹. La figure 3.15 présente la réponse percussive de trois atomes placés sur une ligne du réseau, d'abord sans bruits ajoutés, puis en prenant en compte les bruits de photon et de lecture. Cette figure est obtenue en considérant que l'on récupère 500 photons sur la réponse percussive de chaque atome. Malgré les rebonds de la réponse percussive, on observe à l'oeil qu'il semble possible de déterminer la présence d'un atome dans un site du réseau, ce qui nous rend optimistes sur la possibilité de remonter à la position des atomes dans le réseau.

En parallèle des tests d'imagerie, Marc Cheneau et Anaïs Molineri ont travaillé sur un algorithme de reconstruction d'image prenant en compte la réponse percussive réelle de notre système. Ce travail a été réalisé en collaboration avec Matthieu Boffety et Caroline Kulcsár du groupe *Imagerie et Information* du laboratoire Charles Fabry. Le principe de cet algorithme est de découper l'image en blocs de N par N pixels. Une optimisation de l'occupation des sites, traitées comme des nombres réels variant de 0 à 1, par la méthode des moindres carrés est réalisée en parallèle sur chacun des blocs ce qui

1. À cause des collisions assistées par la lumière, il n'est pas possible d'obtenir plus d'un atome par site du réseau

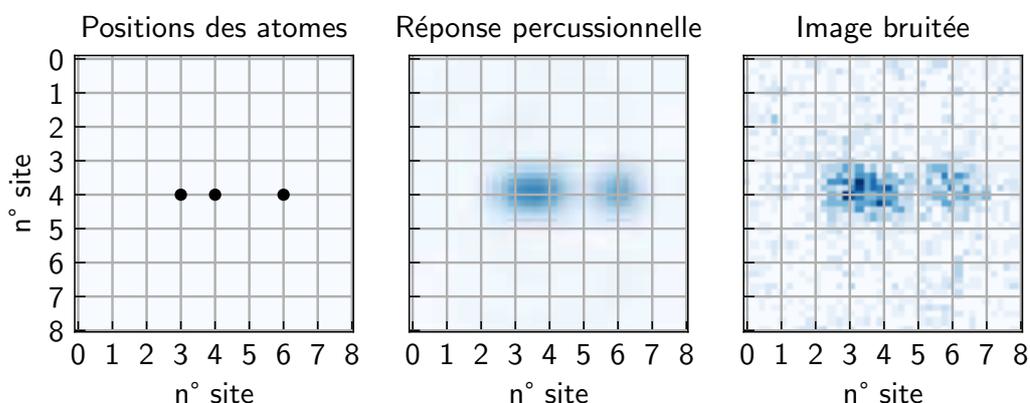


FIGURE 3.15 – Simulation d'une image comprenant 3 atomes sur une ligne du réseau. À gauche la position sur la grille; au centre les réponses percussionnelles obtenues pour 500 photons par réponse percussionnelle totale de chaque atome; à droite l'image obtenue en prenant en compte les bruits de photon et de lecture. Le bruit de lecture correspond à celui de la caméra *Andor* que nous utiliserons.

permet de diminuer le temps de calcul. Un seuil est finalement appliqué pour transformer les occupations traitées comme des nombre réels en occupations binaires (site vide ou occupé). Les résultats de cet algorithme sont présentés sur la figure 3.16 en fonction du nombre de photons récoltés par atome. De manière évidente, le résultat s'améliore avec le nombre de photon par atome; cependant, on observe des résultats déjà satisfaisants au delà de 500 photons par atome. En effet, en utilisant des blocs de 4x4 sites du réseau, et un grandissement de 4 pixels/site (grandissement optique de 50 au lieu de 60 utilisé précédemment), on obtient un taux d'erreur inférieur à 10 % en une itération. Des itérations supplémentaires sont utiles pour prendre en compte les pixels adjacents aux blocs et permettent de réduire le nombre d'erreurs.

Pour conclure, notre système optique semble pouvoir nous permettre de réaliser une imagerie *in situ* grâce à laquelle nous pourrions remonter à la position des atomes dans le réseau.

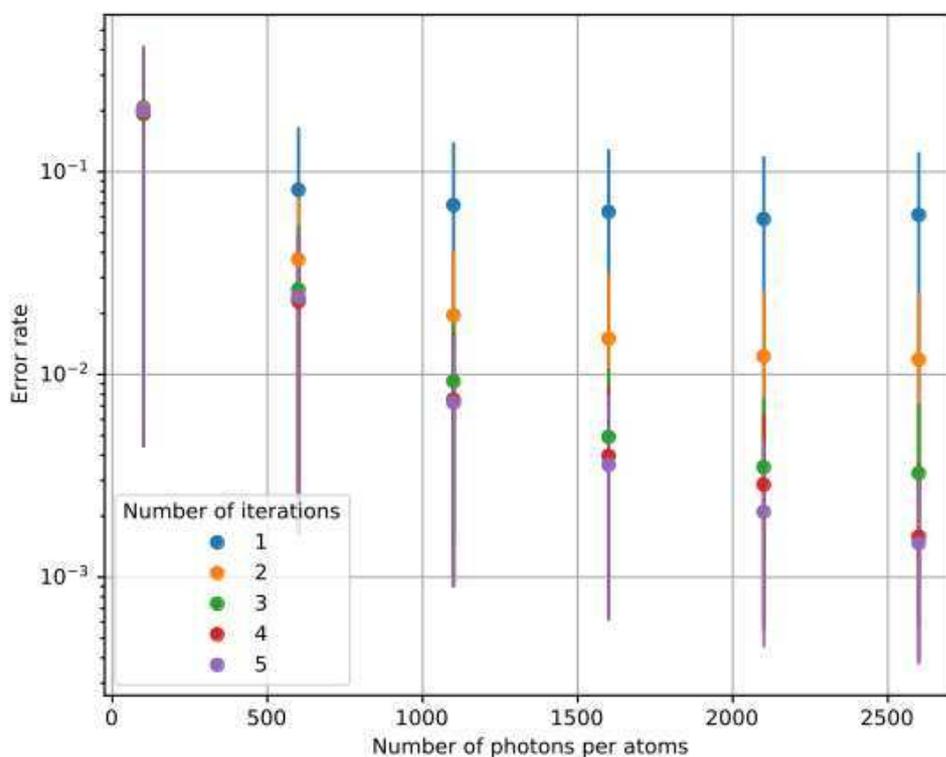


FIGURE 3.16 – Résultats de l’algorithme de reconstruction d’image pour une grandissement de 4 pixels de la caméra par site du réseau (grandissement optique de 50). La largeur des blocs utilisée est de 4 sites du réseau.

3.2 Des lentilles asphériques sous vide

Afin de réaliser l’imagerie *in situ* des atomes dans la chambre de science, nous avons choisi de placer une lentille asphérique sous vide, à une dizaine de millimètres en dessous du plan des atomes. En symétrique de celle-ci est placée une seconde lentille identique qui pourrait avoir son utilité pour générer un potentiel arbitraire sur le plan d’atomes. Les lentilles sont maintenues dans la chambre de science par un support conçu spécialement pour notre expérience. En outre, des électrodes sont placées sous vide, à proximité des atomes, et nous avons choisi de nous servir de ce support pour les fixer.

Un support adapté

Afin de maintenir les optiques sous vide, l’ingénieure de recherche Florence Nogrette qui travaille avec nous a conçu une monture qui répond aux contraintes de notre expérience (voir figure 3.17). Cette monture est constituée d’un support en acier inoxydable auquel sont fixés deux barillets dans lesquels sont maintenues les lentilles. Les barillets sont eux aussi en acier inoxydable, afin d’avoir la même dilatation thermique pour cha-

cune des pièces. Les lentilles sont préalablement insérées dans les barillets et maintenues par un écrou en acier inoxydable. Une rondelle en *peek*¹ est placée entre la lentille et l'écrou pour assouplir le contact. Nous avons mis en place des cales en verre afin de régler précisément l'écart entre les lentilles, comme présenté dans la suite. La monture est solidarisée à la bride inférieure de la chambre de science à l'aide d'une plaque d'adaptation. Une découpe a été réalisée dans la monture afin de laisser libre le passage du faisceau à 689 nm utilisé lors du refroidissement par bandes latérales dans le réseau. De même, une ouverture circulaire a été percée de part et d'autre de la monture en vue du passage des faisceaux générant le réseau vertical.

L'ajout des électrodes

Les électrodes sous vide sont fixées à la monture des lentilles comme présenté par la figure 3.18. Ce montage nous permet d'avoir 8 électrodes très proches du plan d'atomes et de générer un champ électrique réglable à la position des atomes, comme présenté dans la partie 1.4.

La forme des électrodes a été adaptée afin de laisser libre l'axe d'imagerie (vertical), ainsi que le passage des faisceaux transport et réseau vertical. Le modèle a été pris sur l'expérience SHADOQ du groupe Optique Quantique du laboratoire Charles Fabry [56], avec une légère modification sur les bords extérieurs afin de rendre plus aisée leur fixation sur le support.

Ces électrodes sont isolées du support à l'aide de rondelles en céramique. La connexion des électrodes est réalisée par des cosses conçues pour avoir un encombrement minimal, en particulier pour les électrodes placées sur la partie inférieure. Les fils électriques sont reliés à l'extérieur de la chambre à vide par la traversée de câbles mise en place au niveau de la bride inférieure de la chambre de science.

Détermination de l'épaisseur des cales optimisant la distance inter lentilles

Afin d'ajuster la distance entre les lentilles, nous avons réalisé plusieurs tests. Le premier a été réalisé en utilisant un interféromètre, dans l'air et avec une longueur d'onde de 633 nm, grâce auquel nous avons optimisé l'épaisseur des cales grâce au front d'onde. Le second test a été réalisé dans l'air et avec une longueur d'onde de 689 nm qui sera celle de travail. Ce test consistait à faire propager un faisceau collimaté au travers des deux lentilles et observer l'évolution de la taille du faisceau en sortie. Enfin nous avons vérifié que le choix de l'épaisseur des cales était le bon en réalisant ce même test avec les lentilles sous vide.

Test à l'interféromètre Pour le test à l'interféromètre, nous avons fait passer un front d'onde plan à travers les deux lentilles placées dans leur monture, comme présenté sur la figure 3.19. La planéité de ce front d'onde a été caractérisée par un interféromètre de type Fizeau, présenté sur la figure 3.20. Cet interféromètre évalue la déformation du front d'onde par le passage à travers le système optique en le faisant interférer avec un front d'onde plan obtenu par réflexion sur une surface de référence plane.

1. Polyétheréthercétone, thermoplastique semi-cristallin thermostable.

Pour modifier finement et de manière contrôlée l'écart entre les lentilles nous avons utilisé des cales métalliques calibrées au centième de millimètre (voir figure 3.2). À partir de l'interférogramme, nous pouvons récupérer une valeur proportionnelle au rayon de courbure du front d'onde. Ces données sont représentées sur le graphe de la figure 3.2. Un calcul réalisé à l'aide du formalisme des matrices $ABCD$ pour la propagation de faisceaux gaussiens nous permet de prédire le comportement du rayon de courbure en sortie du système optique comme étant de la forme $-f^2/d$, où f est la focale des lentilles asphériques et d est l'écart à la distance optimale de $2f$ entre les deux lentilles. Cette mesure nous permet d'obtenir une épaisseur totale optimale de 2,864 mm.

Cependant, cette mesure étant réalisée dans l'air (et non dans le vide), et à une longueur d'onde de 633 nm (et non 689 nm), il nous reste à ajuster l'épaisseur des cales en fonction de ces modifications. Une simulation réalisée avec le logiciel *Zemax*, nous permet d'évaluer l'augmentation de distance entre les lentilles à +142 μm lorsque l'on passe d'une propagation d'un faisceau à 633 nm à un faisceau à 689 nm. De même, lorsque la propagation est réalisée dans le vide et non dans l'air, il faut rapprocher les lentilles de 28 μm . Finalement, pour passer de la configuration de l'interféromètre à notre expérience, il faut que l'écart soit augmenté de 114 μm . L'épaisseur totale des lames doit donc être de 2,978 mm. Cette épaisseur est répartie sur deux lames placées de part et d'autre de la monture, comme présenté sur la figure 3.19.

Tests à la bonne longueur d'onde Afin de tester cette épaisseur dans les conditions réelles, nous avons commencé par reprendre un montage à 689 nm en utilisant un faisceau collimaté par nos soins, de largeur égale à celle des lentilles (25 mm). Pour ce faire nous avons utilisé une plaque de cisaillement¹, et nous avons aussi vérifié que la taille du faisceau restait identique (à ≈ 1 mm près) 8 mètres plus loin. Nous avons alors observé que le faisceau restait bien collimaté pour une cale d'épaisseur 2,98 mm, ce qui nous a conforté dans nos mesures réalisées à l'interféromètre. Pour cette mesure, nous avons comparé la taille de la tache en sortie des lentilles après quelques mètres à la tache en entrée, l'écart était de l'ordre du millimètre. Cependant, nous n'avons ici pas pris en compte le décalage air/vide, alors que ces mesures ont été prises dans l'air. Cette mauvaise interprétation semble venir du critère utilisé pour considérer le faisceau collimaté en sortie. À partir de ce résultat, nous avons pensé à soustraire les 28 μm sur l'épaisseur des cales (nous amenant à une épaisseur de 2,95 μm) avant de réaliser un test sous vide.

Pour vérifier l'écart entre les lentilles lorsque celles-ci sont placées sous vide, nous avons installé les lentilles dans la chambre de science que nous avons pompée (vide primaire). Nous avons fait passer le faisceau collimaté au travers des deux lentilles et observé que le faisceau semblait collimaté (selon nos critères) en sortie. L'erreur sur l'épaisseur des cales n'a donc pas de conséquence visible.

Réalisation des cales Les lames utilisées sur le montage final sont en verre et ont été réalisées à l'atelier d'optique de l'Institut d'Optique et présentent une précision de $\pm 3 \mu\text{m}$. Pour une telle précision, il était plus simple de réaliser ces cales en verre

1. Fabricant : *Melles Griot*, Ref : Shear Plate 09 SPM 001

plutôt qu'en métal. Cependant, elles ont été réalisées avec une épaisseur de 1,475 mm (correspondant à nos dernières mesures), et non 1,489 mm (mesures à l'interféromètre). L'erreur sur l'épaisseur de cale ne devrait pas être trop embêtante pour les premières étapes de l'expérience. En effet, dans un premier temps, la seconde lentille ne devrait servir que d'aide à l'alignement du montage d'imagerie, l'écartement entre les lentilles est alors suffisamment proche de l'optimum. En outre, la distance entre le plan des atomes et la lentille asphérique sera optimisée par la position de la frange du réseau vertical dans laquelle seront confinés les atomes. Il sera par contre bon de se rappeler de ce décalage lorsque la lentille sera utilisée pour projeter un potentiel sur les atomes.

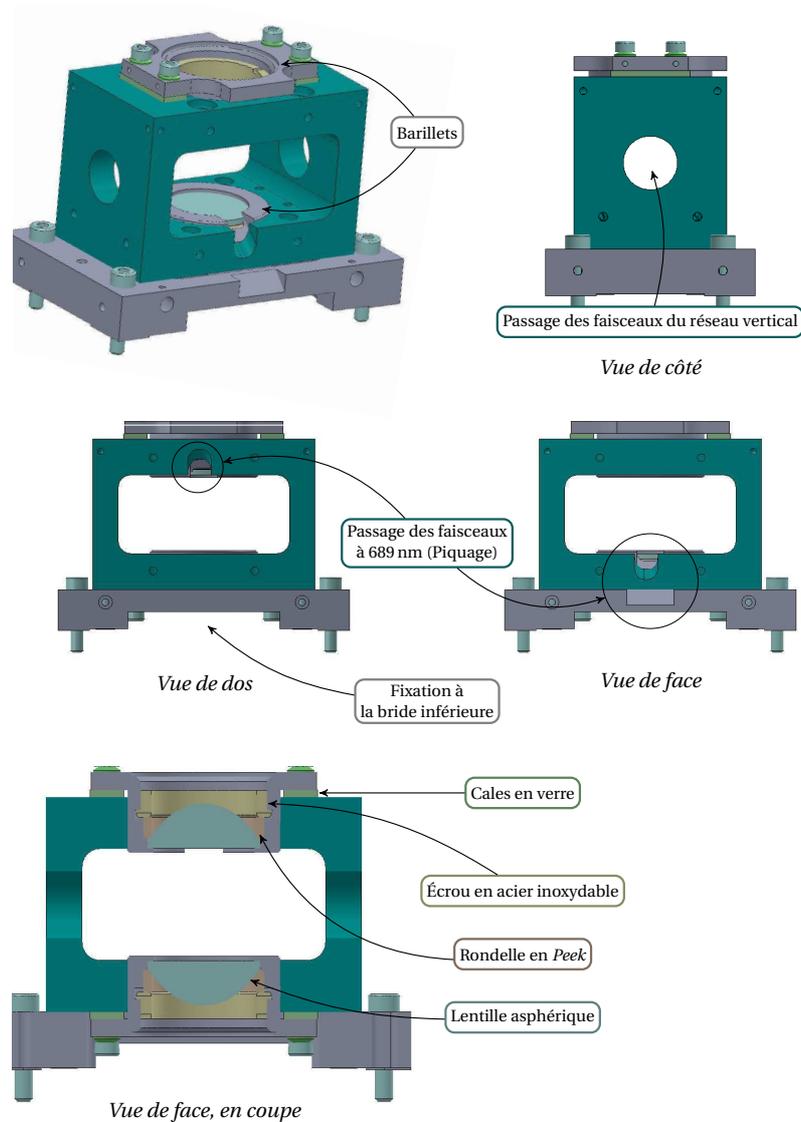
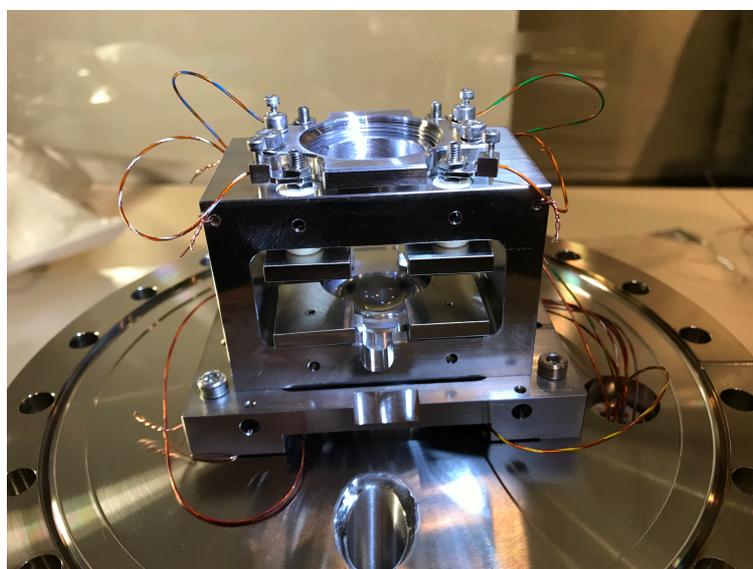
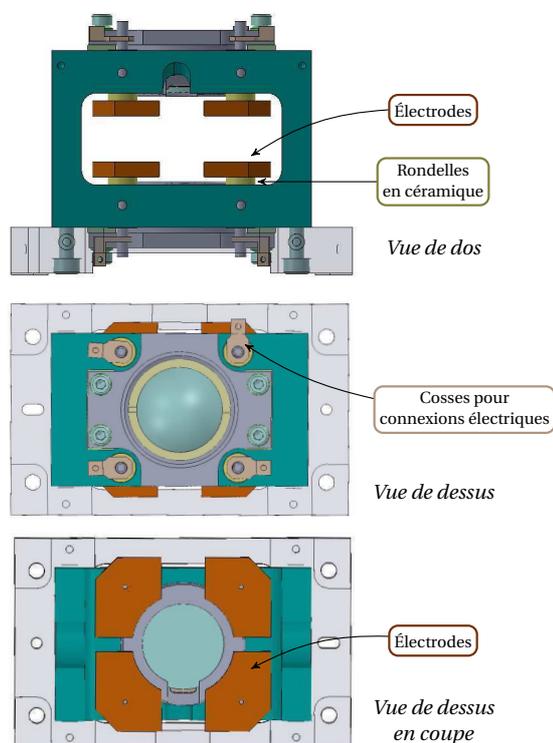


FIGURE 3.17 – Support conçu pour la fixation des lentilles asphériques. La lentille inférieure nous servira à l'imagerie *in situ* des atomes dans la chambre de science, tandis que la lentille supérieure pourra être utilisée pour ajouter un potentiel supplémentaire aux atomes. Ce support s'articule autour d'une structure en acier inoxydable fixée à la bride inférieure de la chambre par une plaque d'adaptation. À ce support sont fixés les barillets qui contiennent les lentilles. Ces dernières sont plaquées au fond du barillet par un écrou en acier inoxydable. Une rondelle en *peek* est placée entre l'écrou et la lentille pour assouplir le contact. L'écart entre les lentilles est ajusté par l'ajout de lames en verre au niveau de chacun des barillets. Sur les côtés du support un trou a été percé en vue du passage des faisceaux du réseau vertical. De même, un accès a été dégagé pour le faisceau à 689 nm utile au refroidissement dans le réseau.



Photographie du montage avant sa mise sous vide

FIGURE 3.18 – Au support sont fixées 8 électrodes. Elles sont isolées électriquement du support à l'aide de rondelles en céramique. La connexion est réalisée par des cosses conçues pour présenter un encombrement minimal. La photographie de droite montre la connexion aux électrodes réalisées sur le montage réel. Les fils électriques sortent de l'enceinte à vide à l'aide de la traversée de câbles *ad hoc* mise en place sur la bride inférieure de la chambre de science.

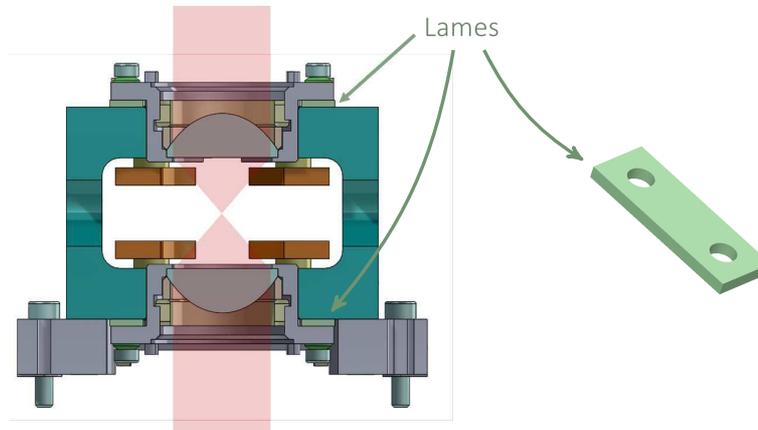


FIGURE 3.19 – 4 lames sont placées de part et d’autre de la monture afin d’ajuster l’écart entre les lentilles. Nous avons utilisé des cales mécaniques calibrées afin de tester l’effet de l’épaisseur des cales sur la déformation du front d’onde, comme présenté sur la figure 3.20. Pour le montage final, ces cales ont été réalisées en verre.

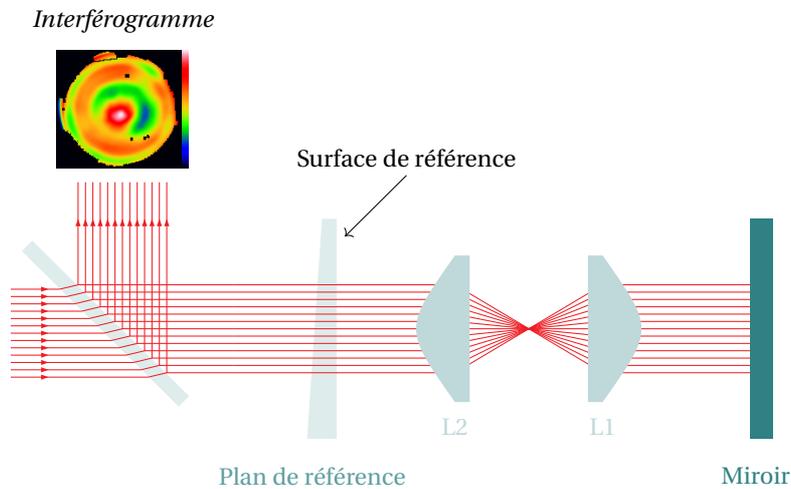


FIGURE 3.20 – Montage interférométrique utilisé pour étudier la déformation du front d’onde. Un front d’onde plan est envoyé sur une surface de référence sur la face arrière de laquelle une partie des faisceaux est réfléchi. Le reste de la lumière passe à travers le système optique constitué des deux lentilles avant d’être rétro-réfléchi par un miroir. On récupère à l’aide d’une lame séparatrice les faisceaux qui interfèrent et on image l’interférogramme sur une caméra. La distance entre les lentilles est optimale lorsque l’on a un minimum de franges sur l’interférogramme, autrement dit lorsque l’on se rapproche de la teinte plate.

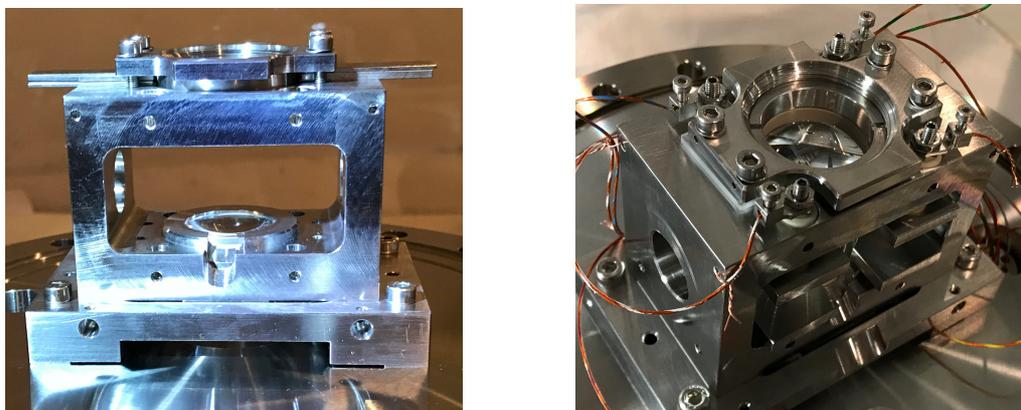


FIGURE 3.21 – À gauche, montage des cales mécaniques pour les tests d'espacement entre les lentilles asphériques. À droite, montage des lames en verre conçues par l'atelier d'Optique de l'Institut d'Optique.

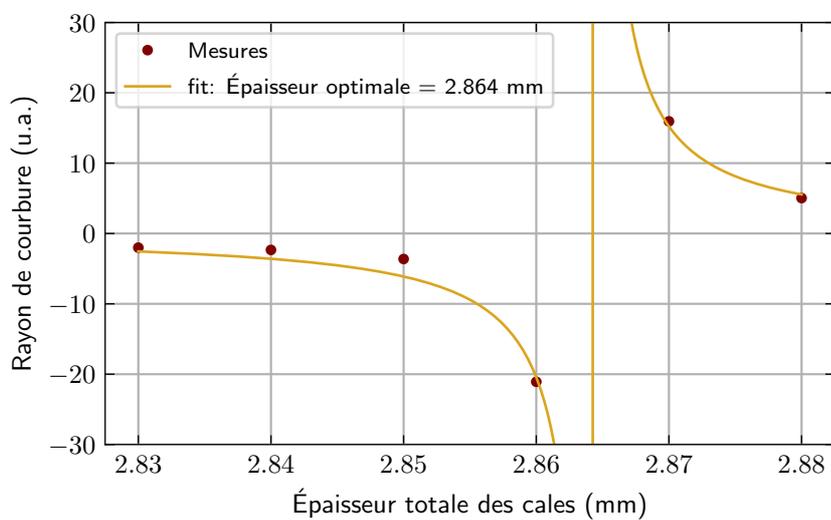


FIGURE 3.22 – Détermination de l'épaisseur des cales à choisir pour obtenir un système constitué des deux lentilles asphériques qui soit afocal. L'ajustement est fait avec une fonction de la forme $f(e) = \frac{\alpha}{e-c}$, où e est l'écart à la position optimale et c est l'épaisseur totale des cales à choisir.

4 La réalisation

4.1 Préparation de la chambre de science

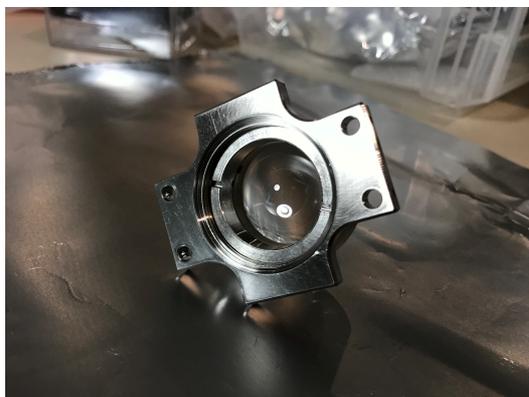
Avant de connecter la chambre de science au reste du montage expérimental, nous avons suivi quelques étapes pour nous assurer de la propreté des pièces à mettre sous vide. Nous avons commencé par nettoyer séparément chacun des éléments de la chambre à vide. Les éléments peu encombrants ont pu être nettoyés dans un bain à ultrasons (une trentaine de minutes pour chaque bain), d'abord avec de l'eau savonneuse chaude, puis à l'alcool, comme présenté sur la figure 3.23. Les pièces sont ensuite passées dans une étuve à 150 °C pendant une heure afin de les laisser sécher dans une atmosphère sèche. Les grandes brides *CF 120* ont été nettoyées dans un bain d'eau savonneuse chaude, puis un bain d'alcool, avant de passer elles aussi par l'étuve. Malheureusement elles étaient bien trop larges pour passer dans le bain à ultrasons. La seule pièce qui n'a pas pu suivre ces étapes est la chambre Kimball à cause de sa taille. Nous avons donc pris grand soin de la nettoyer entièrement à l'alcool à la main.

Nous avons ensuite réalisé un premier étuvage de la chambre à haute température (autour de 200 °C) en remplaçant les hublots par des bouchons, les hublots n'étant pas conçus pour monter à des températures supérieures à 120 °C. Nous avons aussi installé la jauge et la pompe ionique + getter au niveau de la bride supérieure, comme présenté sur la photographie de la figure 3.23. Les différentes vannes ont été montées pour ce premier étuvage. Un point important concernant ces dernières est le gradient temporel de température limité qu'elles peuvent supporter, qui est de 60 °C h⁻¹. De plus, nous avons sur notre montage une vanne tiroir pour laquelle le différentiel de température de part et d'autre doit être surveillé afin de ne pas excéder 60 °C. Les pompes et la jauge présentent aussi des températures maximales à surveiller lors de l'étuvage. L'ensemble de la chambre de science a été emballé à grand renfort de papier aluminium, réparti en plusieurs couches entre lesquelles nous avons pris garde à laisser une couche d'air. Afin d'éviter un pont thermique entre la chambre et la table nous avons intercalé des pièces en céramique entre les pieds de la chambre de science et la table. L'étuvage a duré une quinzaine de jours avec une température globalement autour de 170 °C, en prenant en compte l'allumage des pompes ioniques et l'activation du matériau getter. À son terme, en redescendant à température ambiante, nous avons obtenu une pression de quelques 10⁻¹⁰ mbar. Celle-ci était alors limitée par une fuite sur une vanne d'angle que nous avons remplacée par la suite. Cette fuite avait probablement été provoquée par une trop brusque variation de température.

Nous avons ensuite entrepris le montage des optiques dans le barillet, comme décrit dans la partie 3.2. Nous avons éprouvé quelques difficultés à visser l'écrou dans le barillet, ces deux pièces étant alors très propres et fabriquées dans le même alliage. Après un limage du taraudage du barillet, nous avons pu finir de monter les lentilles dans leur monture. Après avoir réalisé les connexions des électrodes inférieures, nous avons installé le support des lentilles et des électrodes sur la bride basse. Nous avons ensuite réalisé les connexions aux électrodes supérieures en prenant garde à ce que les fils électriques ne se trouvent pas en travers des accès optiques. Enfin, nous avons refermé la chambre de science en remplaçant les bouchons par les hublots, après une inspection

Section 4 La réalisation

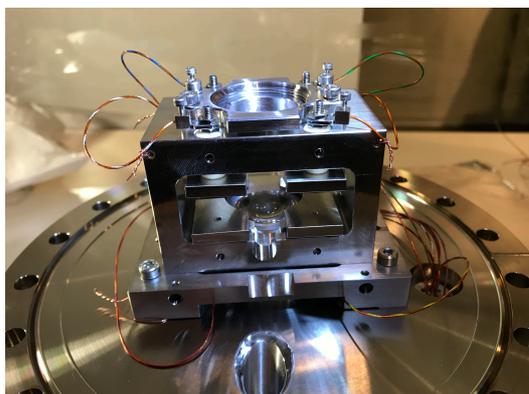
minutieuse de ces derniers. Notre chambre est alors fin prête à être raccordée au reste de l'enceinte à vide.



Lentille asphérique montée dans son barillet



Optiques montées sur le support



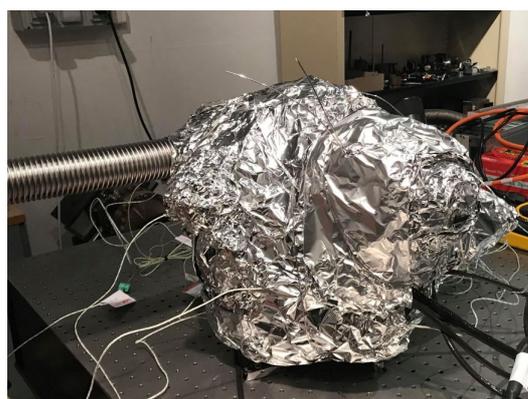
Electrodes connectées à la traversée de câbles



Montage avant étuvage à haute température



Mise en place de cordons chauffants et de thermocouples pour le suivi de la température



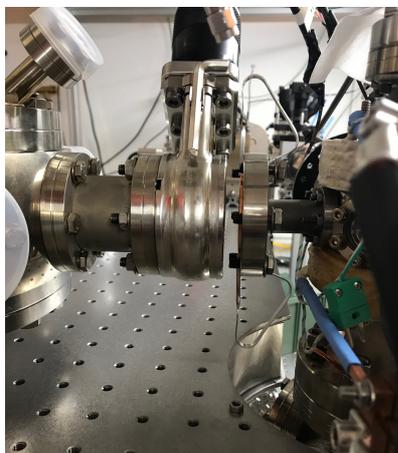
Chambre de Science emballée de papier aluminium pour étuvage à 200 °C

FIGURE 3.23 – Les différentes étapes du premier étuvage de la chambre de science.

4.2 Le raccordement à la chambre du piège magnéto optique

Afin de raccorder la chambre de science au reste du montage, nous avons cassé le vide du côté de la chambre de piège magnéto-optique. Le vide a ainsi été rompu entre le début du ralentisseur Zeeman et la chambre du piège magnéto-optique, mais en gardant le four à strontium sous vide. La connexion entre la chambre du piège magnéto-optique et la chambre de science est un point assez délicat de notre montage (voir photographies de la figure 3.24). Du côté de la chambre du piège magnéto-optique, la connexion se fait via une ouverture *CF16* (diamètre 16 mm). De l'autre côté, la chambre de science est très lourde, environ 20 kg, et de ce fait assez peu maniable. La difficulté du raccordement réside dans le fait de limiter les contraintes mécaniques qui pourraient engendrer des fuites, et ainsi détériorer la qualité du vide. Le point épineux de ce raccordement est la connexion *CF16* en elle même. En effet, elle est faite avec des vis de type M4, dont le filetage est bien plus fragile que celui des vis M6 d'un port *CF40*. De même, lors de la connexion, nous avons été inquiets de l'état du taraudage sur la chambre du piège magnéto-optique. Un problème supplémentaire est le placement de la chambre de science sur la *breadboard* découpée sur mesure : l'ouverture pour l'imagerie et la traversée de câbles ainsi que celle pour le piquage doivent être en face des éléments correspondants sur la chambre.

Raccordement des deux chambres



Vue de côté

Positionnement de la chambre sur la breadboard



Vue du dessous de la chambre de science

FIGURE 3.24 – Mise en place de la chambre de science sur la *breadboard* et raccordement à la chambre du piège magnéto-optique.

4.3 L'étuvage

Une fois le raccordement réalisé, nous avons entrepris un étuvage de l'ensemble de l'enceinte à vide qui a été remis à l'air. Pour ce faire, nous avons installé des cordons chauffants et emballé l'ensemble avec des couches de papier aluminium, de manière similaire à ce que l'on avait fait pour l'étuvage de la chambre seule (voir partie 4.1). Cependant, cette fois-ci, nous avons pris garde à obtenir une température de l'ordre de 115 °C en tout point, avec une attention particulière à la température des hublots. La montée en température s'est faite de manière très graduelle afin que la variation de température au niveau des hublots n'excède pas 2 °C min^{-1} . L'idée de cet étuvage est de s'assurer que nous dépassons les 100 °C dans l'ensemble de l'enceinte à vide afin de faire évaporer l'eau qui aurait été adsorbée par les parois. Cet étuvage est rendu complexe par le grand nombre de pièces dans l'enceinte à vide : on prend la température en différents points en dehors de l'enceinte, mais nous n'avons pas d'information sur la température des optiques sous vide. Cet étuvage prend donc quelques semaines pour être terminé. Nous avons effectué un premier étuvage, mais avons été déçus de notre pression après redescende à température ambiante. De plus, la jauge IKR nous a permis de déceler une fuite au niveau de la chambre du piège magnéto-optique qui nous limiterait à quelques 10^{-10} mbar dans la chambre de science, ce qui est trop élevé pour nos expériences. Avec la vanne fermée, nous sommes descendus jusqu'à une pression de $7 \cdot 10^{-11}$ mbar, ce qui est un peu trop élevé pour les expériences que nous souhaiterons réaliser dans la chambre de science, puisque nous visons plutôt quelques 10^{-11} mbar.

4.4 Améliorations prévues

Afin d'améliorer l'efficacité de pompage, une seconde version de la partie supérieure de la chambre de science a été conçue et a d'ores et déjà réalisée par le fabricant SAES. Le port *CF40* a été agrandi en *CF63* (63 mm de diamètre) et la croix a été remplacée par une pièce sur mesure maximisant la conductance vers la pompe getter grâce à un piquage à 45° en *CF63* (diamètre intérieur 32 mm), comme présenté sur la figure 3.25.

Placer la pompe dans un tube *CF63* nous permettrait, d'après l'équipe technique SAES, de récupérer l'efficacité de pompage maximale. Il ne reste alors qu'à prendre en compte l'effet du passage au travers de l'orifice dû à la connexion en *CF63* (on aurait l'efficacité maximale si le matériau getter était directement dans la chambre de science). La conductance liée au passage à travers un orifice C_{or} est donnée par l'aire de l'orifice multipliée par 11,6. La vitesse de pompage effective de la pompe serait ainsi $\frac{1}{v_{\text{eff}}} = \frac{1}{C_{\text{or}}} + \frac{1}{v_{\text{pompe}}}$. L'application numérique donne une vitesse de pompage de 130 L s^{-1} , qui est plus de la moitié de vitesse de pompage nominale. Modifier la manière de pomper la chambre de science nous permettrait donc de gagner approximativement un facteur 5 sur la vitesse de pompage, ce qui nous permettrait d'atteindre les quelques 10^{-11} mbar.

Nous avons aussi prévu de remplacer l'adaptateur *CF16/CF40* situé entre la chambre du piège magnéto-optique et la vanne tiroir par un soufflet à coupelles soudées réalisé sur mesure, présentant une bride *CF40* d'un côté et *CF16* de l'autre. La longueur totale de ce soufflet est de 52 mm au total, ce qui nous permet de ne pas augmenter la distance entre les chambres. Ce soufflet est réalisé par l'entreprise *Neyco*.

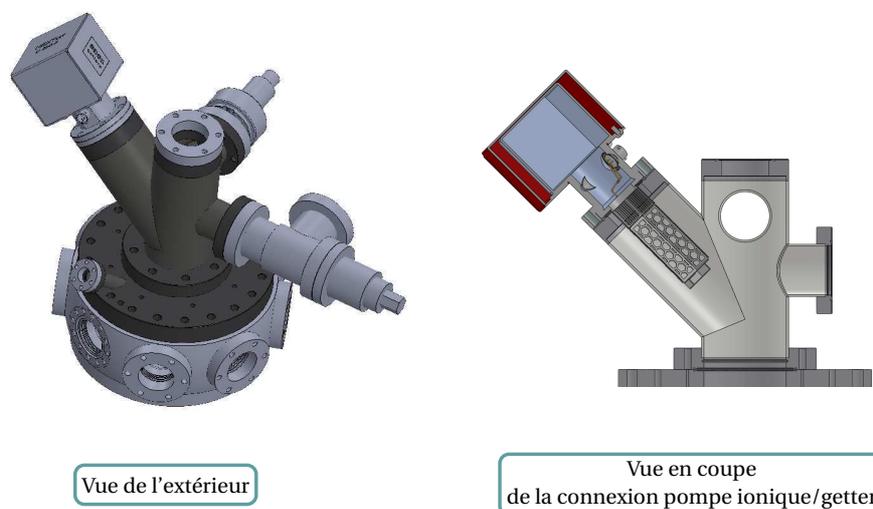


FIGURE 3.25 – Vues *Solidworks* de la partie supérieure de la chambre de science envisagée en vue d’améliorer l’efficacité de pompage. L’orientation de la pompe ionique/getter est passée de 90° à 45° par rapport à la verticale. La connexion entre la bride supérieure de la chambre de science et la partie pompage est réalisée par une ouverture *CF63* et non plus une ouverture *CF40*.

Une autre amélioration pourrait être de pivoter la chambre du piège magnéto-optique de 90°, de sorte que la connexion entre les deux chambres se fasse uniquement via des ports *CF40*. Un avantage serait de pouvoir diminuer un peu la distance du transport des atomes d’une chambre à l’autre. De plus, comme présenté dans le chapitre 5, la taille du hublot de sortie du faisceau de transport est un élément limitant du montage. Passer à un port *CF40* nous permettrait d’améliorer notre configuration optique pour le transport. Cependant, l’axe du transport serait alors partagé avec un des axes du piège magnéto-optique, ce qui n’est pas le cas actuellement.

5 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre les grandes étapes de la construction de la chambre de science, de sa conception à son raccordement au reste du montage optique. Nous avons notamment étudié le système optique permettant de réaliser l’imagerie *in situ* de nos atomes et qui est une spécificité de notre montage. Le système optique total a été évalué une première fois en espace libre et donne des résultats qui devraient nous permettre de retrouver la position des atomes dans le réseau en ayant recours à un algorithme développé en parallèle. Cet algorithme est détaillé dans la thèse d’A. Molineri [26]. Concernant la mise sous vide de l’enceinte à vide, celle-ci nous demande encore un peu de travail afin de descendre à des pressions dans les bas 10^{-11} mbar.

Transport : Aspects théoriques

Sommaire

1	Considérations générales sur le transport optique	106
1.1	Principe de fonctionnement	106
1.2	Application au strontium	107
2	Cahier des charges	110
2.1	Source laser	110
2.2	Intégration autour de la chambre à vide	110
2.3	Caractéristiques du nuage d'atomes	111
2.4	Caractéristiques du piège réalisant le transport	115
3	Une solution simple : le piège à un faisceau	122
4	Notre choix : un piège à deux faisceaux croisés	126
4.1	Principe	126
4.2	Gain en profondeur ainsi qu'en confinement vertical	127
4.3	Caractéristiques du piège retenu	128
5	Conclusion	129

Ajouter une seconde chambre à vide, bien que très utile en terme d'accès optique, complexifie néanmoins le dispositif expérimental. En effet, cette extension nécessite la réalisation d'un transport des atomes de strontium de la chambre du piège magnéto-optique à la chambre de science. Les atomes doivent alors être récupérés en fin de piège magnéto-optique rouge, à une température inférieure au microkelvin. Ce transport doit bien entendu être réalisé sans chauffer les atomes, sous peine de perdre le bénéfice d'un piège magnéto-optique efficace. Cette partie présente la technique usuelle du transport optique avant de détailler le cahier des charges de notre transport. J'aborderai ensuite le cas simple d'une pince optique, avant de m'attarder sur la technique du piège dipolaire croisé pour lequel nous avons opté sur notre expérience. Enfin, je donnerai les paramètres choisis afin de respecter notre cahier des charges.

Notations Les notations utilisées pour parler du transport sont :

- \vec{z} : direction axiale ou direction du transport (dans le plan horizontal)
- \vec{y} : direction verticale
- \vec{x} : direction transverse (dans le plan horizontal)

1 Considérations générales sur le transport optique

Usuellement les atomes froids sont transportés dans un piège optique [60, 61] ou magnétique [62]. Des solutions originales de transport optique ont recours à des lentilles à focales variables [63], ou encore à un réseau 1D que l'on fait défiler par variation de la phase de la figure d'interférences [64]. Je m'intéresse dans cette partie à un transport réalisé par un piège dipolaire généré par la focalisation d'un faisceau gaussien ; cette technique est aussi connue sous le nom de pince optique.

1.1 Principe de fonctionnement

De nombreuses expériences ont recours à un piège optique déplacé à l'aide de platines de translation motorisées afin de transporter un nuage d'atomes froids [60, 65]. La réalisation la plus simple d'un tel piège consiste à focaliser un faisceau laser à l'aide d'une lentille afin de créer un maximum local d'intensité. En effet, en présence d'un champ électrique oscillant (champ du laser), l'atome se polarise et est attiré vers le maximum d'intensité (en cas de désaccord vers le rouge).

Ce piège est caractérisé par sa profondeur et sa raideur, comme présenté par la figure 4.1. Ces paramètres sont proportionnels à la polarisabilité de l'atome à piéger. Celle-ci dépend des caractéristiques intrinsèques de l'atome (fréquence et largeur des transitions atomiques), mais aussi de la longueur d'onde du laser de piégeage. Le désaccord de ce dernier vis à vis de la transition prédominante doit être suffisamment grand afin de limiter l'absorption de photons du faisceau piège par les atomes. Ces absorptions mèneraient à un chauffage, voire à des pertes d'atomes du nuage pendant le transport. Cependant, plus le désaccord est grand, plus la polarisabilité diminue... Il faut donc faire un compromis entre puissance laser et longueur d'onde. Enfin, le piège est d'autant plus

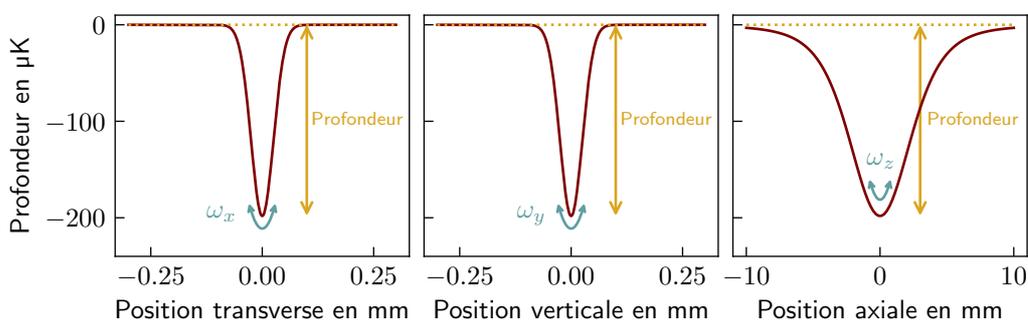


FIGURE 4.1 – Forme du potentiel dipolaire généré au point focal d’un faisceau gaussien dont les rayons vertical et transverse sont égaux, vu depuis les trois directions de l’espace. Ici, les confinements vertical et transverse sont identiques puisque le faisceau focalisé est circulaire.

raide et profond que l’intensité au point focal est grande. La raideur du piège est quant à elle intimement liée au gradient d’intensité créé par la focalisation du faisceau laser. Ainsi, plus le rayon du faisceau au point focal est petit, plus grand est le confinement. Reste maintenant à venir déplacer le piège pour transporter les atomes d’une chambre à l’autre. La technique la plus simple est alors de placer la lentille de focalisation sur une platine de translation motorisée : la translation de la platine va engendrer le déplacement du point focal du laser et ainsi déplacer le piège optique. Le détail du fonctionnement de ce système est donné dans la partie 3. En outre, il faut s’assurer que le transport se fasse avec très peu de vibrations, sous peine de chauffer et éventuellement perdre des atomes. Le choix de la platine de translation utilisée va alors être un point critique au bon fonctionnement du transport (voir partie 1.4).

1.2 Application au strontium

Le potentiel dipolaire peut être expliqué par le déplacement lumineux (*AC Stark Shift*) généré lors de l’interaction entre l’atome et un champ laser, comme présenté sur la figure 4.2. On réalise le calcul au premier ordre des perturbations et nous prendrons ensuite en compte les contributions des transitions prises individuellement. Dans notre cas, l’état fondamental $|g\rangle$ correspond à 1S_0 . Sous l’effet de l’interaction avec le laser de piégeage à une pulsation ω plus petite que la pulsation de la transition atomique ω_{eg} , le niveau fondamental $|g\rangle$ est baissé d’une valeur ΔE_g proportionnelle à l’intensité du faisceau de piégeage (et le niveau excité est quant à lui augmenté). Dans notre cas, la transition $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ est largement prépondérante et pour celle-ci le désaccord est négatif : on a donc bien un potentiel piégeant.

Afin de caractériser le piégeage, nous souhaitons ainsi calculer le déplacement lumineux ΔE_g du niveau g dû à l’interaction entre les atomes et le laser à 1 064 nm : $\hat{W} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}$. En utilisant la théorie des perturbations au premier ordre, le déplacement lumineux s’écrit sous la forme :

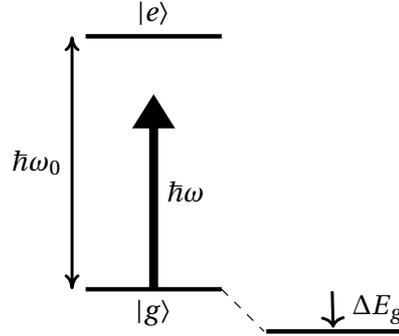


FIGURE 4.2 – Déplacement lumineux du niveau fondamental dû à l’interaction entre l’atome et le faisceau de piégeage. ω_0 est la pulsation de la transition atomique et ω est la pulsation du laser utilisé pour générer le piégeage. Pour un désaccord entre le laser et la transition *vers le rouge* ($\delta = \omega - \omega_0 < 0$), le déplacement lumineux ΔE_g est négatif : le potentiel est piégeant.

$$\Delta E_g = \sum_{\Phi_e \neq \Phi_g} \frac{|\langle \Phi_e | \hat{W} | \Phi_g \rangle|^2}{E_{\Phi_g} - E_{\Phi_e}} \quad (4.1)$$

où $|\Phi_e\rangle = |e, n\rangle$ avec e l’état interne de l’atome, et n le nombre de photons dans le champ. De même, $|\Phi_g\rangle = |g, n\rangle$ avec g l’état interne initial de l’atome.

Les éléments de matrice non nuls sont : $W_{eg}^{(-)} = \langle e, n-1 | \hat{W} | g, n \rangle$ et $W_{eg}^{(+)} = \langle e, n+1 | \hat{W} | g, n \rangle$. Le premier terme est le terme résonnant correspondant au cas où l’atome passe dans l’état excité avec annihilation d’un photon. Le second est le terme non-résonant, pour lequel l’atome passe dans l’état excité avec création d’un photon. Le laser de piégeage étant à 1 064 nm étant loin de résonance, il n’est pas rigoureux de supprimer le terme non-résonant, sa contribution étant du même ordre [66]. Le déplacement lumineux s’écrit ainsi :

$$\Delta E_g = \sum_{e \neq g} \frac{|\langle e, n-1 | \hat{W} | g, n \rangle|^2}{\hbar(\omega - \omega_{eg})} - \frac{|\langle e, n+1 | \hat{W} | g, n \rangle|^2}{\hbar(\omega + \omega_{eg})} \quad (4.2)$$

Dans ce traitement, le champ est quantifié, si bien que l’opérateur d’interaction s’écrit : $\hat{W} = -\sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V}} \hat{\mathbf{d}} \cdot \boldsymbol{\epsilon} (\hat{a} e^{-i\omega t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega t})$ où \hat{a} et \hat{a}^\dagger sont les opérateurs annihilation et création d’un photon dans le mode du faisceau laser¹ et V est le volume du mode du champ électrique.

La polarisation du champ électrique $\boldsymbol{\epsilon}$ est donnée sur la base (e_{-1}, e_0, e_1) correspondante aux polarisations σ_- , π et σ_+ ².

1. On a alors : $\hat{a}|k+1\rangle = \sqrt{k+1}|k\rangle$ et $\hat{a}^\dagger|k\rangle = \sqrt{k+1}|k+1\rangle$

2. Dans cette base, le produit scalaire entre deux vecteurs est donné par : $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = \sum_q (-1)^q A_{-q}^* B_q$.

On peut ainsi calculer les termes d'interaction :

$$\begin{aligned} W_{eg}^{(-)} &= -\sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V}} \langle e | \left(\sum_{\text{pol}=q} (-1)^q \epsilon_{-q}^* \hat{d}_q \right) | g \rangle \langle n-1 | \left(\hat{a} e^{-i\omega t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega t} \right) | n \rangle \\ &= -\sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V}} \sum_q (-1)^q \epsilon_{-q}^* \langle e | \hat{d}_q | g \rangle \sqrt{n} e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} W_{eg}^{(+)} &= -\sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V}} \langle e | \left(\sum_q (-1)^q \epsilon_{-q}^* \hat{d}_q \right) | g \rangle \langle n+1 | \left(\hat{a} e^{-i\omega t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega t} \right) | n \rangle \\ &= -\sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V}} \sum_q (-1)^q \epsilon_{-q}^* \langle e | \hat{d}_q | g \rangle \sqrt{n+1} e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Finalement pour un grand nombre de photons dans le champ n , le déplacement lumineux de l'état fondamental s'exprime sous la forme :

$$\Delta E_g = \frac{n\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V \hbar} \sum_{e \neq g} \left| \sum_q (-1)^q \epsilon_{-q}^* \langle e | \hat{d}_q | g \rangle \right|^2 \left(\frac{1}{\omega - \omega_{eg}} - \frac{1}{\omega + \omega_{eg}} \right) \quad (4.5)$$

Le théorème de Wigner-Eckart nous permet de réécrire $\langle e | \hat{d}_q | g \rangle = \langle \eta' L' S' J' m' | \hat{d}_q | \eta L S J m \rangle$ à l'aide de l'élément de matrice réduit du dipôle ainsi que d'un coefficient de Clebsch-Gordan [66] : $\langle \eta' L' S' J' m' | \hat{d}_q | \eta L S J m \rangle = \langle J' || \hat{d} || J \rangle \langle J' m' | J m; 1 q \rangle$. Le coefficient de Clebsch-Gordan peut lui-même se calculer à l'aide d'un symbole 3j de Wigner : $\langle J' m' | J m; 1 q \rangle = (-1)^{J-1+m'} \sqrt{2J'+1} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ m & q & -m' \end{pmatrix}$.

De plus, nous avons une expression de l'élément de matrice réduit du dipôle [66] : $|\langle J || \hat{d} || J \rangle|^2 = \Gamma_{e \rightarrow g} \frac{3\pi\varepsilon_0 \hbar c^3}{\omega_{eg}^3} \frac{2J'+1}{2J+1}$ où $\Gamma_{e \rightarrow g}$ est taux d'émission spontanée de l'état excité $|e\rangle$ vers l'état fondamental $|g\rangle$. Finalement, le terme d'interaction devient ¹ :

$$\langle e | \hat{d}_q | g \rangle = (-1)^{J'-1+m'} \sqrt{\Gamma_{e \rightarrow g} \frac{3\pi\varepsilon_0 \hbar c^3}{\omega_{eg}^3}} \sqrt{2J'+1} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ m & q & -m' \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

L'expression finale du déplacement lumineux est ainsi :

$$\Delta E_g = \frac{3\pi c^2 I}{2} \sum_{e \neq g} \left(\frac{1}{\omega - \omega_{eg}} - \frac{1}{\omega + \omega_{eg}} \right) \left| \sum_q (-1)^q \epsilon_{-q}^* (-1)^{J'-1+m'} \sqrt{\frac{\Gamma_{e \rightarrow g}}{\omega_{eg}^3}} \sqrt{2J'+1} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ m & q & -m' \end{pmatrix} \right|^2 \quad (4.7)$$

Dans la suite, nous utiliserons le déplacement lumineux obtenu pour une intensité de 1 W/m^2 , noté $\Delta E_{\text{unitaire}}$. En prenant en compte les transitions atomiques prépondérantes du strontium, on obtient un déplacement lumineux de $-1,2 \text{ kHz}$ pour 1 W/mm^2 en moyenne (légères différences en fonction de la polarisation du faisceau). Les transitions utilisées sont données dans l'annexe B.

1. L'élément de matrice conjugué étant calculé par : $\langle J' | T | J \rangle = (-1)^{J'-J} \sqrt{\frac{2J+1}{2J'+1}} \langle J | T | J' \rangle^*$ [66]

2 Cahier des charges

Nous souhaitons transporter notre nuage d'atomes de strontium, initialement à une température de l'ordre du μK , sur une distance de 30 cm, en une durée de l'ordre de la seconde. Ce transport présente d'autres contraintes qu'il nous faut prendre en compte : l'encombrement géométrique ainsi que la température et la forme du nuage à piéger. La forme du piège est elle aussi primordiale pour assurer un transport efficace. Ces points sont détaillés dans cette partie.

2.1 Source laser

À mon arrivée au laboratoire, le laser prévu pour le transport des atomes de la chambre du piège magnéto-optique à la chambre de science était déjà choisi et commandé. Il s'agit d'un laser ALS¹ émettant à 1064 nm, de largeur spectrale de l'ordre de 50 kHz. La puissance garantie de ce laser est de 50 W. Cette longueur d'onde de 1064 nm a été choisie afin d'avoir un laser loin de résonance par rapport à la transition prépondérante du strontium à 461 nm. Elle a aussi l'avantage d'être une longueur d'onde commune pour des lasers haute puissance, si bien que les optiques pour cette longueur d'onde se trouvent en standard chez les fabricants. Je considère dans la suite que la puissance utile de ce laser est de 35 W, soit 70% de la puissance totale. En effet, une partie de la puissance du laser sera perdue lors du passage dans les différentes optiques utilisées pour la mise en forme du transport. Une autre source de perte de puissance serait le vieillissement du laser, mais qui ne devrait pas nous concerner pour les premières années d'utilisation de notre expérience!

2.2 Intégration autour de la chambre à vide

Un premier critère pour le transport concerne le passage du faisceau de piégeage dans la chambre à vide. En effet, ce faisceau doit se propager le long de la direction du transport, notée \hat{z} . Celle-ci est déterminée par les positions extrémales du transport : le centre de la chambre du piège magnéto-optique et le centre de la chambre de science. Du côté de la chambre de science, l'accès optique est un hublot CF40 (diamètre 35,5 mm), tandis que du côté de la chambre du piège magnéto-optique, le hublot est un CF16 (diamètre 16 mm). La distance entre ces deux hublots est de 45 cm.

Il faut s'assurer que la puissance du faisceau touchant le hublot ne soit pas trop importante afin de ne pas risquer d'abimer la jonction verre/metal du hublot. Celle-ci est un point fragile, et peut être la source d'une fuite si elle est mise à mal. Lors du transport, les deux positions extrêmes sont les centres de la chambre du piège magnéto-optique et de la chambre de science. Le cas limitant se situe en fin de transport : on est focalisé dans la chambre de science, et il faut qu'après propagation le faisceau passe avec une taille raisonnable par le hublot côté piège magnéto-optique. De plus, la monture des lentilles asphériques a été conçue pour ne pas être limitante du point de vue de l'ouverture du faisceau, comme présenté dans la partie 3.2. La limite angulaire est donc donnée par la dimension du hublot du côté de la chambre du piège magnéto-optique.

1. ref : ALS-IR-1061t-50-l-SF

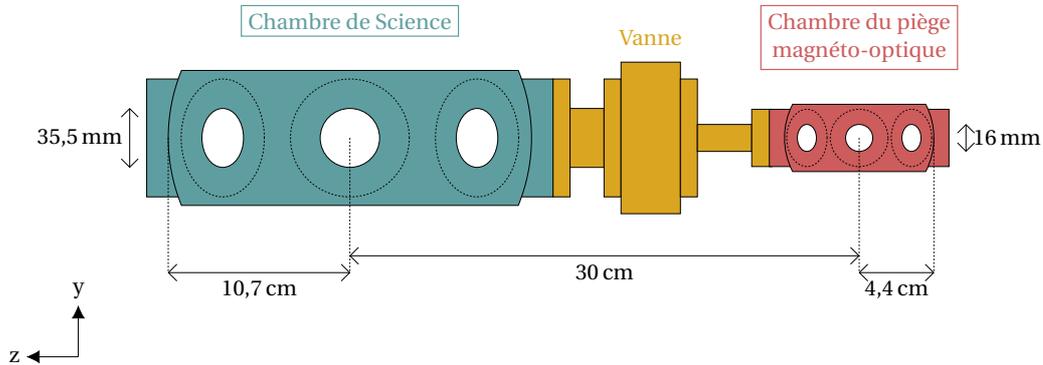


FIGURE 4.3 – Schéma des chambres à vide. À droite se trouve la chambre du piège magnéto-optique. Celle est ceinturée de 8 hublots de type CF16. La chambre de science se trouve à gauche, et est conçue sur le même plan que la chambre du piège magnéto-optique, avec des hublots de type CF40. Entre les deux chambres se trouve une vanne permettant d’isoler les deux parties de l’enceinte à vide. L’écart entre les centres de chambres est de 30 cm : c’est la distance du transport à réaliser.

2.3 Caractéristiques du nuage d’atomes

Intéressons nous à présent au nuage en amont du transport : en fin de piège magnéto-optique sur la raie à 689 nm. On peut évaluer théoriquement ses dimensions, ce qui permet de choisir un piège aux dimensions favorables.

Les caractéristiques d’un piège magnéto-optique

Le piège magnéto-optique résulte de la force de pression de radiation issue de faisceaux lasers contrapropageants dans les 3 directions de l’espace, combinés à un champ magnétique créé à l’aide de bobines alimentées en courant continu. Une explication détaillée du fonctionnement d’un piège magnéto-optique est donnée dans le cours de J. Dalibard au Collège de France [43]. Je me contente ici de détailler les éléments nécessaires à la détermination de la forme du nuage en fin de piège magnéto-optique sur la transition à 689 nm. La fréquence des faisceaux est maintenue proche de résonance avec la transition atomique sur laquelle on souhaite refroidir et confiner les atomes. Le désaccord entre le faisceau laser et la transition atomique est noté : $\Delta\omega = \omega_L - \omega_0$. On utilise deux bobines situées de part et d’autre de la chambre de manière à créer un champ magnétique dit quadrupolaire. Une telle configuration permet de créer un champ magnétique nul au centre, et de gradient constant au voisinage du centre noté $b' = \frac{\partial B}{\partial y}$, où \vec{y} est l’axe des bobines (vertical). Cette configuration permet d’obtenir un champ magnétique qui augmente proportionnellement avec la distance lorsque l’on s’éloigne du centre. Ainsi, le champ magnétique au voisinage du centre du piège est tel que :

$$\vec{B}(x, y, z) = b' \begin{pmatrix} x/2 \\ y \\ z/2 \end{pmatrix}$$

où $\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ est la position de l'atome sur les axes \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} .

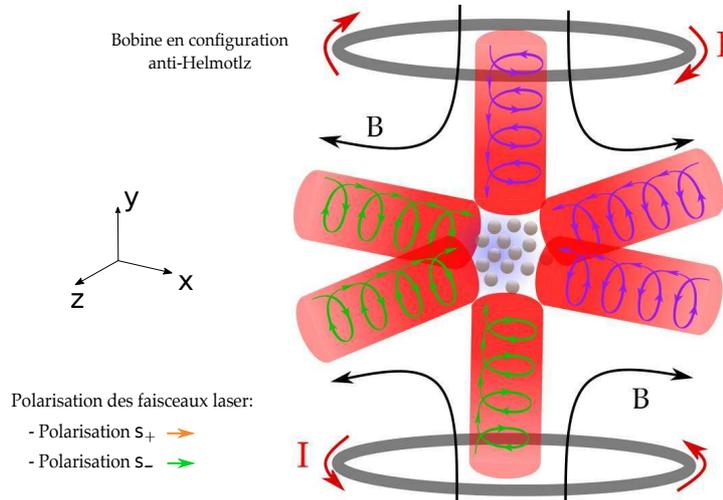


FIGURE 4.4 – Schéma de principe du fonctionnement d'un piège magnéto-optique. Deux bobines circulaires en configuration anti-Helmoltz situées de part et d'autre de la chambre du piège, et dans lesquelles les courants circulent dans des directions opposées, comme présenté sur le schéma. La configuration anti-Helmoltz permet d'obtenir un zéro de champ magnétique au croisement des faisceaux. À ce champ magnétique s'ajoutent trois faisceaux contrapropageants dans trois directions orthogonales de l'espace. Les faisceaux horizontaux ont des polarisations circulaires droites, les faisceaux verticaux ont des polarisations circulaires gauches. En orange sont représentées les polarisations droite et en vert les polarisations gauche.

Le déplacement Zeeman induit par le champ magnétique vient lever la dégénérescence des sous niveaux 3P_1 ($m_J = \pm 1$). Le déplacement Zeeman de l'atome dans l'état excité m_J et à une position \vec{r} est alors :

$$\hbar\Delta\omega_{\text{Zeeman}}(\vec{r}) = m_J g_J \mu_B ||B(\vec{r})||$$

où, g_J est le facteur de Landé et μ_B le magnéton de Bohr. Ainsi, un atome interagit avec un des faisceaux lorsque le désaccord Zeeman compense le désaccord entre la fréquence atomique et la fréquence laser.

Données du piège magnéto-optique final

Nous connaissons l'ordre de grandeur des paramètres du piège magnéto-optique, avant de commencer le transport. Ceux-ci sont en effet proches de ceux qui ont été utilisés par Simon Stellmer à l'Université d'Innsbruck, sur une expérience semblable [38]. Ceux-ci sont rassemblés ci-dessous :

- Transition atomique considérée : $5s^2 1S_0 \rightarrow 5p^3 P_1$
Transition à 689 nm de largeur naturelle 7,4 kHz.
- Gradient de champ magnétique : $1,15 \text{ G cm}^{-1}$
- Paramètre de saturation : $s = 0,5$. Celui-ci correspond au rapport de l'intensité du faisceau sur l'intensité de saturation de la transition atomique considérée.
- Désaccord $\Delta\omega$ entre la fréquence de la transition des atomes considérée et les lasers : $2\pi \cdot 150 \text{ kHz}$

Dimension de la zone d'interaction avec le champ magnétique

On souhaite déterminer la région dans laquelle les atomes interagissent avec les faisceaux du piège magnéto-optique. Le faisceau est résonant avec la transition atomique seulement dans les régions où le décalage Zeeman induit par le champ magnétique compense le désaccord entre la fréquence de transition atomique considérée et la fréquence des lasers. Cette région forme une coquille déterminée par le paramètre ξ comme défini dans la figure 4.5. Les atomes situés à l'extérieur de la coquille peuvent interagir avec le laser mais le confinement n'y sera pas efficace : la force de radiation totale diminue lorsqu'on s'éloigne de la coquille et ne permet plus de confiner les atomes.

Le rayon vertical de la coquille est alors :

$$\xi = \frac{\hbar\Delta}{m_j g_j \mu_B b'}$$

Une application numérique nous permet d'évaluer le rayon vertical de la coquille dans laquelle sont piégés les atomes à une valeur de l'ordre de $500 \mu\text{m}$. Ayant un facteur 2 entre le champ magnétique vertical et le champ magnétique horizontal, le rayon horizontal de la coquille doit être deux fois plus grand que le rayon vertical.

Taille du nuage

Sans considérer l'effet de la pesanteur, les atomes sont donc confinés dans la coquille déterminée précédemment. Ils sont à résonance avec le laser sur les bords de la coquille. Les atomes interagissent avec le laser sur une épaisseur e donnée par :

$$e = \frac{\hbar\Gamma}{2m_j g_j \mu_B b'}$$

Les atomes situés à l'intérieur de la coquille ne ressentent pas l'effet des faisceaux lasers, s'éloignant de la résonance, si bien que tant qu'ils restent à l'intérieur de la coquille, ils seront libres de se déplacer. S'ils se rapprochent des parois de la coquille, ils vont finir par ressentir l'effet de la pression de radiation des lasers et seront ramenés vers l'intérieur de la coquille.

Cependant, nous n'avons jusqu'alors pas pris en compte l'effet de la pesanteur. Celle-ci a un effet important, si bien que les atomes qui ne sont pas à résonance avec le faisceau vertical issu du bas tombent en bas de la coquille. En effet, La seule force présente

permettant de contrer la gravité est la force de pression de radiation créée par le faisceau vertical se propageant vers le haut. Ainsi les atomes qui, du fait de leur position dans le piège, ne sont soumis qu'à la pesanteur vont tomber jusqu'à être rattrapés par la force de pression de radiation générée par le faisceau vertical évoqué précédemment. Finalement, le seul endroit où les atomes sont rattrapés par la force de pression de radiation est le bas de la coquille, sur une épaisseur e telle que définie précédemment. La figure 4.5 présente la zone d'interaction avec les différents faisceaux.

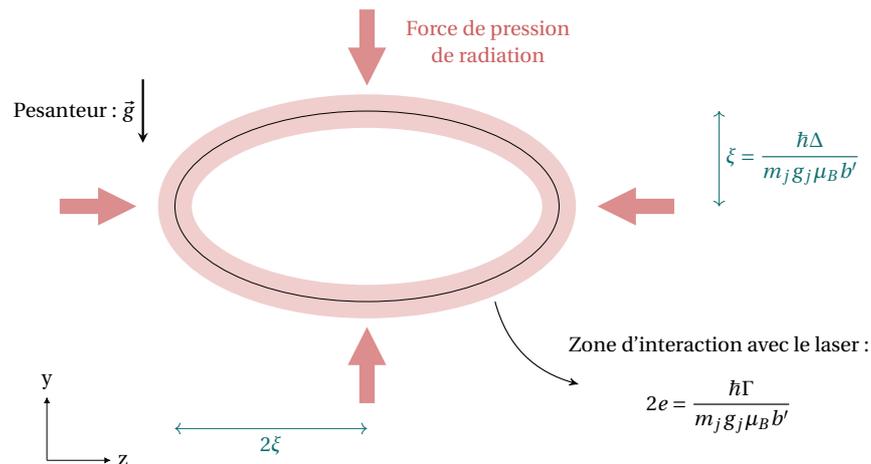


FIGURE 4.5 – Application des différentes forces sur les atomes. Les atomes sont confinés dans une coquille déterminée par la zone iso-champ magnétique sur laquelle le désaccord Zeeman compense le désaccord entre le laser et la fréquence de la transition atomique Δ . L'interaction avec le laser est réalisée sur une épaisseur e proportionnelle à la largeur de la transition atomique sur laquelle les atomes sont à résonance avec le laser. Les atomes sont aussi soumis à la force de pesanteur.

À partir des données du piège magnéto-optique avant le transport, on déduit l'épaisseur verticale théorique de ce nuage : $e = 2\mu\text{m}$. Une résolution numérique permet de remonter à la largeur du nuage dans les directions horizontales. Celle-ci nous donne une largeur de $D = 427\mu\text{m}$, comme présenté sur la figure 4.6.

De cette étude, nous avons conclu qu'une géométrie asymétrique du piège de transport pourrait être utile pour garder la forme aplatie du nuage d'atomes. De plus, nous avons maintenant une idée des dimensions du piège à choisir pour optimiser le chargement des atomes.

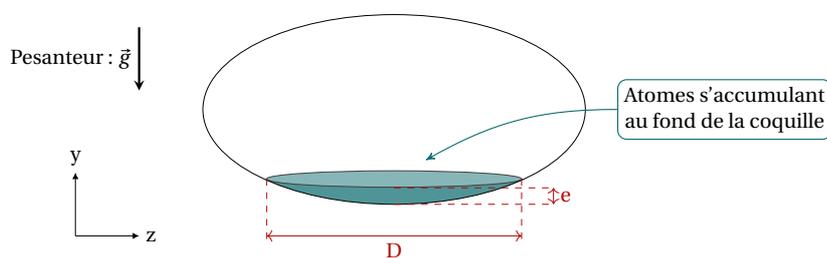


FIGURE 4.6 – Disposition des atomes dans la coquille. La force de pesanteur n'est compensée que lorsque les atomes sont à résonance avec le faisceau issu du bas. Dans ce cas, ils sont retenus par la force de pression de radiation créée par ce faisceau. Les atomes vont donc s'agréger en bas de la coquille lorsque leur agitation thermique n'est pas suffisante pour se déplacer à l'intérieur de la coquille.

2.4 Caractéristiques du piège réalisant le transport

Profondeur

Un paramètre important pour le transport d'atomes est la profondeur minimale du piège pour laquelle les atomes seront piégés. En considérant la distribution d'énergie d'un gaz thermique d'atomes à la température T , la proportion d'atomes dont l'énergie est inférieure à $10k_B T$ est de 99,98 %. On peut ainsi considérer que l'on ne perd quasiment pas d'atomes si la profondeur du piège est d'au moins 10 fois $k_B T$. La profondeur du potentiel dipolaire est donc à comparer à la température des atomes, c'est pourquoi la profondeur du potentiel sera donnée par la suite en Kelvin. Cette température est de l'ordre du microkelvin en fin de piège magnéto-optique rouge, nous visons donc une profondeur d'au moins $10 \mu\text{K}$.

Confinement axial

Afin de transporter le nuage d'atomes sans qu'il ne s'étale pendant le transport, il faut que le piège soit assez confinant, en particulier dans la direction du transport, appelée direction axiale dans cette partie. De la même manière que l'on renverse le contenu d'un verre en le déplaçant trop brutalement, il faut faire attention aux variations de vitesse lors du transport, et ce d'autant plus que le confinement axial est faible. Une manière efficace de voir quelle accélération peut être supportée par un piège de confinement donné est de représenter le potentiel vu par les atomes dans le référentiel accéléré du piège.

Effet de l'accélération La figure 4.7 présente l'effet d'une accélération du piège sur le potentiel vu par les atomes. La figure de gauche présente le potentiel initial issu de la focalisation d'un faisceau gaussien. Ce dernier a été choisi de sorte à obtenir une profondeur de $200 \mu\text{K}$ et un confinement axial de 10 Hz qui sont des valeurs proches de ce que l'on obtient pour un piège dipolaire dans notre configuration. On ajoute à ce piège

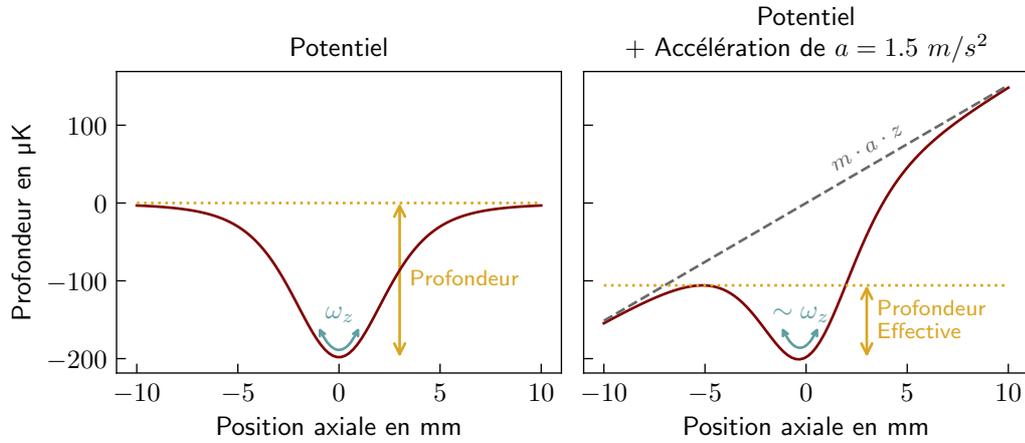


FIGURE 4.7 – Effet de l'accélération sur la forme du potentiel vu par l'atome. À gauche, le potentiel dipolaire de profondeur $200\ \mu\text{K}$ et de confinement $\omega_z = 2\pi \cdot 10\text{Hz}$ généré par un faisceau gaussien en son point focal. On observe sur la figure de droite la déformation de ce potentiel lorsque l'on ajoute le potentiel dû à l'accélération du piège pour une accélération de $1,5\ \text{m/s}^2$. On observe que la profondeur effective vue par les atomes est diminuée par rapport à la profondeur initiale. Le confinement axial est modifié dans une moindre mesure. La position du minimum de potentiel est légèrement modifiée ($\Delta z_0 \approx \frac{a}{\omega_z^2}$), si bien qu'il est nécessaire de minimiser des changements brusques d'accélération pour éviter de provoquer une oscillation des atomes dans le piège.

une accélération $a = 1,5\ \text{m/s}^2$ ¹ et on observe la déformation du piège. Le plus flagrant est la diminution de la profondeur effective vue par les atomes. Ainsi, la profondeur du piège dipolaire limite l'accélération que l'on va pouvoir donner à notre piège sous peine de perdre une partie des atomes. Par contre, plus le confinement axial ω_z du piège sera grand, moins grand sera l'impact de l'accélération sur la profondeur effective du piège. De plus, la position du fond du potentiel est modifiée lors de l'ajout de l'effet de l'accélération, il est donc préférable de limiter les variations brusques d'accélération du piège, sous peine de mettre les atomes en oscillation au fond du piège. Le déplacement de cette position est $\Delta z_0 \approx \frac{a}{\omega_z^2} \approx 0,7\ \text{mm}$, et correspond, si le changement d'accélération est brutal, à un saut en énergie de $\frac{1}{2} m \frac{a^2}{\omega_z^2} \approx 3\ \mu\text{K}$ avec les paramètres de ce paragraphe. Une première approche est donc de minimiser le jerk (dérivée temporelle de l'accélération), afin d'éviter les variations brutales d'accélération [60]. Un tel profil de déplacement est présenté sur la figure 4.8. Il correspond à un profil de jerk en triangles, de durée $t_j = \frac{T_t}{4}$ (où $T_t = 1,5\ \text{s}$ est la durée de notre déplacement). Pour ce type de profil, l'accélération maximale est donnée par $a_{\text{max}} = \frac{8d}{T_t^2}$ et la vitesse maximale par $v_{\text{max}} = \frac{2d}{T_t}$, avec d la distance du transport.

1. Nous verrons dans la suite que cette accélération correspond à l'accélération maximale nécessaire pour réaliser un transport des atomes en 1,5 s, ce qui est notre objectif.

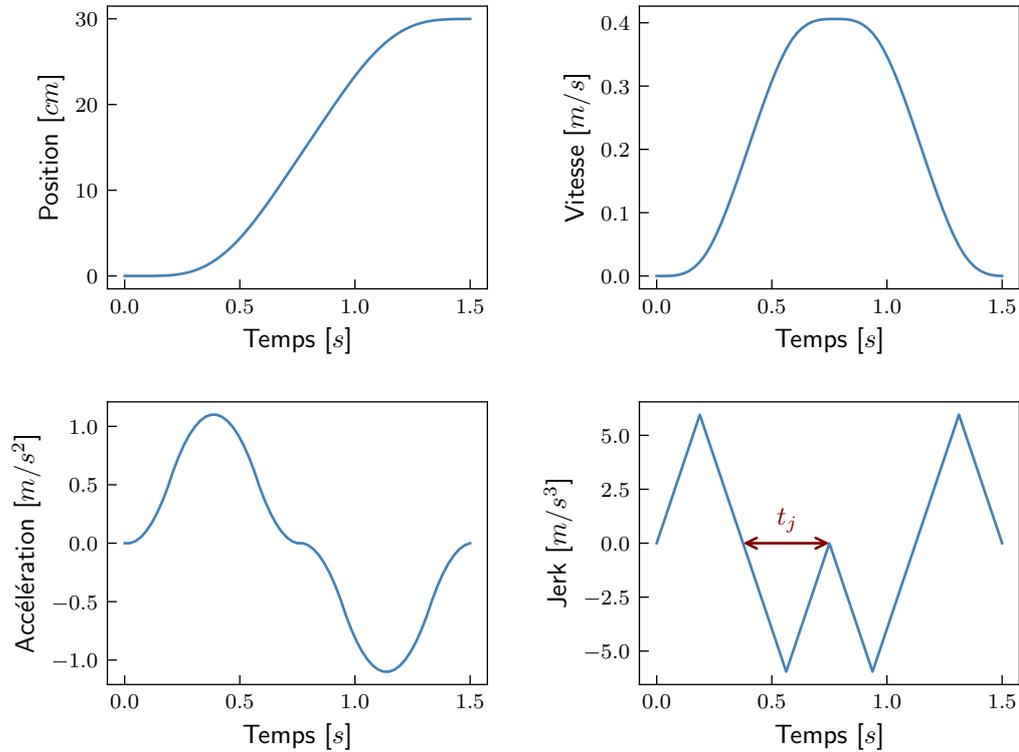


FIGURE 4.8 – Profil de transport permettant de minimiser le jerk. La position, la vitesse, l'accélération et le jerk sont représentés en fonction du temps. Le profil a été optimisé pour un transport de 30 cm en 1,5 s. Le jerk est réalisé par des fonctions triangles de durées $t_j = \frac{T_t}{4}$.

Adiabaticité du transport Minimiser le jerk du profil de déplacement ne garantit pas un transport adiabatique des atomes. Cette condition est vérifiée lorsque la durée du transport est longue par rapport à la période des oscillations au fond du piège : $T_{\text{osc}} = \frac{2\pi}{\omega_z} \approx 0,1$ s pour une fréquence de confinement axiale de l'ordre de 10 Hz. Or, une durée de transport de l'ordre de la seconde ne paraît pas compatible avec ce critère d'adiabaticité. Une technique a été étudiée en 2008 par A. Couvert [61] pour contourner ce problème dans le cas d'un transport d'atomes froids. Comme évoqué précédemment, nos atomes oscillent au fond du piège à la fréquence de confinement. Un transport idéal correspond donc à une amplitude de ces oscillations qui soit nulle, ou tout du moins minimisée. L'article cité précédemment présente le calcul de l'amplitude de ces oscillations en fonction du profil de vitesse utilisé et montre que l'on peut l'exprimer comme la norme de la transformée de Fourier du profil de vitesse du piège prise en ω_z . Ceci peut être vu comme le fait que les excitations engendrées par la force d'inertie due au mouvement du piège ne doivent pas se produire aux fréquences propres du piège sous peine de transférer de l'énergie aux atomes de manière résonante. Ce résultat permet donc théoriquement de déterminer un modèle de transport optimal pour lequel l'amplitude des oscillations en fin de transport est petite, en choisissant un profil de vitesse dont la transformée de Fou-

rier prend une valeur faible en ω_z (et ses multiples). Un type de profil de vitesse présenté dans l'article d'A. Couvert est celui de Blackman-Harris à 4 termes¹.

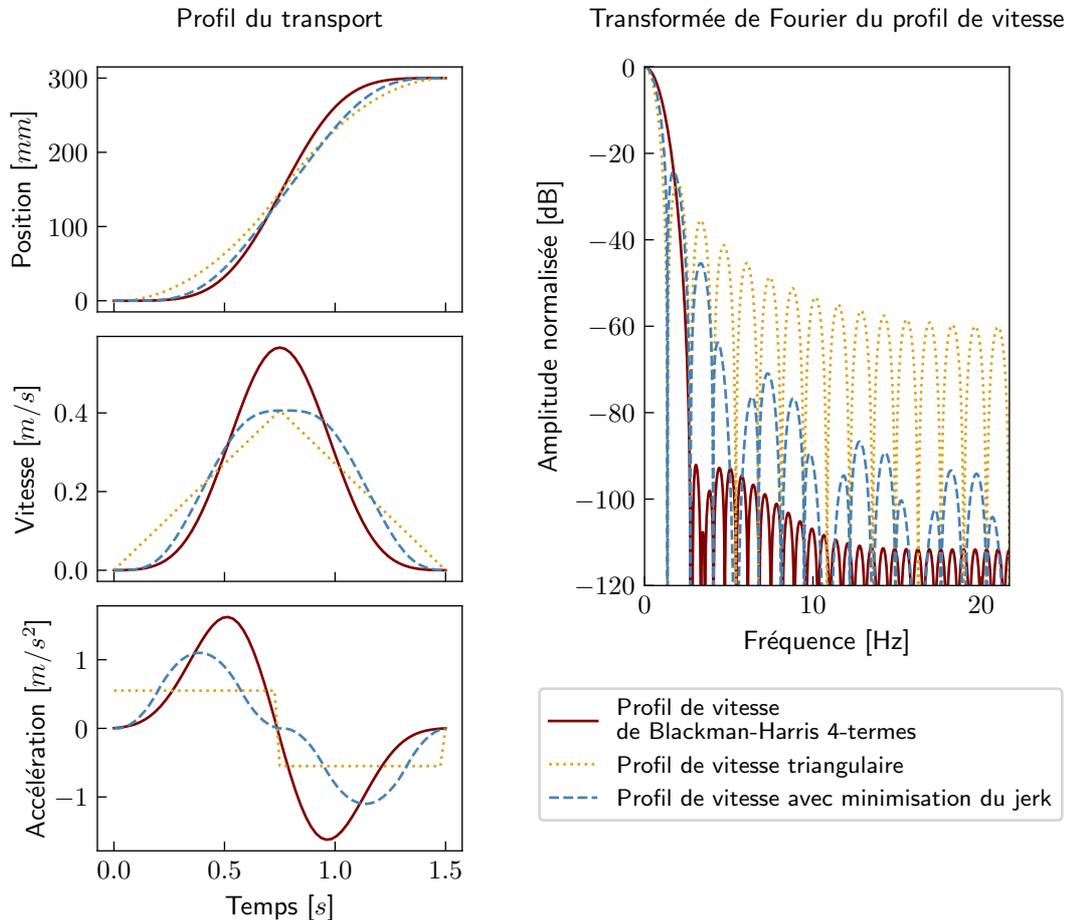


FIGURE 4.9 – Effet du profil de vitesse sur l’amplitude des oscillations en fin de transport. À gauche, le déplacement, la vitesse et l’accélération sont tracés en fonction du temps. Le tracé pointillé correspond au cas d’un profil de vitesse en triangle (accélération constante puis décélération constante); le profil minimisant le jerk est tracé en traits tiretés; le tracé en trait plein est obtenu en choisissant un profil de vitesse de la forme d’une fenêtre de Blackman-Harris à 4 termes. On observe à droite la norme de la transformée de Fourier du profil de vitesse en fonction de la fréquence en Hz. Pour 10 Hz, l’amplitude de la transformée de Fourier est bien plus petite dans le cas d’une fenêtre de Blackman-Harris.

La figure 4.9 présente le profil de transport obtenu dans le cas d’un profil de vitesse triangulaire (traits pointillés), dans le cas d’un profil minimisant le jerk (traits tiretés) ainsi que dans le cas d’un profil de vitesse ayant la forme d’une fenêtre de Blackman-Harris à 4 termes [67] (traits pleins). Ces trois profils sont calibrés de manière à obtenir un déplacement de 30 cm en 1,5 s. Le cas du profil de vitesse triangulaire est évidemment

1. $\dot{z}(t) = 0.35875 - 0.48829 \cos(2\pi t/T_f) + 0.14128 \cos(4\pi t/T_f) - 0.01168 \cos(6\pi t/T_f)$

très mauvais vis à vis de la variation d'accélération brusque en $t = 0,5$ s. Il permet par contre de comparer l'aspect de sa transformée de Fourier avec celle obtenue pour les deux autres types de profil. En particulier, on peut voir que l'amplitude des oscillations en fin de transport est fortement réduite grâce au profil de Blackman-Harris à 4 termes. En effet, la transformée de Fourier prise en $\frac{\omega_z}{2\pi} = 10$ Hz est diminuée de 50 dB par rapport au profil de vitesse triangulaire, et de 20 dB par rapport au profil minimisant le jerk, grâce au profil de Blackman-Harris.

L'article d'A. Couvert [61] présente ainsi le transport d'un nuage de rubidium avec un confinement radial de l'ordre de 2 kHz un confinement axial de 8 Hz. L'article de revue de M. Na [68] décrit un transport d'atomes de rubidium sur une distance de 30 cm en 1,5 s avec un confinement axial de 5,4 Hz. Ces deux articles utilisent la technique vue précédemment afin de faire un transport non adiabatique, mais minimisant l'amplitude des oscillations du centre de masse du nuage au sein du piège en fin de transport. Pour notre expérience, nous opterons nous aussi pour ce type de profil de déplacement; de ce fait, une fréquence de confinement de l'ordre d'une dizaine de Hertz devrait nous convenir. De plus, la profondeur du piège doit être suffisante pour que la profondeur effective du potentiel reste grande devant la température des atomes dans le piège.

Confinement vertical

Durant le transport, il est intéressant de garder un nuage aplati dans la direction verticale. En effet, le nuage en fin de piège magnéto-optique rouge devrait avoir une dimension verticale de l'ordre de $2 \mu\text{m}$, comme présenté dans la 2.3, et nous souhaitons le transférer en fin de transport dans un piège bidimensionnel. Nous verrons dans la suite que le réseau vertical permettant de confiner le plan d'atomes est créé par l'interférence de deux faisceaux se croisant avec un angle total de 12° l'un par rapport à l'autre; l'interfrange ainsi générée est de $5,1 \mu\text{m}$ et le confinement vertical résultant est de 12,6 kHz. L'ensemble des paramètres de ce réseau vertical sera précisé dans le chapitre 6. De plus, il est important que les atomes en fin de transport ne soient transférés que dans un seul plan du réseau vertical sous peine de venir perturber l'imagerie in situ du plan d'atomes. Nous avons donc tout intérêt à obtenir le confinement vertical le plus fort possible pour ce transport.

Un paramètre supplémentaire à prendre en compte pour évaluer le potentiel réel est l'effet de la pesanteur. En effet, de la même manière que dans le cas de l'accélération vu précédemment, les atomes confinés dans le piège vont être soumis à la pesanteur, qui vient modifier la forme du piège. La figure 4.10 montre la déformation du potentiel par la pesanteur. L'effet sera plus ou moins négligeable en fonction de la profondeur et du confinement vertical du piège.

Dans le cas d'un transport réalisé par une pince optique translattée, le potentiel confinant est en général assez grand pour ne pas avoir à se soucier de l'effet de la pesanteur. Ce n'est par contre pas toujours le cas dans des techniques de transport alternatives pour lesquelles le confinement vertical et/ou la profondeur du piège ne sont pas suffisants. En particulier, l'article de S. Schmid [64] présente une technique de transport tout optique dans laquelle les atomes sont piégés dans la figure d'interférence de faisceaux contrapro-

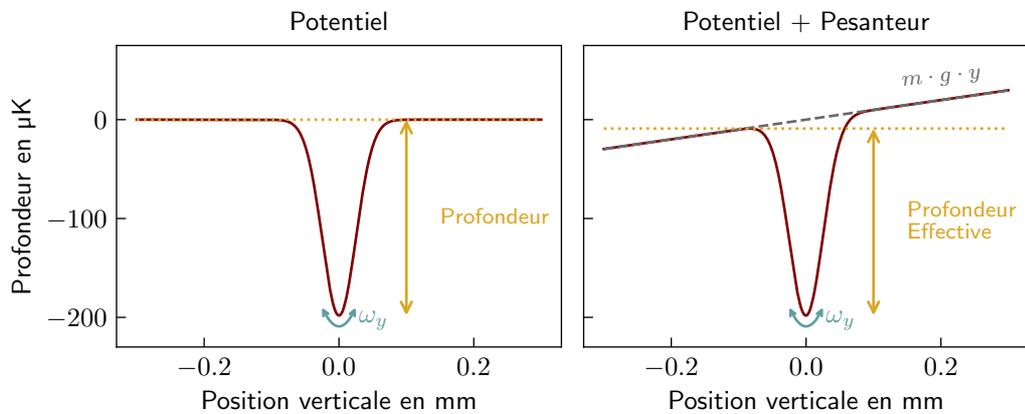


FIGURE 4.10 – Effet de la pesanteur sur la forme du potentiel vu par l'atome. À gauche, le potentiel dipolaire de profondeur $200 \mu\text{K}$ et de confinement vertical $\omega_y = 2\pi \cdot 900 \text{ Hz}$ généré par un faisceau gaussien en son point focal. On observe sur la figure de droite la déformation de ce potentiel lorsque l'on ajoute le potentiel de pesanteur. On observe que le potentiel effectif vu par les atomes est diminué par rapport au potentiel initial. Le confinement vertical est modifié dans une moindre mesure.

pageants le long de la direction du transport. Le déplacement est effectué par défilement de la figure d'interférence, en déphasant un faisceau par rapport à l'autre. Nous avons envisagé d'utiliser cette technique, cependant dans notre cas nous aurions été limités par la profondeur du potentiel, trop petite pour contrer l'effet de la pesanteur. En effet, pour cette technique le point focal est fixe, si bien qu'il faut avoir une intensité suffisante en tout point du transport, ce qui correspond à 30 cm. Certes, le confinement axial ω_z est bien plus élevé que dans une pince optique, mais il n'est pas suffisant pour compenser le manque d'intensité aux points les plus éloignés du point focal du laser.

Confinement transverse

La dimension horizontale du nuage en fin de piège magnéto-optique rouge a été évaluée dans la partie 2.3 à environ $400 \mu\text{m}$. Nous avons tout intérêt à utiliser un faisceau laser dont la dimension au point focal est comparable afin de maximiser l'efficacité du transfert des atomes du piège magnéto-optique vers le piège transport.

Conclusion sur les paramètres du piège dipolaire

Dans cette partie, nous avons donné les critères du piège dipolaire à mettre en place pour réaliser le transport des atomes de la chambre du piège magnéto-optique à la chambre de science. La profondeur effective du piège, prenant en compte l'accélération du piège ainsi que la pesanteur, doit être d'au moins 10 fois supérieure à l'énergie thermique des atomes afin de limiter les pertes d'atomes durant le transport. Le confinement vertical doit être le plus élevé possible afin de garder un nuage comprimé dans cette direction. À l'inverse, le confinement transverse devra être assez mou pour garder

le nuage d'atomes sous forme de galette durant le transport. Enfin, le confinement axial doit être assez élevé pour ne pas être trop limité par l'accélération du piège et ainsi pouvoir réaliser le transport des atomes en environ 1,5 s. En pratique nous tâcherons d'obtenir un confinement de l'ordre d'une dizaine de Hertz dans cette direction. Nous allons étudier dans la partie suivante différentes manières de réaliser un piège dipolaire pour le transport des atomes de la chambre du piège magnéto-optique à la chambre de science à l'aune de ces différents critères.

3 Une solution simple : le piège à un faisceau

Le premier type de piège que nous allons confronter aux besoins de notre transport est un piège constitué d'un seul faisceau. Dans cette partie, nous utilisons donc une pince optique générée par un faisceau collimaté passant au travers d'une lentille de focalisation. Le transport est alors effectué en déplaçant la lentille au moyen d'une platine de translation motorisée, comme présenté par la figure 4.11.

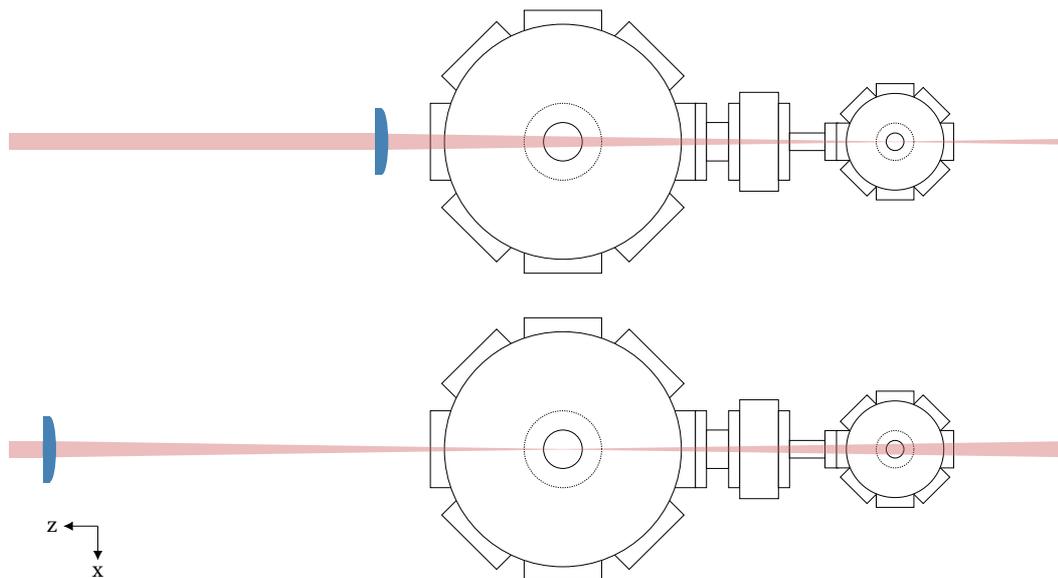


FIGURE 4.11 – La pince optique déplacée selon l'axe z , vue de dessus. La lentille vient focaliser un faisceau collimaté dans la chambre du piège magnéto-optique (à droite) afin de créer un potentiel dipolaire permettant de piéger les atomes. La lentille est ensuite translattée jusqu'à amener le point focal dans la chambre de science (à gauche) pour déplacer les atomes.

Intéressons nous tout d'abord aux caractéristiques du piège dipolaire ainsi réalisé. On modélise le champ par un faisceau gaussien caractérisé par :

- sa puissance totale P_0
- la taille verticale du faisceau au *waist*¹ w_y^0 : rayon vertical pris à $1/e^2$
- la taille horizontale du faisceau au *waist* w_x^0 : rayon horizontal pris à $1/e^2$

Commençons par définir les grandeurs caractérisant un tel faisceau gaussien :

1. Position à laquelle le rayon de courbure du faisceau est infini. Elle correspond aussi à la position pour laquelle la taille du faisceau est la plus étroite.

Intensité au centre du faisceau :

$$I_0 = I(0, 0, 0) = 2\epsilon_0 c |E_0|^2 = \frac{2P_0}{\pi w_x^0 w_y^0}$$

Distance de Rayleigh : (au bout de laquelle la taille du faisceau a augmenté d'un facteur $\sqrt{2}$)

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$$

Rayon du faisceau à $1/e^2$ après une propagation z :

$$w_{x,y}(z) = w_{x,y}^0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$$

Champ en un point (x, y, z) :

$$E_g(x, y, z) = E_0 \sqrt{\frac{w_y^0 w_x^0}{w_y(z) w_x(z)}} \exp\left(-\frac{x^2}{w_x(z)^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{w_y(z)^2}\right) \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda z}\right)$$

Intensité en un point (x, y, z) :

$$I(x, y, z) = 2\epsilon_0 c |E_g(x, y, z)|^2$$

Caractérisation du potentiel dipolaire : profondeur et confinements

Nous avons calculé dans la partie 1.2 le décalage d'énergie du niveau fondamental obtenu par l'interaction entre un atome de strontium et un laser à 1064 nm d'intensité 1 W/m^2 . Celui-ci est noté $\Delta E_{\text{unitaire}}$. Le potentiel dipolaire obtenu s'écrit alors sous la forme :

$$U_{\text{dip}}(x, y, z) = \Delta E_{\text{unitaire}} I(x, y, z) \quad (4.8)$$

Au voisinage du point focal, on peut approximer le potentiel vu par les atomes par un piège harmonique en trois dimensions. On écrit alors le potentiel sous la forme :

$$U_{\text{dip}}(x, y, z) = -U_0 + \frac{1}{2} m \omega_x^2 x^2 + \frac{1}{2} m \omega_y^2 y^2 + \frac{1}{2} m \omega_z^2 z^2 \quad (4.9)$$

où U_0 est la profondeur du potentiel et ω_x , ω_y et ω_z sont les pulsations de confinement respectivement transverse, verticale et axiale.

La profondeur du piège est le terme le plus simple à déterminer puisqu'il correspond à l'opposé de la valeur du potentiel pris au point $(x, y, z) = (0, 0, 0)$. À partir de l'équation (4.9), on obtient ainsi :

$$U_0 = -\Delta E_{\text{unitaire}} I_0 \quad (4.10)$$

Afin d'obtenir la valeur des différents confinements, il suffit de faire un développement limité de l'expression du potentiel dipolaire :

$$\omega_x = \sqrt{\frac{4U_0}{m}} \frac{1}{w_x^0} \quad (4.11)$$

$$\omega_y = \sqrt{\frac{4U_0}{m}} \frac{1}{w_y^0} \quad (4.12)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{U_0}{m}} \sqrt{\frac{1}{z_{R,x}^2} + \frac{1}{z_{R,y}^2}} \quad (4.13)$$

On peut noter que le confinement est inversement proportionnel à la taille du faisceau au *waist*. Plus précisément, comme l'intensité dépend elle aussi de la taille du faisceau, on a $\omega_{x,y} \propto w_{x,y}^{-3/2}$. De plus, le confinement varie en racine de la puissance.

Résultat obtenu

Comme nous souhaitons que le nuage garde une forme aplatie durant le transport, on choisit un faisceau de forme elliptique. En prenant une taille de faisceau au point focal, donc au niveau du piège, de $w_y^0 = 30\mu\text{m}$ dans la direction verticale et de $w_x^0 = 100\mu\text{m}$ dans la direction transverse, les caractéristiques du piège obtenu sont les suivantes :

- Profondeur : 413 μK
- Confinement transverse : 644 Hz
- Confinement vertical : 2,1 kHz
- Confinement axial : 12,2 Hz

Avec cette configuration, l'intensité au bord du hublot est d'1 mW/mm², ce qui est très faible. Nous avons gardé ici une assez grande marge puisque l'axe du transport ne sera pas exactement le même que l'axe entre les centres des chambres. De ce fait, la position des faisceaux sur le hublot de la chambre du piège magnéto-optique n'est pas parfaitement connue. Peut être pourrions-nous augmenter l'angle entre les faisceaux ou modifier les dimensions des faisceaux au point focal si nous nous trouvons dans une position favorable.

Lors de l'ajout d'une accélération de 1,7 m/s², correspondant à l'accélération maximale donnée par le profil de Blackman-Harris déterminé pour un transport en 1,5 s (voir la figure 4.9), le potentiel est déformé dans la direction axiale, si bien que le potentiel effectif vu par les atomes est réduit de 413 μK à 150 μK . Les figures 4.13 et 4.12 présentent les potentiels obtenus dans les directions axiale et verticale avec et sans les effets de pesanteur et d'accélération. Cette géométrie de faisceau serait donc convenable pour transporter notre nuage d'atomes de la chambre du piège magnéto-optique à la chambre de science.

Le confinement axial obtenu par cette méthode est déterminé par la distance de Rayleigh du faisceau. Contrairement aux confinements vertical et transverse pour lesquels une modification de la taille du faisceau au *waist* va avoir un fort effet, nous n'avons pas de paramètre aussi sensible sur lequel jouer pour améliorer le confinement axial. La

Section 3 Une solution simple : le piège à un faisceau

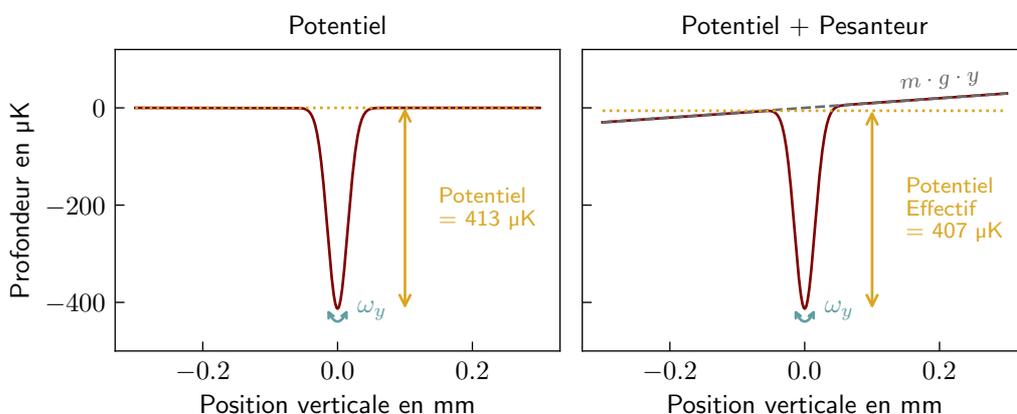


FIGURE 4.12 – Profil du potentiel dans la direction verticale. L’effet de la pesanteur est donné à droite; le potentiel effectif obtenu est quasiment inchangé par rapport au potentiel dipolaire seul.

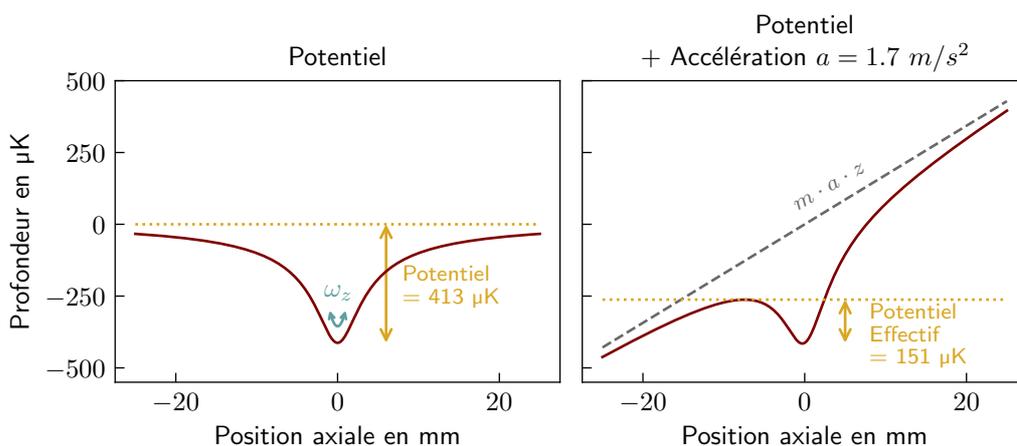


FIGURE 4.13 – Profil du potentiel dans la direction axiale. L’effet de l’accélération est donné sur le graphe de droite, pour une accélération de $1,7 \text{ m/s}^2$. Le potentiel effectif obtenu est de $150 \mu\text{K}$, on a donc une baisse de potentiel de plus de 60 % lors de l’ajout de l’accélération.

seule possibilité pour améliorer le confinement axial serait de focaliser plus notre faisceau, c’est-à-dire diminuer les dimensions du faisceau au *waist*. Cependant, sa dimension verticale est limitée par l’ouverture du hublot MOT (cf 2.2) et on ne souhaite pas trop confiner notre nuage horizontalement afin de garder une forme de galette et non de cigare, dans la direction du transport. Nous allons étudier dans la partie suivante une seconde méthode pour laquelle les caractéristiques du piège sont plus proches de notre cahier des charges.

4 Notre choix : un piège à deux faisceaux croisés

Une manière d'améliorer le confinement axial du piège est d'utiliser un piège dipolaire généré par le croisement de deux faisceaux. Plus l'angle entre les faisceaux est grand, meilleur est le confinement. Cette technique a été présentée dans l'article de Ch. Gross et al [69], et est appelée piège croisé. Ce type de piège offre un second avantage dans le cas de notre montage : en faisant interférer les faisceaux, nous pouvons accroître le confinement dans la direction verticale, ce qui nous permet de nous rapprocher de la forme du nuage dans le piège magnéto-optique.

4.1 Principe

Pour cette technique, on utilise le montage présenté sur le schéma de la 4.14. On prépare en amont de la lentille de focalisation deux faisceaux identiques, collimatés, parallèles entre eux et se propageant dans le même plan vertical. Ces faisceaux sont envoyés de part et d'autre de l'axe optique de la lentille de focalisation, et vont ensuite focaliser en leur point de croisement : le plan focal image de la lentille.

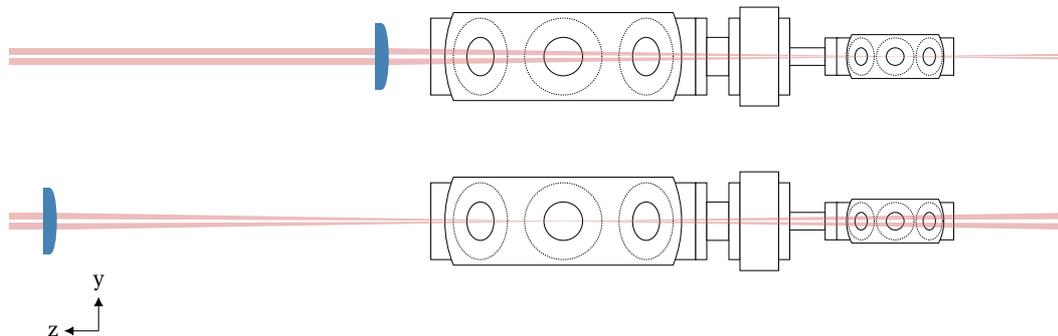


FIGURE 4.14 – Vue de côté du transport réalisé par le croisement de faisceaux gaussiens. Pour générer ces faisceaux, la méthode la plus simple est de faire se propager deux faisceaux collimatés parallèlement à travers une lentille. Les faisceaux vont focaliser et se croiser au plan focal image de la lentille. Pour déplacer les atomes, il suffit de translater la lentille dans la direction du transport.

Afin de modéliser le potentiel obtenu par le croisement des faisceaux, on considère que l'axe de propagation de chacun des faisceaux suit les lois de l'optique géométrique. Par contre, pour évaluer la taille des faisceaux en leur point de croisement, on utilisera les lois de propagation de faisceaux gaussiens. Nous verrons dans le chapitre que l'angle choisi entre les faisceaux est assez petit pour considérer que nous restons assez proches de l'axe, si bien que le calcul de propagation gaussienne des faisceaux est fait dans le cas de faisceaux centrés sur les optiques.

4.2 Gain en profondeur ainsi qu'en confinement vertical

On peut évaluer la profondeur et le confinement théorique que l'on devrait obtenir en fonction des dimensions verticale ($w_{y,0}$) et horizontale ($w_{x,0}$) des faisceaux au point focal ainsi que du demi angle entre ces faisceaux, noté α .

L'intensité au point focal s'écrit :

$$I(x, y, z) = 2\epsilon_0 c |E_1 + E_2|^2$$

où E_1 et E_2 sont les champs générés par les faisceaux gaussiens.

De même que pour la simple pince optique, on peut évaluer la profondeur du piège et les confinements à l'aide de développements limités au voisinage du point focal. On note I_0 l'intensité d'un des faisceaux au point focal. On a alors : $I_0 = \frac{P_0}{\pi w_{x,0} w_{y,0}}$, car la puissance totale P_0 est maintenant répartie entre deux faisceaux.

Les caractéristiques du piège obtenues dans cette configuration sont présentées ci-dessous.

Profondeur :

$$U_0 = -4\Delta E_{\text{unitaire}} I_0$$

Grâce aux interférences, on gagne un facteur 2 sur la profondeur du piège.

Confinement transverse :

$$\omega_x = \sqrt{\frac{4U_0}{m w_{x,0}^2}}$$

Confinement vertical :

$$\omega_y = \sqrt{\frac{2U_0}{m}} \sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda^2} \sin^2 \alpha + \frac{2 \cos^2 \alpha}{w_{y,0}^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{2} \left(\frac{1}{z_{R,x}^2} + \frac{1}{z_{R,y}^2} \right)}$$

La plus grande contribution au confinement vertical apparaît dans le premier terme sous la racine et vient de l'interférence entre les faisceaux. Vient ensuite la contribution de la taille verticale du faisceau au *waist* $w_{y,0}$ dans le second terme. Le dernier terme est dû au confinement dans la direction de propagation des faisceaux, il est négligeable devant les autres termes.

Confinement axial :

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{m}} \sqrt{\frac{2 \sin^2 \alpha}{w_{y,0}^2} + \frac{\cos^2 \alpha}{2} \left(\frac{1}{z_{R,x}^2} + \frac{1}{z_{R,y}^2} \right)}$$

On retrouve la contribution de la taille verticale du faisceau au *waist* dans le premier terme et celle de la distance de Rayleigh dans le second terme. La première contribution montre l'intérêt de cette configuration : dans la méthode utilisant simplement un seul faisceau, le confinement axial n'était déterminé que par la contribution de la distance de Rayleigh.

4.3 Caractéristiques du piège retenu

Dans cette partie sont données les caractéristiques du piège obtenu en utilisant deux faisceaux dont les tailles verticale et horizontale au point focal sont respectivement $w_y^0 = 50\mu\text{m}$ et $w_x^0 = 100\mu\text{m}$. Le demi-angle entre les faisceaux est de $\alpha = 0,6^\circ$. Cet angle est limité par l'ouverture du hublot de la chambre du MOT, comme décrit en 2.2. Avec cette configuration, l'intensité au bord du hublot est de 3 mW/mm^2 . Dans les résultats suivants, les faisceaux interfèrent entre eux.

- Profondeur : $495,6\ \mu\text{K}$
- Confinement transverse : $705\ \text{Hz}$
- Confinement vertical : $3,4\ \text{kHz}$
- Confinement axial : $15,6\ \text{Hz}$
- Interfrange verticale : $50,8\ \mu\text{m}$

On observe un gain de 20 % sur la profondeur du piège, ainsi qu'une amélioration de 60 % du confinement vertical. De plus, le confinement axial est augmenté de 25 %. On a bien une amélioration des caractéristiques du piège en utilisant la méthode du piège dipolaire croisé plutôt qu'un pince simple.

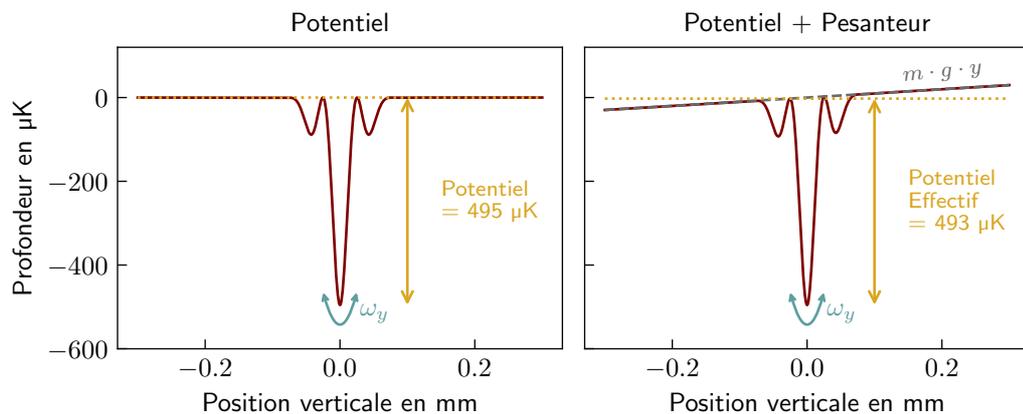


FIGURE 4.15 – Profil du potentiel dans la direction verticale. L'effet de la pesanteur est donné à droite; le potentiel effectif obtenu est quasiment inchangé par rapport au potentiel dipolaire seul.

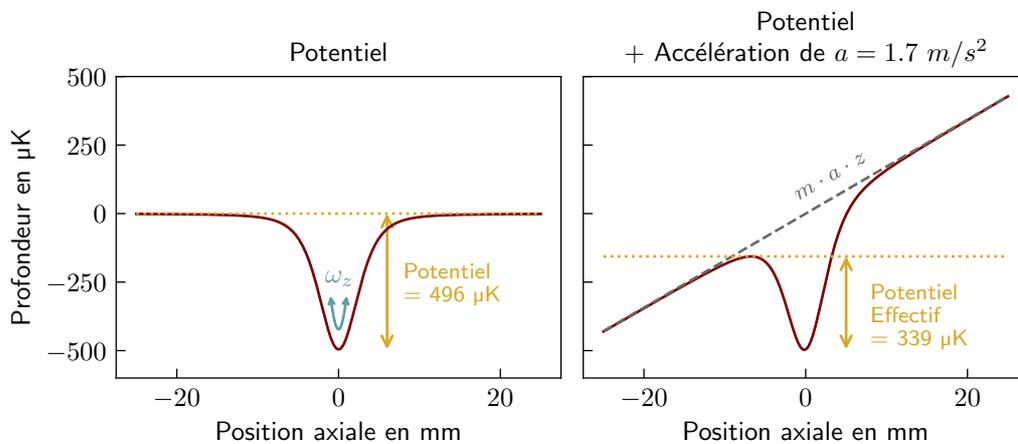


FIGURE 4.16 – Profil du potentiel dans la direction axiale. L'effet de l'accélération est donné sur le graphe de droite, pour une accélération de $1,7 \text{ m/s}^2$. Le potentiel effectif obtenu est de $339 \mu\text{K}$, on a donc une baisse de potentiel de 30 % lors de l'ajout de l'accélération.

5 Conclusion

Nous avons vu dans cette partie deux méthodes pour réaliser un piège dipolaire susceptible de transporter les atomes de la chambre du piège magnéto-optique à la chambre de science, donc sur 30 cm, en 1,5 s. La première méthode consiste à utiliser une simple pince optique constituée d'un faisceau laser à 1064 nm focalisé. La seconde est une amélioration de la première par l'utilisation de deux faisceaux se croisant en leur point focal. L'interférence entre ces faisceaux permet de gagner en profondeur du piège, mais aussi en confinement axial. Un avantage supplémentaire à cette technique est d'augmenter le confinement vertical du piège ce qui nous permet de garder une forme de piège aplati et ainsi conserver la géométrie du nuage jusqu'à son transfert dans la chambre de science. Nous verrons dans le chapitre 6 que le nuage sera ensuite confiné dans un plan horizontal et que nous gagnerons à avoir pré-confiné le nuage dans la direction verticale. Dans le chapitre suivant est étudiée la solution technique retenue afin de mettre en place le transport d'atomes par un piège dipolaire croisé.

Présentation du montage optique choisi pour le transport

Sommaire

1	Le montage choisi	132
1.1	Montage optique après séparation des faisceaux	136
1.2	Séparation en deux faisceaux parallèles et déphasage d'un fais- ceau par rapport à l'autre	139
1.3	Réglages fins de la position du piège	141
1.4	Platine de translation motorisée choisie	143
2	Evaluation théorique du montage	144
2.1	Vérification du montage sous Zemax	145
2.2	Focale équivalente au système optique	146
2.3	Analyse du système optique par l'optique de Fourier	147
3	Test préliminaire du transport	150

Nous avons donc choisi de réaliser le transport d'atomes en utilisant un piège croisé ayant les caractéristiques présentées dans la partie précédente. Dans cette partie est détaillé le montage prévu pour obtenir ce piège. Il a été conçu par itérations entre taille de faisceau suffisante pour piéger efficacement les atomes, encombrement, et dimensions d'optiques acceptables. Nous avons en effet privilégié les optiques « standard » dans la mesure du possible¹. En outre, nous avons choisi une solution optique nous permettant de réduire la course de la platine de translation engendrant le déplacement du piège à une distance inférieure à 15 cm. L'intérêt est de pouvoir utiliser une platine de translation motorisée de déplacement plus court, donc moins onéreuse. Enfin, nous avons tenté d'avoir un montage dans lequel un maximum de réglages sont indépendants. Une fois ce montage optique défini, une évaluation théorique du montage est présentée dans la partie 2. Celle-ci consiste en une caractérisation de la qualité du montage réalisée à l'aide du logiciel Zemax (allure de la réponse percutieuse), ainsi qu'un calcul du potentiel obtenu en prenant en compte les effets de la diffraction. Enfin, la partie 3 présente la technique envisagée pour ajuster la position des franges d'interférences durant le transport. En effet, une inquiétude que nous avons pour notre montage est le défilement des franges générées par le piège dipolaire croisé au cours du transport.

1 Le montage choisi

Dans cette partie est décrit globalement le système utilisé pour la réalisation du piège dipolaire croisé. Nous avons un point de départ : le laser. De celui-ci est émis un faisceau de rayon 0,55 mm avec une puissance de 50 W. Le montage permettant d'obtenir le piège souhaité est présenté par la figure 5.1.

Pour rappel, les critères des faisceaux au point focal sont donnés ci-dessous.

- Taille horizontale du faisceau au *waist* : $w_{x,0} = 100\mu\text{m}$
- Taille verticale du faisceau au *waist* : $w_{y,0} = 50\mu\text{m}$
- Demi-angle entre les faisceaux : $\alpha = 0,6^\circ$

Le faisceau passe tout d'abord par un modulateur acousto-optique² qui permet de modifier la puissance utilisée pour le transport (on envoie plus ou moins de puissance dans l'ordre diffracté). L'ordre 0 est utilisé pour le réseau horizontal qui n'est jamais allumé en même temps que le transport. Ce modulateur acousto-optique est alimenté avec une puissance de 15 W, de ce fait il doit être refroidi activement. Pour ce faire, nous l'avons placé sur une plaque maintenue à une vingtaine de degrés par un refroidisseur à eau. On commence ensuite par mettre en forme les faisceaux à l'aide d'agrandisseurs de faisceaux. Cette étape est détaillée dans la partie 1.1. Les faisceaux sont ensuite séparés en deux à l'aide d'un montage de deux lames séparatrices de polarisation (notées TFP sur le schéma). La lame demi-onde placée en amont de la première séparatrice permet de modifier la répartition d'intensité entre les deux faisceaux émergents des séparatrices.

1. Lorsque non précisé, les optiques utilisées sont issues du fabricant *Eksma*. Le substrat utilisé pour les lentilles est de l'UVFS. Les lames d'onde sont en quartz d'ordre faible. Le traitement des miroirs est de type IBS (HR > 99,9%).

2. AA Opto-Electronic, Ref : MCQ80-A2-L1064-Z32

Des précisions sont données dans la partie 1.2. Les faisceaux passent ensuite de part et d'autre de l'axe optique des lentilles L_1 , L_2 et L_3 . Les faisceaux se focalisent en leur point de croisement, créant le piège dipolaire souhaité. La lentille L_1 est placée sur une platine de translation motorisée NEWPORT XMS-160 dont des détails sont donnés dans la partie 1.4. Le montage particulier des lentilles L_2 et L_3 en agrandisseur de faisceau permet de conserver les caractéristiques du piège (tailles des faisceaux au *waist* et angle entre les faisceaux) durant le transport réalisé par la translation de la lentille L_1 .

Le laser étant placé sur la table optique, nous avons dû mettre en place un périscope afin de faire monter les faisceaux sur la *breadboard* sur laquelle repose la chambre de science. Cette partie du montage est présentée sur la figure 5.2. Le périscope est placé entre les lentilles L_1 et L_2 . De cette manière, la platine de translation permettant de déplacer L_1 est posée sur la table optique, ce qui nous assure une très bonne stabilité. Nous avons placé des miroirs de grandes dimensions entre L_1 et L_2 de manière à créer un périscope adapté aux faisceaux transport. L'orientation des miroirs du périscope a été choisie de manière à retourner les axes du transport : sur la table optique les axes des faisceaux se trouvent dans un plan horizontal, et se retrouvent dans un plan vertical sur la *breadboard*.

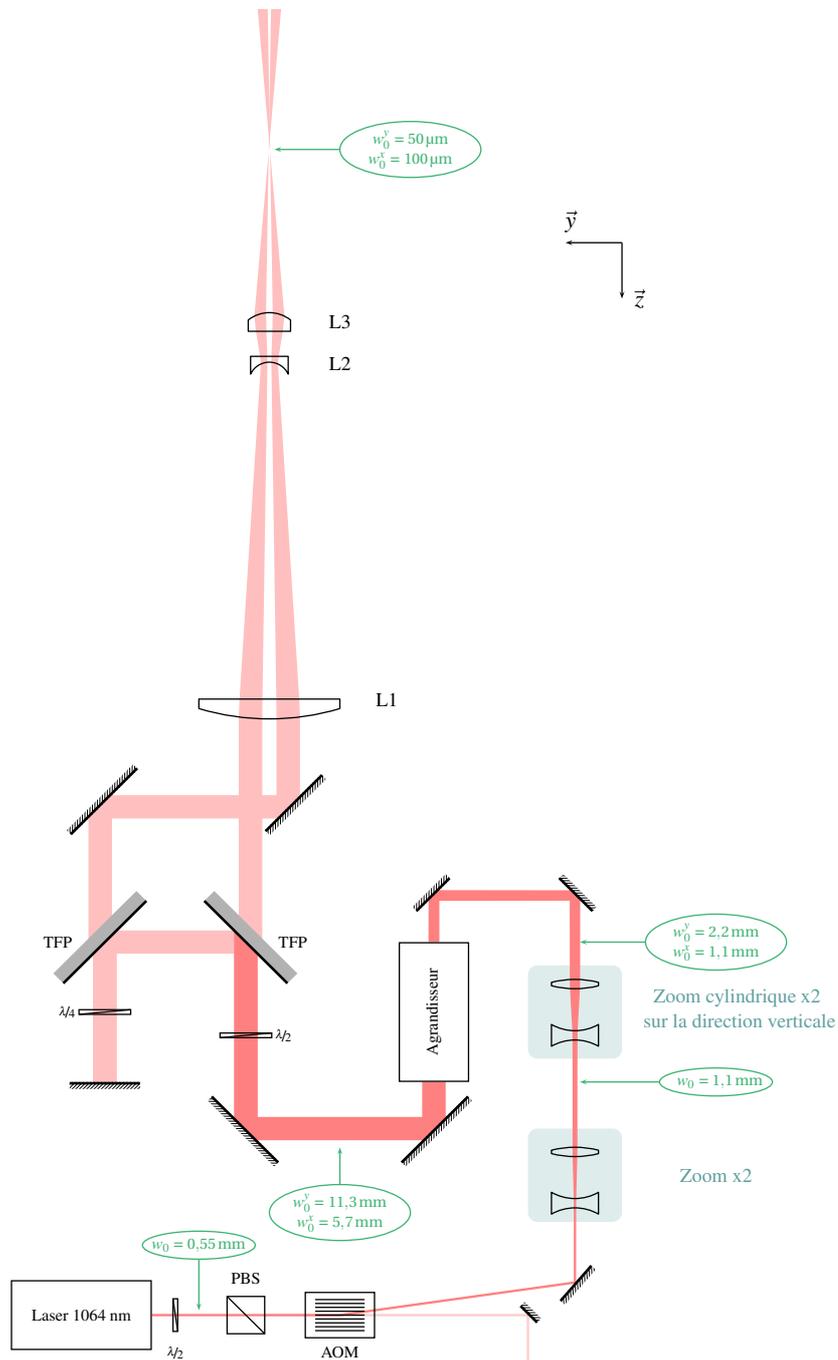


FIGURE 5.1 – Montage optique déterminé pour la réalisation d’un piège dipolaire croisé. Caractéristiques du piège obtenu : rayon horizontal : $w_{x,0} = 100 \mu\text{m}$, rayon vertical : $w_{y,0} = 50 \mu\text{m}$, demi-angle entre les faisceaux : $\alpha = 0,6^\circ$. Le montage est représenté à plat par soucis de clarté, mais sur le montage réel, les faisceaux se croisent dans le plan vertical. Des périscope sont utilisés pour monter le faisceau de la table optique à la chambre de science, en lui ajoutant une rotation de 90° , voir la représentation *Solidworks* présentée figure 5.2.

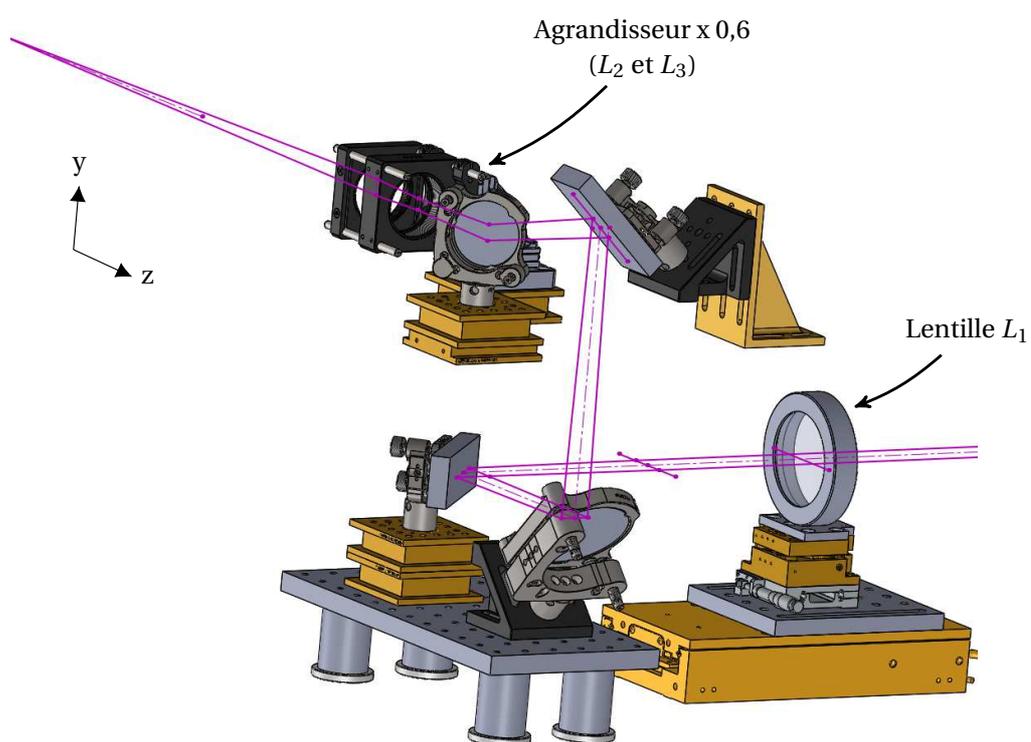


FIGURE 5.2 – Vue *Solidworks* de la montée des faisceaux de la table optique à la *breadboard* sur laquelle repose la chambre de science. L'orientation des miroirs du périscope a été choisie de manière à retourner les axes du transport : sur la table optique les axes des faisceaux se trouvent dans un plan horizontal, et se retrouvent dans un plan vertical sur la *breadboard*.

1.1 Montage optique après séparation des faisceaux

Afin de déterminer le système optique à mettre en oeuvre pour d'obtenir cette configuration, nous avons supposé une propagation géométrique de l'axe des faisceaux pour déterminer le point de croisement des faisceaux. Le rayon du faisceau au *waist* a été calculée via une propagation gaussienne des faisceaux, en négligeant la distance des faisceaux à l'axe optique. Dans cette hypothèse, les faisceaux focalisent en leur point de croisement. Nous avons choisi un système à trois lentilles L_1 , L_2 et L_3 . Les deux dernières sont montées en agrandisseur de faisceau de grandissement transverse $\gamma = 1,64$. Dans cette configuration, le foyer image de L_2 est confondu avec le foyer objet de L_3 . Les focales des lentilles L_2 et L_3 sont respectivement -100 mm et 160 mm. La conjugaison donnant la position du croisement des faisceaux est donnée dans la figure 5.3.

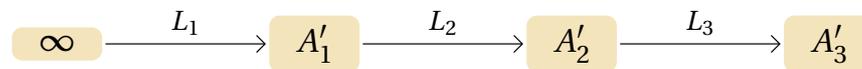


FIGURE 5.3 – Conjugaison des images intermédiaires du système optique constitué des lentilles L_1 , L_2 et L_3 . Les faisceaux entrent collimatés, de part et d'autre de l'axe optique de L_1 , on obtient une image A'_1 qui est imagée par l'agrandisseur de faisceau constitué des lentilles L_2 et L_3 . L'image A'_3 correspond à la position du piège obtenu. Durant le transport, la lentille L_1 est translattée tandis que L_2 et L_3 restent immobiles.

Pour rappel, un tel agrandisseur de faisceau présente, utilisé à distance finie, un grandissement longitudinal $\gamma^2 = 2,67$. Cette propriété nous permet de démultiplier le déplacement du plan objet de l'agrandisseur (position de A'_1) dans le plan image (position de A'_3). Il suffit ainsi de déplacer la lentille L_1 de 11 cm à l'aide de la platine de translation motorisée pour obtenir de déplacement souhaité de $29,3$ cm du piège optique. Grâce à ce montage, nous pouvons ainsi remplacer une platine de translation motorisée de 30 cm de course, contre une platine de course 16 cm (Voir 1.4). De plus, un agrandisseur de faisceau utilisé à distance finie (et non en afocal) présente un grossissement (grandissement angulaire) $1/\gamma$ (voir figure 5.4). Ainsi l'angle entre les deux faisceaux formant le piège restera constant lorsque la lentille L_1 sera translattée. Il nous suffit de modifier l'entraxe des faisceaux en entrée de L_1 pour obtenir, à un facteur $1/\gamma$, l'angle entre les faisceaux souhaité. Dans notre cas, pour un demi-angle entre les faisceaux de $0,6^\circ$ au niveau du piège et une focale L_1 de 1 m, l'entraxe des faisceaux par rapport à l'axe optique est de 18 mm. La focale de L_1 a été choisie assez grande afin que la platine de translation sur laquelle L_1 est fixée puisse être placée sur la table optique, avant que les faisceaux passent par un périscope pour rejoindre la chambre de science.

Le détail du montage des lentilles L_1 , L_2 et L_3 est donné par la figure 5.5. Un calcul de propagation de faisceaux gaussiens au travers de ces trois lentilles nous permet de déterminer les dimensions du faisceau en entrée de L_1 , connaissant leur taille souhaitée au croisement des faisceaux (A'_3). Un rayon vertical de $11,3$ mm et un rayon horizontal de $5,7$ mm en amont de L_1 nous permettent ainsi d'obtenir un rayon vertical de $50 \mu\text{m}$ et un rayon horizontal de $100 \mu\text{m}$ pour le piégeage des atomes.

Afin de pouvoir agir sur la taille des faisceaux en leur point focal, nous avons choisi

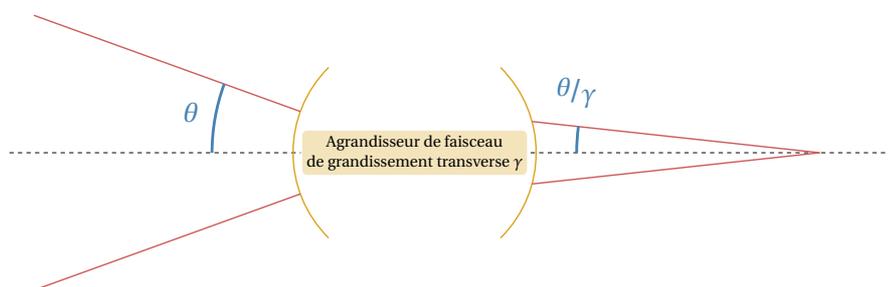


FIGURE 5.4 – Effet d'un agrandisseur de faisceau sur l'angle du faisceau entrant.

d'utiliser en amont de notre montage un agrandisseur de faisceau de grandissement variable. La taille du faisceau en sortie de cet agrandisseur étant considérable (11,3 mm de rayon), nous avons choisi un agrandisseur variable de grand diamètre de sortie, qui reste abordable en terme de prix. Notre choix s'est porté sur un agrandisseur de faisceau de la marque Eksma¹, de plage x1 - x8, de diamètre de sortie 33 mm. Le faisceau en sortie du laser étant circulaire et de rayon 0,55 mm, nous avons choisi d'adapter la dimension du faisceau à l'aide de lentilles cylindriques montées en agrandisseur de faisceau de facteur 2 dans la direction verticale. Un agrandisseur x2 a été ajouté au montage afin d'obtenir la taille de faisceau souhaitée en entrée de L_1 .

1. Ref : 165-1181

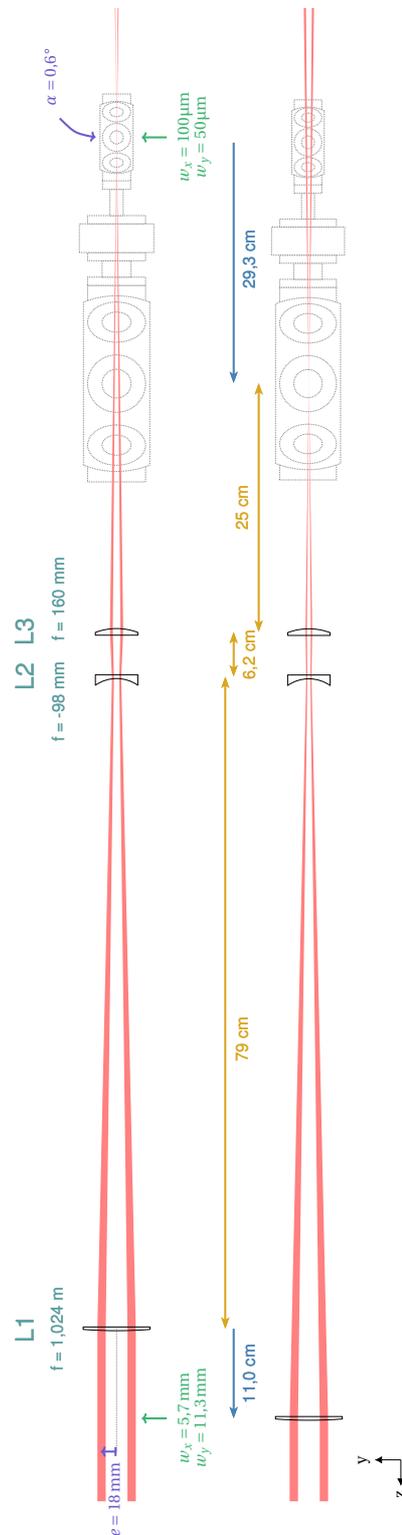


FIGURE 5.5 – Schéma du montage optique après séparation des faisceaux dans les positions extrêmes de la lentille L_1 : pièges au centre de la chambre du piège magnéto-optique et au centre de la chambre de science. e est l'écart du faisceau à l'axe optique; α est le demi-angle correspondant au niveau du point focal. Les lentilles L_2 et L_3 sont montées en agrandisseur de faisceau de facteur $\gamma = 1,63$, qui permet un grossissement (angulaire) de 0,61, et un grandissement longitudinal de 2,67. Pour déplacer le piège de la chambre du piège magnéto-optique à la chambre de science (29,3 cm), il suffit de reculer la platine de translation de 11 cm.

1.2 Séparation en deux faisceaux parallèles et déphasage d'un faisceau par rapport à l'autre

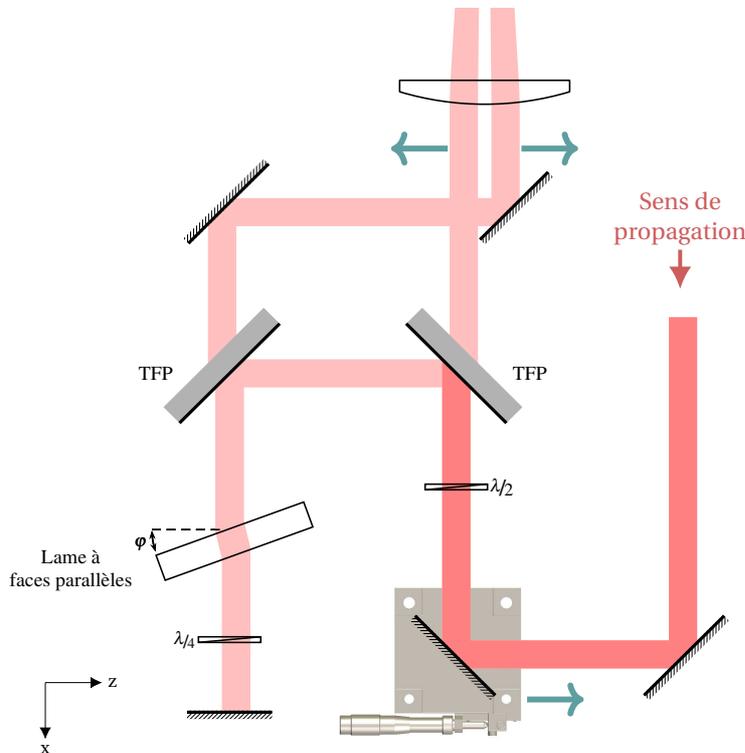


FIGURE 5.6 – Montage utilisé pour séparer le faisceau laser en deux faisceaux parallèles. Le faisceau entre par une première lame séparatrice de polarisation (TFP) après réflexion sur deux miroirs. La portion du faisceau polarisée horizontalement est transmise et l'autre est réfléchi par les deux lames séparatrices de polarisation. La polarisation de ce second faisceau est rendue horizontale par le double passage au travers d'une lame quart d'onde, ce qui lui permet d'être ensuite transmis par la seconde lame séparatrice de polarisation. Une lame à face parallèles est placée au niveau de ce double passage afin de modifier la phase du second faisceau par rapport au premier (voir partie 3). Deux miroirs permettent ensuite de rapprocher les faisceaux avant de les faire se propager au travers de la lentille L_1 . L'intérêt de ce montage est de pouvoir modifier indépendamment de tout autre paramètre la distance entre les faisceaux grâce à la platine de translation sur laquelle est placé le miroir en amont de la première lame séparatrice de polarisation. La modification de l'écart entre les faisceaux permet de modifier directement l'angle entre les faisceaux au niveau du piège.

Plusieurs possibilités sont envisageables pour séparer le faisceau en deux en amont de la première lentille L_1 . La plus simple serait d'utiliser une séparatrice 50/50. Cependant, un montage à une seule séparatrice de nous permettrait pas de contrôler indépendamment l'entraxe des faisceaux et le centrage sur l'axe optique de la lentille L_1 . En effet, l'entraxe entre les faisceaux est directement liée à l'angle entre les faisceaux au niveau du piège, et c'est un paramètre sur lequel on aimerait pouvoir agir indépendamment des

autres paramètres de notre système. Nous avons donc choisi d'utiliser deux lames séparatrices de polarisation, notées TFP sur la figure 5.6. En amont de la première lame, nous plaçons une lame demi-onde permettant de régler la balance de puissance entre les deux faisceaux. La polarisation horizontale est transmise par la lame pour former le premier faisceau qui poursuit son chemin jusqu'à la lentille L_1 . La polarisation verticale est quant à elle réfléchiée une première fois sur la première lame séparatrice pour former le second faisceau. Ce second faisceau est tout d'abord réfléchi par la deuxième lame séparatrice puis rétro-réfléchi sur un miroir plan. Ce faisant il passe deux fois à travers une lame quart d'onde et voit sa polarisation tourner de 90° . Il peut alors traverser la deuxième lame séparatrice et repartir parallèlement au premier faisceau et avec la même polarisation que celui-ci. Grâce à cette configuration, on peut alors régler finement l'entraxe des deux faisceaux en translatant le miroir précédant la première lame séparatrice et ce sans modifier le centrage sur la lentille L_1 (voir figure 5.6). Au niveau du piège, seul l'angle entre les faisceaux est modifié.

Afin de contrôler le déphasage entre les deux faisceaux, et donc la position des franges d'interférence entre les deux faisceaux au niveau du piège, une lame à face parallèles est ajoutée entre la seconde lame séparatrice et le miroir de rétro-réflexion. Une rotation ϕ de la lame telle que représentée sur le schéma 5.6 permet de modifier la longueur du chemin optique parcouru par le second faisceau. Par rapport à d'autres dispositifs de déphasage, la lame à faces parallèles présente l'avantage d'être peu onéreuse, facile à mettre en place et de ne pas modifier l'axe de propagation du faisceau. Nous avons une lame de 10 mm d'épaisseur et de diamètre 50,4 mm prévue à cet effet. Pour réaliser la rotation, la lame sera fixée sur une platine de rotation manuelle qui n'est pas encore déterminée.

Le déphasage ajouté par rotation d'un degré de la lame dépend de l'inclinaison initiale de cette dernière. La figure 5.7 donne le déphasage ajouté sur le second faisceau transport pour une rotation d'1 mrad en fonction de l'inclinaison initiale de la lame. Ainsi, plus la lame est inclinée, plus le déphasage ajouté par rotation de la lame sera grand. Il nous reste à évaluer la précision que nous souhaitons et la mettre en accord avec la précision de la platine de rotation que nous choisirons.

Une inquiétude que nous avons eu porte sur la stabilité du déphasage d'un faisceau par rapport à l'autre au cours du transport. En effet, pour un alignement imparfait, le déplacement de L_1 pourrait engendrer une différence de marche si l'épaisseur de verre traversée dans les optiques n'est pas identique pour les deux faisceaux. Un test du montage a été effectué pour quantifier les fluctuations de différence de phase au cours du transport et est présenté dans la partie 3.

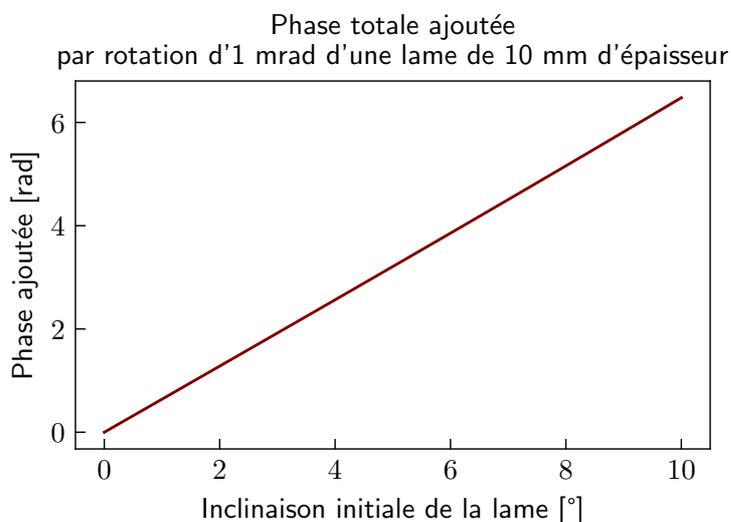


FIGURE 5.7 – Évolution de la phase ajoutée sur un des faisceaux transport pour une rotation d'1 mrad en fonction de l'inclinaison initiale de la lame. La lame présente une épaisseur de 10 mm et le substrat est de l'UVFS.

1.3 Réglages fins de la position du piège

Nous avons tenté dans notre montage de décorrélérer au maximum les degrés de liberté associés à l'alignement du piège dipolaire. Nous donnons ci-dessous la liste des éléments qui ont été ajoutés au montage en ce sens.

Taille des faisceaux au point focal L'agrandisseur de faisceau de grandissement variable évoqué dans la partie 1.1 permet de faire varier la taille des faisceaux en leur point focal. Néanmoins, la dimension verticale sera toujours deux fois inférieure à la dimension horizontale. S'il s'avérait nécessaire de contrôler finement l'ellipticité des faisceaux au point focal, nous pourrions implémenter une méthode décrite dans un rapport du groupe d'Optique Quantique de la Ludwig-Maximilians-Universität de Munich [70]. Dans cette méthode, le faisceau est balayé à l'aide d'un modulateur acousto-optique modulé en fréquence, ce qui permet de modifier la forme du piège.

Angle entre les faisceaux L'angle entre les faisceaux peut être réglé indépendamment du reste à l'aide de la platine de translation située sous le miroir en amont de la première lame séparatrice de polarisation. Comme vu dans la partie 1.1, l'écart entre les faisceaux en amont de L_1 pilote directement l'angle entre les faisceaux du piège dipolaire croisé.

Position des franges Une rotation de la lame à faces parallèles présentée dans la partie 1.2 permet de faire défiler les franges. Pour ce faire, cette lame sera posée sur une platine de rotation manuelle qui n'est aujourd'hui pas encore déterminée.

Position du piège sur l'axe du transport Théoriquement, nous ne devrions avoir à translater notre lentille L_1 que de 11 cm grâce au montage optique choisi. Comme notre platine présente une course de 16 cm, nous aurons de la marge de part et d'autre du transport pour ajuster la position du piège. La plaque d'adaptation entre la lentille L_1 et la platine de translation permet un réglage grossier supplémentaire de la position axiale. Le montage de la lentille L_1 est donné sur la figure 5.8

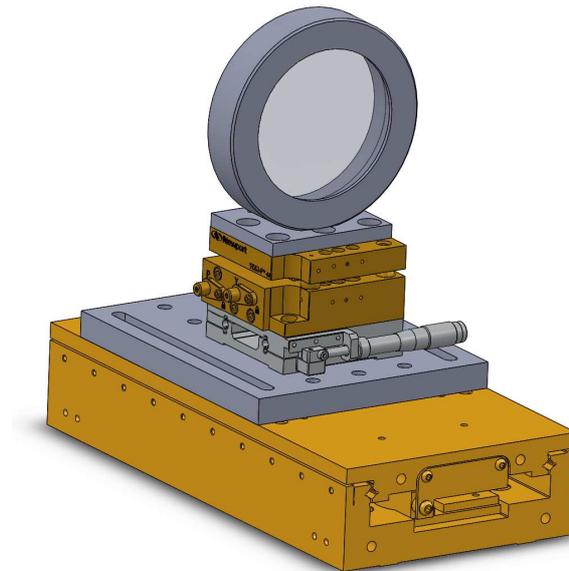


FIGURE 5.8 – Montage utilisé pour la lentille L_1 . Cette lentille est placée sur la platine de translation motorisée. Cette dernière permet un ajustement longitudinal de la position du point focal. Un ajustement grossier est permis grâce à la plaque d'adaptation entre la platine et la lentille. Entre ces deux dernières sont placées une platine de translation permettant un ajustement dans la direction transverse ainsi qu'une platine pitch-yaw accordant un degré de liberté sur l'inclinaison de la lentille.

Position et orientation de la lentille L_1 La lentille L_1 n'est pas montée directement sur la platine de translation motorisée. Nous avons ajouté une platine de translation manuelle¹ permettant un mouvement horizontal transverse à l'axe optique, ainsi qu'une platine pitch-yaw² pour pouvoir ajuster finement la position et l'orientation de cette lentille. Seule la position verticale de la lentille est fixe.

Position de l'agrandisseur de faisceau (L_2 et L_3) Les lentilles L_2 et L_3 sont montées dans une monture cage, ce qui nous permet de régler la position d'une lentille par rapport à l'autre afin de l'utiliser en montage afocal. Ensuite, cette monture cage est fixée

1. Fabricant : *Newport*, Ref : SDS65
2. Fabricant : *Newport*, Ref : 9063-PY-M

sur des platines à piézo-moteur¹ permettant un positionnement fin dans les directions verticale et horizontale transverse.

Contrôle dynamique de la position du piège au cours du transport Une des montures de miroir située vers la fin du montage est équipée de cales piézoélectriques permettant d'ajuster la position du piège de manière dynamique au cours du transport. Cette liberté permettra de compenser de petits défauts d'alignement.

1.4 Platine de translation motorisée choisie

La platine motorisée utilisée pour le déplacement du piège dipolaire a été choisie en faisant un compromis entre performances et prix. Nous avons opté pour la platine NEWPORT XMS-160. Cette platine offre une course de 160 mm et une accélération maximale de 5 m/s^2 , ce qui correspond bien à notre besoin (voir parties 1.1 et 2.4). Outre ces deux caractéristiques, les autres critères sont la répétabilité du positionnement, les valeurs de *rectitude* et de *planéité*, ainsi que les valeurs de *tangage*, *roulis* et de *lacet*, présentés sur la figure 5.9. Les meilleures performances (dans la gamme qui nous intéresse) sont détenues par les platines sur coussin d'air, comme les modèles PI A-121.200A1 et Aerotech ABL15020 HALAR. Le tableau de la figure 5.10 présente un comparatif de différentes platines. Pour notre utilisation, une répétabilité de l'ordre du micron est suffisante. Les déviations angulaires doivent quant à elles être inférieures au milliradian afin de ne pas engendrer de trop grandes variations de la position transverse du piège au cours du transport. En effet, une inclinaison d'un milliradian de L_1 déplace le piège d'environ $0,5 \mu\text{m}$ dans la direction du transport (voir annexe E). Concernant la rectitude et la planéité, une translation de la lentille engendrerait une translation du croisement des faisceaux identique (voir annexe E); il faut donc que ces valeurs soient très bonnes elles aussi. La platine NEWPORT XMS-160 est déplacée par un moteur linéaire qui garantit de bonnes performances. Elles sont un peu en-dessous de celles que l'on peut obtenir avec un déplacement sur coussin d'air, mais devraient être suffisantes pour assurer un transport avec des vibrations négligeables. De plus, cette platine est déjà utilisée pour un transport similaire sur l'expérience Ytterbium du laboratoire Kastler Brossel à Paris, ce qui nous a conforté dans notre choix.

1. *Physik Instrumente*, Ref : Q-545-140

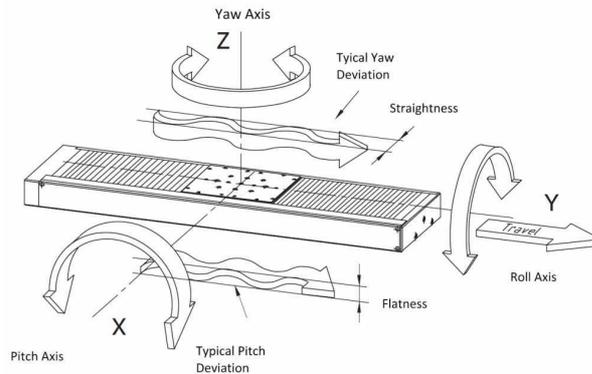


FIGURE 5.9 – Définition des erreurs mécaniques. On définit les roulis (pitch), tangage (roll) et lacet (yaw) comme des déviations angulaires. La planéité (flatness) et la rectitude (straightness) sont les décalages vertical et horizontal que peuvent subir la platine. *Source de l'image : PI*

Platine		PI V551-7B	Aerotech ABL15020 HALAR	Newport XMS 160	PI A-121.200A1
Course	mm	230	200	160	200
Répétabilité	μm	0.1	0.2	0.08	0.25
Roulis	μrad	200	19	50	40
Tangage	μrad	200	19	50	NC
Lacet	μrad	100	19	50	40
Rectitude	μm	4	1	1.5	1.5
Planéité	μm	4	1	1.5	1.5
Vitesse max	m/s	0.5	2	0.3	1
Accélération max	m/s^2	NC	20	5	20
Ordre de prix	k€	12	34	10	25

FIGURE 5.10 – Comparaison de quelques platines de translation motorisées dans la gamme qui nous intéresse.

2 Evaluation théorique du montage

Une fois les optiques choisies, nous pouvons réaliser une étude théorique du montage un peu plus poussée. La première vérification a été de caractériser le comportement optique de notre système à l'aide du logiciel Zemax. Celui-ci permet de caractériser la réponse percussionnelle au point de croisement des faisceaux. Cette étude est présentée dans la partie 2.1. Ensuite, dans la partie 2.3, nous calculons l'effet de l'excentrement et de la diffraction par la pupille d'entrée en utilisant le formalisme de l'optique de Fourier.

2.1 Vérification du montage sous Zemax

En limite de diffraction, la tache image du système optique constitué des lentilles L_1 , L_2 et L_3 est une tache d’Airy dont la taille est dépendante du diamètre de la pupille d’entrée¹. Le diamètre de cette dernière correspond à l’ouverture de l’agrandisseur de faisceau variable, qui doit être l’élément limitant de notre système optique. La taille de la tache d’Airy a ainsi été calculée à l’aide du logiciel Zeemax en considérant une pupille d’entrée de diamètre 33 mm placée en entrée de la lentille L_1 . Le diamètre de la tache pour ce système optique fonctionnant en limite de diffraction serait alors de 71 μm . Ce diamètre est cohérent avec le rayon à $1/e^2$ souhaité : 50 μm . En effet, le diamètre de la tache d’Airy est donné par le diamètre du premier anneau de la fonction d’Airy, et non à $1/e^2$.

Le logiciel Zemax nous a aussi permis de nous assurer que la réponse percussionnelle du système optique constitué des lentilles L_1 , L_2 et L_3 n’est pas entachée d’aberrations optiques. En utilisant un tracé de multiples rayons issus de la pupille d’entrée et parallèles à l’axe optique, comme présenté par la figure 2.1, ce logiciel nous permet d’obtenir la dimension de la tache image géométrique (sans diffraction) de notre système dans la configuration qui nous intéresse. Le graphe obtenu, appelé « spot diagram », est donné dans la figure 2.1. Il a été réalisé en considérant une pupille de diamètre 33 mm, décentrée de 18 mm par rapport à l’axe optique et placée en amont de la première lentille. Le décalage de la pupille par rapport à l’axe optique correspond à celui de l’un des deux faisceaux incidents sur la lentille L_1 . Nous avons ainsi pu observer que la tache géométrique obtenue pour un faisceau passant à travers notre système présente un diamètre de l’ordre du micromètre. Le second faisceau générerait une tache symétrique par rapport à l’axe optique. On peut aussi tracer la réponse percussionnelle du système optique à l’aide du logiciel Zemax (figure 5.13), et nous assurer que le rapport de Strehl est bien supérieur à 0,82. En effet, le critère de Maréchal stipule qu’un système est en limite de diffraction lorsque son rapport de Strehl est supérieur à 0,82 [71]. Nous sommes donc assurés que les aberrations géométriques sont négligeables dans ce montage et que la réponse percussionnelle est déterminée entièrement par le diamètre de la pupille d’entrée.

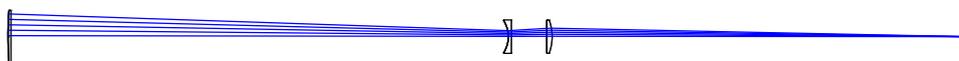


FIGURE 5.11 – Système optique simulé grâce au logiciel Zemax. La pupille choisie correspond à l’ouverture de l’agrandisseur de faisceau variable, de diamètre 33 mm, décentrée de 18 mm par rapport à l’axe optique pour tenir compte de la position du faisceau incident. La longueur d’onde de travail a été choisie à 1 064 nm.

1. La taille de la tache d’Airy est déterminée par l’ouverture numérique image. Le logiciel Zeemax nous permet de nous affranchir de ce calcul, et nous donne directement la taille de la tache d’Airy en fonction de la taille et de la position de la pupille d’entrée. Ce calcul est fait pour une pupille centrée sur l’axe optique.

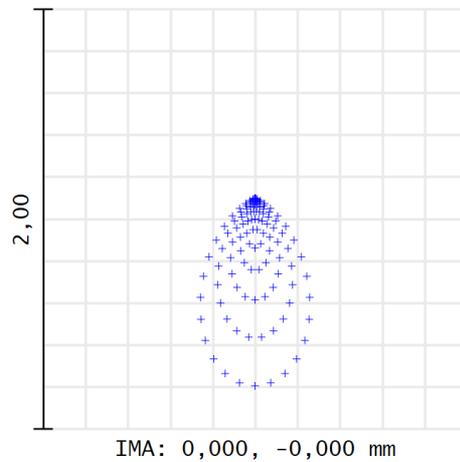


FIGURE 5.12 – *Spot diagram* généré par le logiciel Zemax, pour un seul faisceau hors d’axe. Sur le *spot diagram* total s’ajouterait la même tache en symétrique par rapport à l’axe optique. L’ensemble des rayons issus de la pupille se trouve alors dans un cercle de diamètre 2 μm . La tache d’Airy étant de diamètre 71 μm , notre système est donc bien limité par la diffraction. La tache ne sera donc pas déformée par des aberrations géométriques.

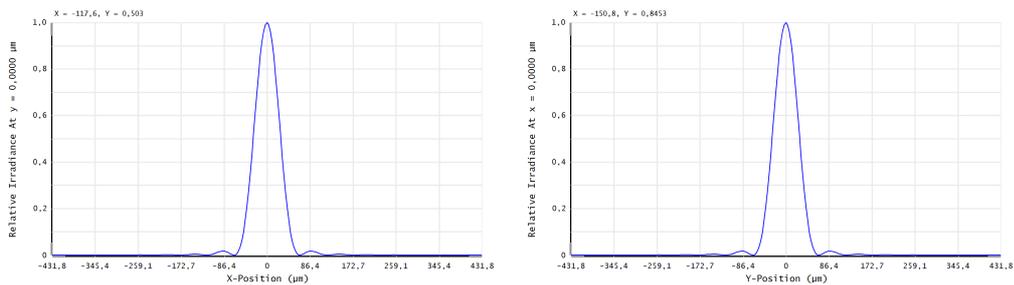


FIGURE 5.13 – Réponse percussionnelle du système optique constitué des lentilles L_1 , L_2 et L_3 pour une pupille d’entrée située en amont de L_1 , de diamètre 33 mm et décentrée de 18 mm. Le rapport de Strehl est de 1, ce qui nous assure que notre système est en limite de diffraction.

2.2 Focale équivalente au système optique

Comme vu précédemment, notre système optique ne présente *a priori* pas d’aberrations, on peut ainsi le simplifier en le réduisant à une lentille simple dont la focale correspond à la focale équivalente du système optique constitué des lentilles L_1 , L_2 et L_3 . Comme présenté dans la figure 5.14, la focale équivalente est définie par $f_{\text{eq}} = \frac{e}{\alpha}$ où α est le demi-angle entre les faisceaux et e est l’excentrement des faisceaux à l’axe optique. De plus, cette focale est bien inchangée quelle que soit la distance entre les lentilles L_1 et L_2 (correspondante aux différentes positions du piège) puisque l’angle α ne varie pas par construction du système optique (voir 1.1). Nous utilisons le logiciel Zemax pour obtenir

une évaluation précise de la focale équivalente du système optique. Cette valeur est alors de 1 675 mm.

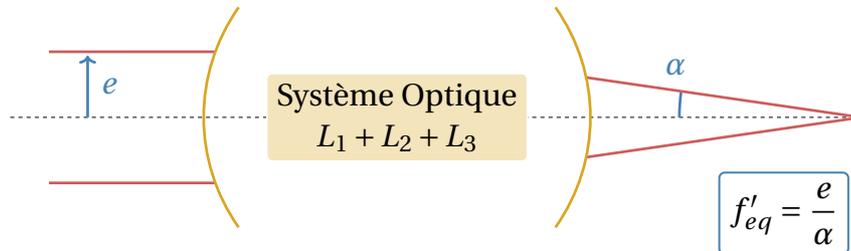


FIGURE 5.14 – Définition de la focale équivalente au système optique constitué des lentilles L_1 , L_2 et L_3 . Puisque l'angle α en sortie du montage ne dépend pas de l'écart entre les lentilles L_1 et L_2 qui est amené à varier durant le transport, la focale équivalente du système reste inchangée durant le transport.

2.3 Analyse du système optique par l'optique de Fourier

Dans la partie 1.1, l'évaluation de la taille des faisceaux au point focal a été faite en supposant que les faisceaux sont gaussiens et centrés sur l'axe optique; nous souhaitons à présent vérifier par un calcul s'appuyant sur le formalisme de l'optique de Fourier que le l'obturation circulaire du faisceau et son excentrement n'influent pas trop fortement sur la forme du piège obtenu. Le calcul utilise la représentation de Fourier du faisceau, modélisé comme une superposition d'ondes planes. Nous considérons que nous avons en entrée de notre système optique deux faisceaux gaussiens, chacun obturé par une ouverture circulaire de diamètre 33 mm correspondant au diamètre de sortie de l'agrandisseur de faisceau variable, et excentré de 18 mm par rapport à l'axe optique. Ces faisceaux ont tous les deux un rayon vertical de 11,3 mm et un rayon horizontal de 6,7 mm. Pour ce calcul, nous considérons que le *waist* du faisceau gaussien se situe en entrée de la lentille. Cette position ne devrait pas influencer le résultat puisque la distance de Rayleigh du faisceau y est d'au moins plusieurs dizaines de mètres.

Tout d'abord, la décomposition du champ incident en ondes planes est réalisée par la transformée de Fourier du champ choisi en entrée. Afin de simuler la propagation des faisceaux à travers la lentille, il faut multiplier les ondes planes par la transmittance de la lentille :

$$t(x, y) = \exp\left(jk \frac{x^2 + y^2}{2f}\right);$$

obtenue dans l'hypothèse où le rayon de courbure de la lentille équivalente est grand devant l'entraxe des faisceaux par rapport à l'axe optique¹. Pour propager les faisceaux

1. Le rayon de courbure de notre lentille équivalente serait de l'ordre de $f_{eq}/2 \approx 80$ cm, on est bien dans l'approximation proposée, ayant un excentrement des faisceaux de l'ordre de 18 mm et un rayon en entrée de la lentille de 11,3 mm.

jusqu'à leur point de croisement, on ajoute finalement un facteur correspondant au propagateur sur une distance d dans l'espace libre :

$$H_d(v_x, v_y) = \exp\left(-j2\pi d \sqrt{\lambda^{-2} - (v_x^2 + v_y^2)}\right).$$

Celle-ci est valable dans le cas où $v_x^2 + v_y^2 \leq 1/\lambda^2$, avec $v_x \approx \frac{x}{\lambda f_{eq}}$ et $v_y \approx \frac{y}{\lambda f_{eq}}$ les fréquences spatiales dans le plan image et λ la longueur d'onde du faisceau. Les dimensions du piège étant de l'ordre de quelques centaines de micromètres, nous rentrons bien dans cette approximation. Pour plus d'explications, le lecteur est invité à consulter le cours d'optique de Fourier d'A. Dubois [72].

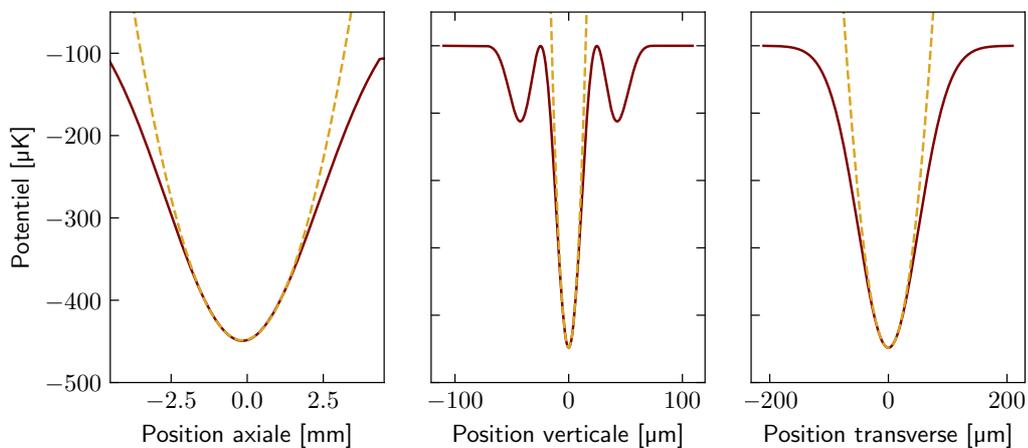


FIGURE 5.15 – Profils du potentiel obtenu dans les directions axiale, verticale et transverse, dans le cadre d'un calcul s'appuyant sur le formalisme de l'optique de Fourier. Les faisceaux incidents sont des faisceaux gaussiens de rayon vertical 11,3 mm et de rayon horizontal 5,7 mm, obturés par une ouverture circulaire de diamètre 33 mm. L'excentrement de ces faisceaux par rapport à l'axe optique est de 18 mm dans la direction verticale. Les faisceaux passent au travers de la lentille équivalente au système optique composé des lentilles L_1 , L_2 et L_3 et se propagent jusqu'au point de croisement des faisceaux, constituant le piège dipolaire représenté ici. La position 0 dans la direction axiale correspond à une propagation sur une distance égale à la focale équivalente du système. Les confinements obtenus au niveau du piège sont : $\omega_{axial} = 2\pi \cdot 12,5$ Hz, $\omega_{vertical} = 2\pi \cdot 3,2$ kHz, $\omega_{transverse} = 2\pi \cdot 663$ Hz. La profondeur du piège est de 448 μ K.

Les résultats de cette simulation sont donnés par la figure 5.15. Les caractéristiques du piège obtenu avec les paramètres choisis sont présentées dans le tableau 5.16. Par rapport au calcul théorique réalisé dans la partie 4.3, on observe une baisse de la profondeur de 11 %, et des fréquences de confinement (6 % pour les confinements vertical et axial, et 19 % pour le confinement axial). Néanmoins, les fréquences de confinement obtenues restent suffisantes pour assurer un transport efficace. On peut également noter que la profondeur maximale n'est pas obtenue pour une propagation exactement égale à la focale équivalente du système optique (abscisse 0 sur la graphe) mais environ 0,15 mm avant. Cette différence, parfaitement négligeable, peut s'expliquer par le fait que les fais-

		Calcul Diffractif	Calcul Gaussien	Variation
Profondeur	μK	448	496	-11 %
Confinement axial	Hz	663	705	-6 %
Confinement vertical	kHz	3,2	3,4	-6 %
Confinement axial	Hz	12,5	15,6	-19 %

FIGURE 5.16 – Caractéristiques du piège obtenu par le calcul diffractif et par le calcul gaussien. Le calcul gaussien se base sur l'hypothèse optimiste de faisceaux se croisant en leur *waist*. La variation obtenue lors du calcul diffractif est donnée dans la colonne de droite.

ceux sont focalisés un peu avant de se croiser à cause de l'excentrement par rapport à l'axe optique.

3 Test préliminaire du transport

Afin de valider le fonctionnement de notre montage, nous avons commencé par vérifier que la phase entre les deux faisceaux ne varie pas au cours du transport. En effet, un mauvais alignement pourrait engendrer une variation de la phase d'un faisceau par rapport à l'autre au cours du transport par exemple si les faisceaux ne traversent pas la même épaisseur de verre. Pour ce test, nous avons pris des images de la figure d'interférence générée au croisement des faisceaux pour différentes positions de la lentille. Ces images ont été prises à l'aide d'une caméra¹ dont les pixels mesurent $1,85\ \mu\text{m}$ (petits devant la taille de l'interfrange qui est de $51\ \mu\text{m}$), déplacée manuellement pour chacune des positions de la lentille L_1 . La phase a été mesurée relativement à la position du centre des faisceaux, déterminée par un ajustement gaussien. Au cours de cette expérimentation, nous avons noté que nous étions sensibles à des fluctuations de température, c'est pourquoi nous avons isolé la partie du montage dans laquelle les faisceaux sont séparés en deux à l'aide de panneaux².

Les résultats de cette mesure sont représentés sur la figure 5.17. Nous avons ainsi observé des fluctuations de phase de l'ordre d'un radian sur les 15 cm de course de la platine sur laquelle est placée la lentille L_1 . Ce déphasage est suffisamment petit pour nous permettre de travailler avec ce montage sans mettre en place d'asservissement de la phase entre les faisceaux. La lame de verre située entre la seconde lame séparatrice de polarisation et le miroir de renvoi va donc simplement nous permettre d'ajuster manuellement la phase de la figure d'interférences pour placer une frange brillante au centre de l'enveloppe gaussienne.

1. Fabricant : *Basler*, Ref : acA4024-8gm

2. Fabricant : *Thorlabs*, Ref : TB5

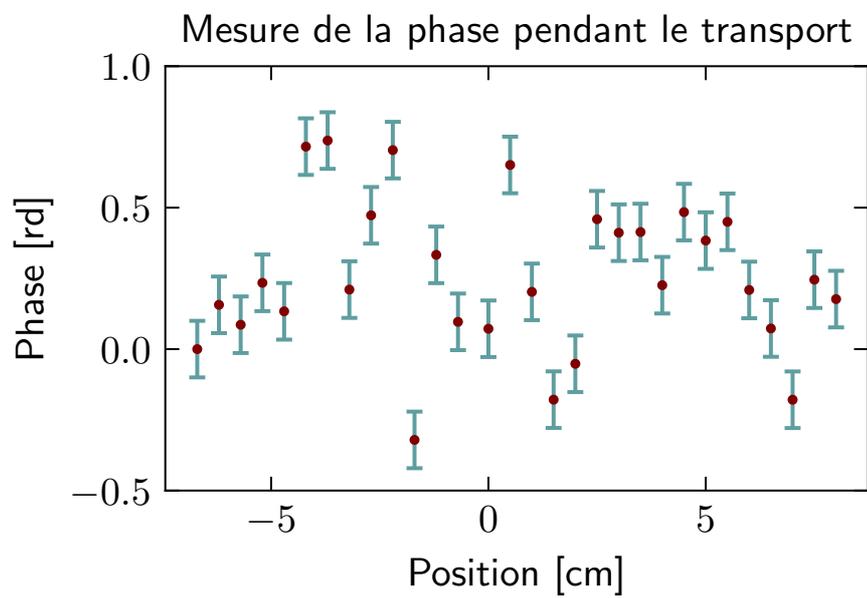


FIGURE 5.17 – Mesure de la différence de phase sur la figure d’interférence en fonction de la position de la lentille L_1 . La caméra suit le déplacement pour être toujours placée au point de croisement des faisceaux. On observe que pour un déplacement de 15 cm de L_1 , la phase fluctue d’un radian. On ne détermine pas de tendance particulière pour cette fluctuation. L’incertitude de mesure de chaque point est évaluée à 0,1 radians.

Le réseau bidimensionnel

Sommaire

1	Le réseau bidimensionnel souhaité	154
1.1	Confinement dans la direction verticale	156
1.2	Pavage dans le plan horizontal	158
1.3	Refroidissement dans le réseau bidimensionnel	160
2	Réalisation pratique du confinement vertical	163
2.1	Montage choisi	163
2.2	Les réglages fins	166
2.3	Passage du transport au piège vertical	167
3	Réalisation du réseau horizontal	169
3.1	Réseau horizontal	169
3.2	Voie d'imagerie par absorption à 461 nm	171
3.3	Conclusion	172

En vue d'étudier la dynamique de relaxation suite à une trempe au voisinage de la transition superfluide/isolant de Mott en deux dimensions, il nous a fallu concevoir un montage optique qui confine notre nuage en deux dimensions (dynamique gelée dans la direction verticale) et qui le répartisse dans un réseau bidimensionnel horizontal. Les dimensions visées pour le nuage sont de $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$; elles sont limitées par le système d'imagerie *in situ*, dont la résolution doit permettre de distinguer avec un taux d'erreur faible la présence ou non d'un atome dans les sites du réseau étudiés. Dans ce chapitre sont présentées les contraintes du pavage bidimensionnel (partie 1) ainsi que les solutions techniques choisies pour la réalisation du confinement vertical (partie 2) et du réseau horizontal (partie 3).

1 Le réseau bidimensionnel souhaité

Comme dit précédemment, les expériences seront réalisées dans un réseau bidimensionnel, situé dans le plan horizontal, au centre de la chambre de science. Pour ce faire, nous avons conçu d'une part un réseau horizontal dont les caractéristiques sont données dans la partie 1.2 et d'autre part un réseau vertical dans un des plans duquel seront confinés les atomes (partie 1.1).

Les paramètres de ces réseaux seront modifiés au cours de la séquence expérimentale. La dynamique dans le réseau bidimensionnelle est décrite par le hamiltonien de Bose-Hubbard :

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} b_i^\dagger b_j + \frac{1}{2} U \sum_i \hat{n}_i (\hat{n}_i - 1) + \sum_i \epsilon_i \hat{n}_i$$

où $\hat{n}_i = b_i^\dagger b_i$ représente le nombre d'atomes dans le site i ; U correspond à la force de répulsion entre deux atomes situés sur un même site et J est le couplage tunnel entre deux sites voisins. Ces deux paramètres dépendent du réseau bidimensionnel. En deux dimensions, une transition de phase apparaît pour $U/J \approx 16$. En effet, au-dessus de cette valeur le système est dans une phase dite *isolant de Mott* : l'occupation moyenne des sites du réseau est alors un nombre entier et ne fluctue plus (les atomes sont immobilisés au fond des sites du réseau). Pour $U/J < 16$, le système est dans une phase dite *superfluide* dans laquelle le couplage tunnel domine, si bien que les particules sont délocalisées sur le réseau.

Durant la séquence expérimentale, 3 étapes vont se succéder.

1) Situation initiale

L'expérience commence par la mise en place des atomes dans la phase de Mott avec un remplissage unitaire uniforme du réseau. Nous souhaiterons alors avoir un paramètre U/J égal à 30 environ. Pour cette étape, il est nécessaire que l'enveloppe de confinement gaussien dans le plan horizontal soit de quelques dizaines Hertz.

2) Phase dynamique

La trempe est ensuite engendrée par une baisse soudaine de la profondeur du réseau horizontal, modifiant le hamiltonien régissant la dynamique du système. Nous nous placerons alors au voisinage de la transition isolant de Mott / superfluide ($U/J \approx 16$) pour y étudier la dynamique de relaxation. Pour ce faire, la puis-

sance dans le réseau horizontal sera diminuée. Il est nécessaire que l'enveloppe de confinement horizontal soit quasiment inchangée afin qu'elle ne rentre pas en compte dans la dynamique du système.

3) Phase d'imagerie

Après un temps d'évolution, nous repasserons dans la phase isolant de Mott afin de d'interrompre les variations de remplissage des sites du réseau. Le réseau est imagé *in situ* par la lentille asphérique placée sous vide. La phase d'imagerie est accompagnée d'un refroidissement des atomes dans le réseau qui donne lieu à des contraintes supplémentaires présentées dans la partie 1.3. Notamment, la profondeur des puits de potentiel et le fréquence d'oscillation dans les puits doit être très grande, si bien que nous utiliserons le laser avec sa puissance maximale dans cette phase.

De plus, pendant toute la durée de l'expérience, il est nécessaire de garder un confinement vertical de quelques kilohertz pour garder un nuage dont l'évolution est bidimensionnelle. Celui-ci sera obtenu en confinant les atomes au sein d'une frange d'un réseau vertical.

L'enveloppe gaussienne dans le plan horizontal de ce réseau vertical devra être grande devant l'enveloppe gaussienne générée par les réseaux horizontaux afin de minimiser la variation de confinement lors du passage dans la phase dynamique (baisse de la puissance dans le réseau horizontal).

Le refroidissement par bandes latérales sur la transition étroite du strontium étant très performant, nous avons pu nous permettre de choisir les faisceaux du réseau horizontal peu focalisés tout en gardant une profondeur suffisante avec les faisceaux à pleine puissance. L'intérêt est d'obtenir une enveloppe gaussienne du réseau horizontal qui soit assez large pour obtenir une zone de travail de 100x100 sites du réseau horizontal, mais aussi pour que la variation de confinement horizontal dans les puits du réseau lors de la trempe soit très faible.

La configuration des faisceaux dans la chambre de science est donnée par la figure 6.1. L'axe du transport est noté \vec{z} , la verticale est notée \vec{y} . Les faisceaux du réseau vertical se croisent dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) (voir partie 1.1). Les axes de propagation des faisceaux utilisés pour le réseau horizontal sont notés \vec{u} et \vec{v} et sont à 45° de l'axe du transport.

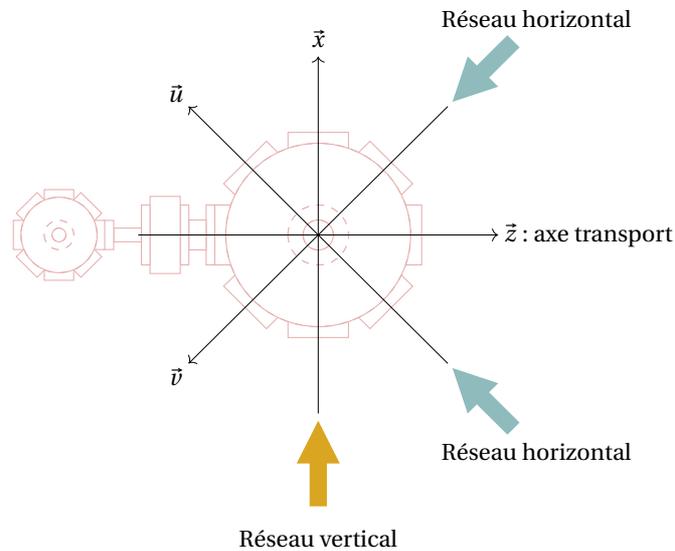


FIGURE 6.1 – Définition des axes de propagation des faisceaux dans la chambre de scienc. L'axe du transport est noté \hat{x} , et la verticale \hat{y} . Les axes des réseaux horizontaux sont \hat{u} et \hat{v} et sont à 45° du transport. Les faisceaux utilisés pour le réseau vertical se propagent dans le plan (\hat{x}, \hat{y}) .

1.1 Confinement dans la direction verticale

Caractéristiques du confinement vertical

Afin de faire évoluer les atomes dans un régime à deux dimensions, il est nécessaire de « geler » leur mouvement dans une direction. Dans notre cas, c'est selon la direction verticale que les atomes sont fortement confinés. Pour ce faire, on doit ainsi générer dans cette direction un potentiel suffisamment confinant pour que l'énergie des atomes piégés soit inférieure à l'écart entre deux niveaux vibrationnels. Cette condition peut s'écrire sous la forme : $\hbar\omega_y > k_B T, \mu$, où ω_y est le confinement dans la direction verticale, T la température des atomes et μ le potentiel chimique des atomes. Enfin, afin de garder un nuage étalé dans les directions horizontales, nous souhaitons avoir un confinement de quelques dizaines de Hertz dans ces directions.

Forme du confinement

La solution retenue est de faire interférer deux faisceaux à 1064 nm issus d'un laser de puissance 50 W^1 se propageant dans un plan vertical et se croisant avec un angle α par rapport à l'axe \hat{x} de 6° . L'interfrange ainsi obtenue est $\lambda/(2 \sin \alpha) = 5,1 \mu\text{m}$. Les plans du *waist* des faisceaux coïncident et les faisceaux y présentent un rayon vertical $w_{y,0} = 60 \mu\text{m}$ et un rayon horizontal $w_{z,0} = 500 \mu\text{m}$. Chacun des faisceaux aura une puissance estimée à $17,5 \text{ W}$ (puissance maximale que l'on espère obtenir compte tenu des pertes

1. Fabricant : ALS, Ref : ALS-IR-1061t-50-I-SF

dues au passage par les différentes optiques), laquelle sera constante tout au long de l'expérience ainsi que pendant la phase d'imagerie. Avec cette configuration, on estime la valeur des paramètres suivants :

- **Profondeur** : $U_0 = -4\Delta E_{\text{unitaire}} I_0 = 2\pi.80\mu\text{K}$
- **Confinement transverse** : $\omega_z = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_{z,0}^2}} = 2\pi.58\text{Hz}$
- **Confinement vertical** : $\omega_y = \sqrt{\frac{2U_0}{m}} \sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda^2} \sin^2 \alpha + \frac{2\cos^2 \alpha}{w_{y,0}^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{2} \left(\frac{1}{z_{R,z}^2} + \frac{1}{z_{R,y}^2} \right)} = 2\pi.12,6\text{kHz}$
- **Confinement axial** (le long de l'axe de propagation) : $\omega_x = \sqrt{\frac{2U_0}{m}} \sqrt{\frac{2\sin^2 \alpha}{w_{y,0}^2} + \frac{\cos^2 \alpha}{2} \left(\frac{1}{z_{R,z}^2} + \frac{1}{z_{R,y}^2} \right)} = 2\pi.50\text{Hz}$
- **Confinement à 45° des axes horizontaux** : $\omega_u = \omega_v = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_z^2} = 2\pi.54\text{Hz}$

où $I_0 = \frac{2P}{\pi w_{y,0} w_{z,0}}$ est l'intensité d'un faisceau au centre du piège et $w_{y,0}$ et $w_{z,0}$ sont les rayons vertical et transverse du faisceau dans le plan de son waist (centre de la chambre). $\Delta E_{\text{unitaire}}$ est le déplacement lumineux obtenu pour une intensité d'1 W/m² (Voir 1.2).

Nous avons ici pris soin d'obtenir des confinements proches dans les deux directions horizontales \vec{x} et \vec{z} afin d'obtenir un piège présentant une certaine symétrie.

Vérification des critères

Le confinement horizontal obtenu est bien de quelques dizaines de Hertz et est comparable dans les directions horizontales ($\omega_x \approx \omega_z \approx \omega_{u,v} \approx 50\text{Hz}$).

L'écart en énergie entre les niveaux vibrationnels du potentiel harmonique formé par le réseau vertical est donné par $\hbar\omega_y$ et vaut 0,6 μK . Cet écart est bien plus grand que la température que nous obtiendrons pour notre gaz d'atomes.

Il faut ensuite comparer cet écart au potentiel chimique du gaz dans le piège vertical. Le calcul du potentiel chimique est donné dans l'annexe D. Il augmente avec le nombre d'atomes et le cas pessimiste est donné par le régime de Thomas Fermi dans lequel la taille du nuage est dominée par les interactions entre atomes. Dans ce régime, le potentiel chimique s'exprime sous la forme :

$$\mu = \sqrt{\frac{N_0 g_{2D} m \omega_{\perp}^2}{\pi}}$$

avec $g_{2D} = \frac{4\pi\hbar^2}{m} a_s \sqrt{\frac{m\omega_y}{2\pi\hbar}}$ où $\omega_{\perp} = \sqrt{\omega_x \omega_z}$ et a_s est la longueur de diffusion. Dans notre cas, la longueur de diffusion entre atomes de strontium 84 est de 124 a_0 , où a_0 est le rayon de Bohr. En utilisant les confinements calculés dans la partie précédente, on trouve pour 10 000 atomes¹ un potentiel chimique de 0,08 μK , ce qui est bien inférieur à l'écart entre niveaux vibrationnels.

1. Avec 10 000 atomes on place un atome par site du réseau de 50 μm x 50 μm .

En outre, nous avons vérifié que la profondeur ne varie que d'1 % entre le centre du piège et le bord de la zone d'étude (25 μm dans les deux directions horizontales). De même, le confinement vertical varie de moins d'1 %. Ce piège est donc convenable pour notre expérience.

1.2 Pavage dans le plan horizontal

Le pavage dans le plan horizontal est réalisé par l'interférence de deux paires de faisceaux contrapropageants, à 90° l'une de l'autre. Elles se propagent selon les axes \vec{u} et \vec{v} de la figure 6.1. Les faisceaux sont issus du même laser que celui générant les faisceaux pour le transport des atomes d'une chambre à l'autre et fournit donc 50 W à 1 064 nm (voir Chapitre 4, la puissance est utilisée successivement pour le transport puis pour le réseau horizontal grâce à un modulateur acousto-optique). En pratique, nous espérons avoir une puissance maximale au niveau des atomes d'environ 17,5 W par axe du réseau, en prenant en compte les pertes dues au passage dans les différentes optiques. Le potentiel ainsi formé correspond à un sinus de période 532 nm auquel s'ajoute une enveloppe gaussienne dans les directions verticale et transverse. Afin de disposer d'un réseau relativement homogène et de minimiser le confinement induit dans le plan horizontal, nous avons choisi des faisceaux horizontaux de rayon 275 μm dans leur plan du *waist*, situé au centre de la chambre de science. La distance de Rayleigh obtenue est alors de 27 cm, ce qui nous permet de simplifier l'alignement.

Les caractéristiques du piège obtenu pour la configuration imagerie (avec une puissance de 17,5 W sur chacun des réseaux horizontaux) sont tout d'abord calculées pour le réseau horizontal se propageant selon \vec{u} .

- **Profondeur** : $U_0 = -4\Delta E_{\text{unitaire}} I_0 = 33 \mu\text{K}$

- **Confinement axial** (direction du faisceau) : $\omega_u = \sqrt{\frac{2U_0}{m} \left(\frac{1}{2Z_{R,v}^2} + \frac{1}{2Z_{R,y}^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \right)} = 2\pi.76 \text{kHz}$

où $I_0 = \frac{2P}{\pi w_{y,0} w_{v,0}}$ est l'intensité d'un faisceau au centre du piège et $w_{y,0}$ et $w_{v,0}$ sont les rayons vertical et transverse du faisceau dans le plan de son waist (centre de la chambre). $\Delta E_{\text{unitaire}}$ est le déplacement lumineux obtenu pour une intensité d'1 W/m² (Voir 1.2). Lorsque l'on superpose les deux bras du réseau horizontal, les paramètres deviennent :

- **Profondeur maximale** : 65 μK

- **Confinement vertical** : 2 π .93 Hz

Nous avons pris le soin de vérifier que la profondeur et le confinement axial sont quasiment identiques au bord de la zone exploitée (décalage de 25 μm dans les deux directions depuis le centre du piège). Nous obtenons bien les mêmes caractéristiques à 2 % près.

Ici, la profondeur maximale correspond à la coïncidence entre un maximum d'intensité sur les deux bras du réseau horizontal, comme présenté sur la figure 6.2. Afin

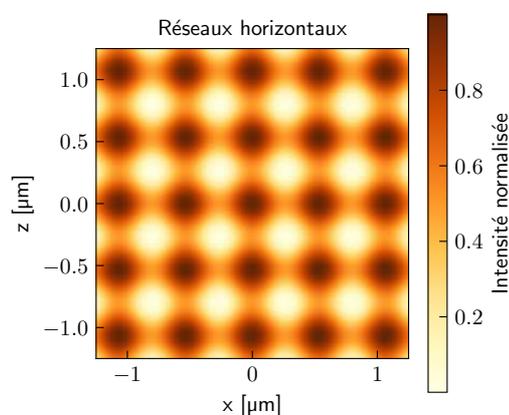


FIGURE 6.2 – Carte de l'intensité pour quelques sites centraux du réseau horizontal généré à puissance maximale. Pour passer d'un site à l'autre dans la direction d'un des axes du réseau, la hauteur de la barrière de potentiel correspond à la profondeur obtenue pour un seul axe du réseau. La profondeur maximale obtenue correspondrait au passage d'un site à l'autre à 45° des axes du réseau.

de déterminer le couplage entre sites voisins, il est nécessaire de prendre en compte la profondeur obtenue pour un seul bras du réseau.

Compte tenu des caractéristiques du réseau bidimensionnel (dont le réseau vertical déterminé dans la partie 1.1), la transition entre isolant de Mott et superfluide ($U/J \approx 16$) s'effectue pour une profondeur des puits du réseau d'environ $1 \mu\text{K}$ ¹. Pour agir sur la profondeur du réseau horizontal, nous modifierons la puissance envoyée sur les bras de ce réseau à l'aide des modulateurs acousto-optiques placés en amont des fibres acheminant la puissance du laser vers la chambre de science. Avant de réaliser la trempe, le système sera dans la configuration isolant de Mott avec un paramètre U/J de l'ordre de 30. Ceci correspond à une profondeur des puits d'environ $2,4 \mu\text{K}$ obtenue avec une puissance de $1,3 \text{ W}$. La dynamique de relaxation sera ensuite étudiée autour de la transition, c'est pourquoi la trempe consistera en une baisse du potentiel du réseau horizontal jusqu'à $1 \mu\text{K}$. Pour obtenir une telle profondeur, la puissance envoyée dans chacun des bras du réseau doit être de 520 mW .

Il nous faut alors vérifier que l'enveloppe du confinement dans les directions horizontales ne varie quasiment pas lors de la trempe. En effet, on ne souhaite pas voir l'effet d'une décompression du nuage dans les directions horizontales. Pour évaluer le confinement horizontal, il faut prendre en compte le confinement horizontal engendré par le réseau vertical : $2\pi \cdot 54 \text{ Hz}$.

- Pour une profondeur de potentiel de $2\pi \cdot 2,4 \mu\text{K}$ ($U/J \approx 30$), le confinement horizontal issu du réseau horizontal est de $2\pi \cdot 18 \text{ Hz}$. Le confinement horizontal total est de 57 Hz .

1. Pour reproduire ce calcul, le lecteur est invité à consulter les cours portant sur les réseaux optique de J. Dalibard au Collège de France [73].

- Pour une profondeur de potentiel d' $1\mu\text{K}$ ($U/J \approx 16$), le confinement horizontal issu du réseau horizontal est de $2\pi \cdot 11\text{Hz}$. Le confinement horizontal total est de $2\pi \cdot 55\text{Hz}$.

Finalement, on observe que le confinement horizontal total (réseaux horizontaux + réseau vertical) ne varie que de 4 %, ce qui est suffisamment petit pour nos expériences.

1.3 Refroidissement dans le réseau bidimensionnel

Pendant la phase d'imagerie, le réseau horizontal est rendu très profond pour figer la dynamique des atomes et en permettre l'imagerie. Pour cette dernière, nous avons besoin d'éclairer les atomes avec un faisceau à résonance avec l'une des transitions atomiques. Cependant, ceci amène du chauffage des atomes dans le réseau, que nous souhaitons alors compenser par un refroidissement afin que les atomes restent immobiles au fond des sites du réseau pendant la collecte des photons (environ 1 s pour récupérer quelques centaines de photons par atome en éclairant à résonance avec la transition à 689 nm). Il est assez naturel d'utiliser la raie étroite du strontium pour effectuer le refroidissement dans le réseau. Cette transition permet en effet de refroidir jusqu'à des températures très basses. La profondeur du réseau n'a alors pas à être trop profonde pour la phase d'imagerie. Nous discutons dans cette partie les principes de ce refroidissement.

Principe du refroidissement

Refroidissement par bandes latérales Une première technique a été abordée pour effectuer ce refroidissement : le refroidissement par bandes latérales. Ce processus consiste à utiliser les niveaux vibrationnels quantifiés de l'atome dans le réseau. Une approximation harmonique permet de définir l'écart en énergie entre les niveaux vibrationnels $\hbar\Omega$, où Ω est la fréquence de confinement au fond du piège. On se place dans le cadre où les niveaux d'énergie sont résolus, c'est-à-dire que l'on a $\Gamma/2 \ll \Omega$ où Γ est la largeur de la transition sur laquelle on effectue le refroidissement. Dans notre cas, la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ dont la largeur est de 7,4 kHz est donc idéale. Comme représenté sur la figure 6.3, on excite l'atome initialement dans l'état $|g, n+1\rangle$ vers l'état $|e, n\rangle$ ¹ à l'aide d'un faisceau à résonance avec cette transition. Par la suite, on peut montrer que la désexcitation la plus probable se fait en conservant le niveau vibrationnel à condition d'être proche du régime de Lamb-Dicke :

$$\eta = \sqrt{\frac{\omega_{\text{rec}}}{\Omega}} \ll 1$$

où $\omega_{\text{rec}} = \frac{\hbar k^2}{2m}$ est la pulsation de recul de l'atome et Ω la fréquence de confinement au fond du piège. Ainsi, l'atome se désexcite spontanément préférentiellement dans l'état $|g, n\rangle$, ce qui permet de descendre d'un niveau vibrationnel par cycle absorption/émission de photon. De plus, le photon émis spontanément peut être collecté pour l'imagerie *in situ* telle que détaillée dans le chapitre 3.

1. En réalité, il suffit de réaliser une transition de l'état $|g, n'\rangle$ vers l'état $|e, n\rangle$ avec $n' > n$.

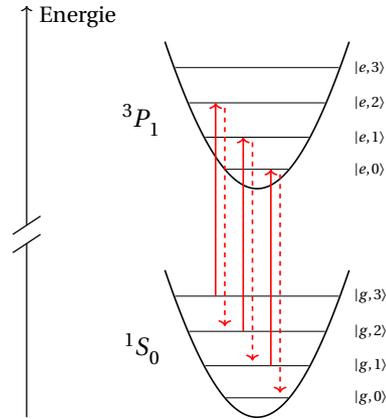


FIGURE 6.3 – Niveaux vibrationnels d'un site du réseau pour l'état 1S_0 et l'état 3P_1 . Pendant le refroidissement par bandes latérales, l'atome est éclairé à résonance avec la transition $|g, n+1\rangle \rightarrow |e, n\rangle$ puis se désexcite principalement vers l'état $|g, n\rangle$. Le photon émis lors de la désexcitation est collecté pour l'imagerie.

Refroidissement Sisyphé En réalité, le déplacement lumineux diminue de 30% lorsque que l'on passe de l'état fondamental 1S_0 à l'état excité 3P_1 . Le potentiel vu par l'atome dans l'état excité est alors moins raide que dans l'état fondamental : $\Omega_e < \Omega_g$. Ceci ajoute un couplage supplémentaire entre les niveaux et permet d'envisager une contribution correspondant au refroidissement Sisyphé comme présenté dans un article de Cooper et al. [74]. Ce type de refroidissement est décrit par la figure 6.4. Il peut être expliqué dans un cadre semi-classique en considérant un atome dans l'état électronique fondamental $|g\rangle$ oscillant dans son piège. On accorde le laser afin que l'atome le voie à résonance lorsqu'il se situe sur un « bord » du piège. Les étapes d'un cycle de refroidissement sont :

1. atome dans l'état $|g\rangle$ au fond du piège : $E_1 = mv_1^2/2$,
2. atome dans l'état $|g\rangle$ au bord de son piège : $E_2 = m\Omega_g^2 x_2^2/2 = E_1$,
3. absorption d'un photon laser : Atome dans l'état excité $E_3 = m\Omega_e^2 x_2^2/2$,
4. oscillation de l'atome dans le potentiel excité : $E_4 = mv_4^2/2 + m\Omega_e^2 x_4^2/2 = E_3$,
5. redescente dans l'état $|g\rangle$: $E_5 = mv_4^2/2 + m\Omega_g^2 x_4^2/2$.

En comparant E_5 à E_1 , on obtient la variation d'énergie sur un cycle : $E_5 - E_1 = \frac{1}{2m}(x_2^2 - x_4^2)(\Omega_e^2 - \Omega_g^2)$. Or, en excitant l'atome lorsque son énergie cinétique est nulle (en haut de sa trajectoire), par conservation de l'énergie mécanique dans l'état excité, on obtient $x_4 \leq x_2$. Finalement, l'énergie totale est diminuée sur un cycle. En moyennant sur un grand nombre de cycles, l'énergie est donc diminuée.

Les conditions pour réaliser un tel refroidissement sont [75] : (1) la polarisabilité de l'état excité doit être plus petite que celle de l'état fondamental, (2) l'atome ne doit être excité que sur les bords du piège (la différence de polarisabilité doit donc être suffisante pour que la largeur de la transition suffise à discriminer la position dans le piège), (3)

les atomes doivent rester suffisamment longtemps dans l'état excité pour se déplacer du bord du potentiel (idéalement jusqu'au fond du potentiel) pour que le refroidissement soit efficace i.e. le temps de vie de l'atome doit être au moins comparable à la pulsation du piège. Enfin, l'énergie de recul reçue par l'atome lorsqu'il absorbe un photon à 689 nm limite la température minimale que l'on peut atteindre à $k_B T_{\text{rec}} \approx \hbar^2 k_{689}^2 / m$.

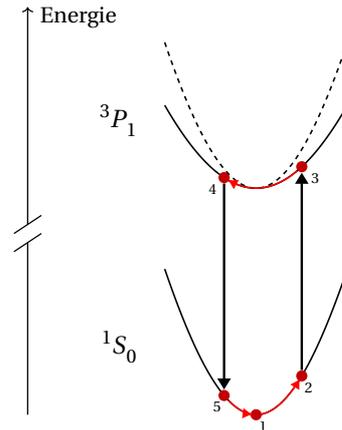


FIGURE 6.4 – Refroidissement Sisyphé. Initialement, l'atome oscille au fond du piège dans l'état fondamental. On excite l'atome lorsqu'il se trouve au bord du potentiel. À l'énergie de recul près, il garde la même énergie cinétique (la plus faible possible). Il oscille ensuite dans un piège dont la raideur est moindre, son énergie totale est alors plus petite. Lors de sa désexcitation, l'atome garde la même énergie cinétique, mais se retrouve plus proche du fond du puits. Finalement, l'énergie totale de l'atome est diminuée.

Vérification des paramètres du réseau pour la phase d'imagerie

Lors de la conception des réseaux, nous nous sommes concentrés sur la réalisation d'un refroidissement par bandes latérales dans le réseau horizontal. Une condition à la réalisation de cette méthode apparaît naturellement : l'écart entre les niveaux vibrationnels doit être grand devant la largeur de la transition afin de pouvoir s'adresser précisément à chaque niveau vibrationnel. Dans notre cas, la transition atomique $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ se prête particulièrement bien à ce type de refroidissement puisqu'elle présente une largeur de 7,4 kHz. Nous avons vu dans la partie 1.2 que la pulsation de confinement due aux interférences du réseau horizontal est $\Omega = 2\pi \cdot 76 \text{ kHz}$, ce qui est bien grand devant la largeur de la transition considérée. Il semble donc *a priori* possible de refroidir par bandes latérales dans ce réseau.

Une autre condition pour que ce refroidissement soit efficace est que les transitions les plus probables conservent le niveau vibrationnel. Pour ce faire il est nécessaire de se placer dans le régime de Lamb-Dicke :

$$\eta = \sqrt{\frac{\omega_{\text{rec}}}{\Omega}} \ll 1$$

où $\omega_{\text{rec}} = \frac{\hbar k^2}{2m}$ est la pulsation de recul de l'atome. Dans notre cas nous obtenons $\eta = 0.26$ (en utilisant toute la puissance disponible), ce qui devrait nous permettre d'être dans le régime de Lamb-Dicke. Afin d'augmenter cette grandeur, nous pouvons diminuer la taille du faisceau à son *waist* afin d'augmenter le confinement axial. Cependant, plus l'enveloppe gaussienne est étroite, plus grandes seront les modifications du potentiel au bord de la zone d'étude. Une dernière caractéristique du réseau porte sur sa profondeur U_0 : il faut que celle-ci soit suffisamment grande pour que le piège présente plusieurs niveaux d'énergie : $\hbar\Omega \ll U_0$. Dans notre cas, $\frac{U_0}{\hbar\Omega} = 9$. On en conclut que les paramètres du réseau horizontal devraient nous permettre de réaliser un refroidissement par bandes latérales sur la transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$.

Conclusion sur le refroidissement

Les deux mécanismes de refroidissement présentés précédemment pourraient avoir lieu dans nos réseaux. *A priori*, ne nous savons pas lequel sera le plus efficace. Nous avons évoqué la réalisation d'une simulation du refroidissement sur les 3 directions de l'espace, mais il se peut que nous ne prenions pas le temps de la mettre en place avant de directement regarder l'effet du faisceau à 689 nm sur les atomes dans le réseau. Dans ce cas, nous optimiserons le refroidissement en comparant deux images successives et en vérifiant que la position des atomes n'a pas changé de l'une à l'autre auquel cas on pourra considérer que le refroidissement est suffisant pour garder les atomes au fond de leur piège. Nous optimiserons aussi sur le taux de fluorescence afin de pouvoir imager durant un temps assez court. Les paramètres sur lesquels nous pourrions jouer sont le désaccord du faisceau de refroidissement, sa polarisation et sa puissance.

En outre, les refroidissements selon les trois directions de l'espace seront nécessairement différents les uns des autres. En effet, le confinement vertical étant différent du confinement horizontal, la base d'états vibrationnels ne sera pas la même selon la direction de l'espace. De plus, le faisceau de refroidissement a des projections différentes (voir 2.2 du chapitre 3) sur les axes des réseaux, par conséquent les opérateurs couplant les différents niveaux vibrationnels seront dépendants de la direction de l'espace.

2 Réalisation pratique du confinement vertical

Le piège permettant de confiner les atomes selon la direction verticale est généré par l'interférence de deux faisceaux à 1 064 nm se croisant selon un demi angle de 6° dans le plan vertical. Ceci nous permet de générer des plans horizontaux de période $5,1 \mu\text{m}$. Afin d'obtenir une profondeur et une raideur suffisante pour geler le mouvement des atomes dans la direction verticale, nous avons ainsi choisi des faisceaux dont le rayon au *waist* est de $60 \mu\text{m}$ dans la direction verticale, et de $500 \mu\text{m}$ dans la direction horizontale.

2.1 Montage choisi

Afin d'obtenir des faisceaux dont les dimensions au point focal correspondent aux dimensions souhaitées, nous avons choisi le montage optique présenté par la figure 6.5.

Le faisceau en sortie de laser est injecté¹ dans une fibre à cristal photonique haute puissance². En amont de cette fibre se trouve un modulateur acousto-optique³ permettant de réaliser une extinction rapide du faisceau et de contrôler continûment son intensité. En sortie de cette fibre est placé un collimateur⁴, comportant une lentille asphérique de focale 11 mm et nous permettant d'obtenir un faisceau en sortie de rayon 880 µm. On adapte ensuite la forme de ce faisceau avec un réducteur de facteur 0,6 sur la direction horizontale constitué de deux lentilles cylindriques. Le faisceau est ensuite séparé en deux à l'aide d'un montage comprenant deux lames séparatrices de polarisation (*TFP* sur le schéma), de la même manière que réalisé sur le montage transport (voir partie 1.2 du chapitre 5). L'écart entre les faisceaux est de 31 mm. Les faisceaux passent ensuite de part et d'autre de l'axe optique d'une lentille cylindrique de focale 150 mm afin d'être focalisés dans la direction verticale. Une vérification des performances de ce système optique a été réalisée à l'aide du logiciel *Zemax* afin de s'assurer de l'absence d'aberrations optiques entachant la tache de diffraction obtenue.

Les dernières optiques de ce montage sont installées sur une planche verticale, comme présenté sur la figure 6.6, afin de simplifier le positionnement des optiques. Cette planche est fixée au breadboard principal par des équerres. Des platines de translation permettant un alignement fin des optiques (voir 2.2) sont montées directement dessus et nous avons pris garde à ce que le poids déporté soit acceptable.

1. Coupleur de fibre utilisé : *Schäfter Kirchhoff*, Ref : 60FC-SMA-T-23-A18-03
2. *NKT Photonics*, fibre à cristal photonique monomode à maintien de polarisation avec connexions de type SMA, Ref : LMA-PM-15, 2.00 m SMA-905 (s')/SMA-905(s') 6mm steel
3. Modulateur acousto-optique réalisé à partir d'un cristal de quartz, *AA Opto-Electronic*, Ref : MCQ80-A2-L1064-Z32-C35Sa
4. *Schäfter Kirchhoff*, Ref : 60FC-SMA-T-23-A11-03

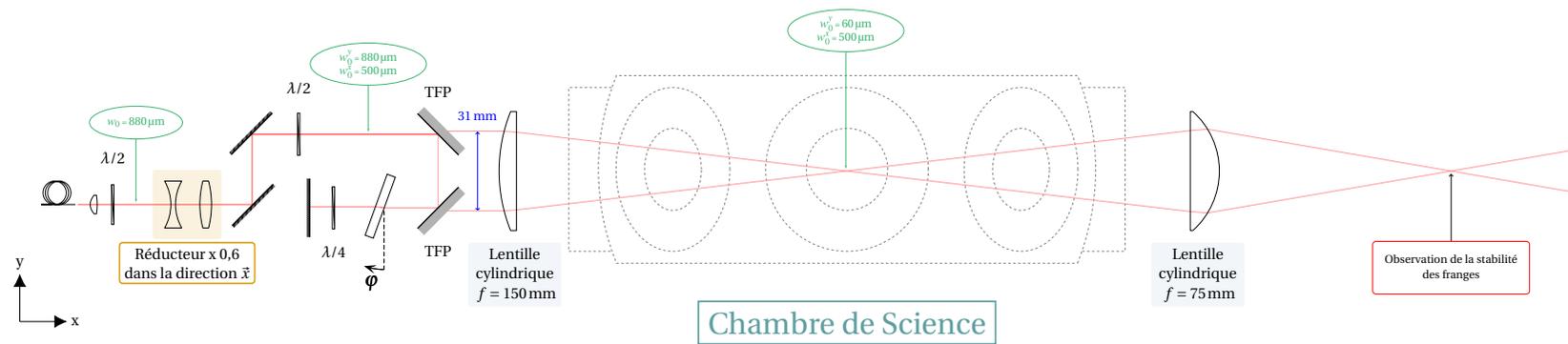


FIGURE 6.5 – Montage optique déterminé pour la réalisation du réseau vertical. Le faisceau est acheminé à la chambre de science par une fibre optique avant d’être séparé en deux par la combinaison de deux lames séparatrices de polarisation. Les faisceaux sont focalisés dans la chambre de science par une lentille cylindrique de focale 150 mm. L’interférence des faisceaux en leur croisement permet de générer des franges verticales de période $5,1 \mu\text{m}$ au sein de l’une desquelles sera confiné le plan d’atomes. Une lame à faces parallèles est placée sur le trajet de l’un des faisceaux afin de pouvoir ajouter un déphasage d’un faisceau par rapport à l’autre. Cette lame est placée sur une platine de rotation motorisée afin de pouvoir modifier ce déphasage pendant le cycle expérimental. En sortie de la chambre, une lentille refait interférer les faisceaux sur une caméra afin de pouvoir nous assurer de la stabilité des franges.

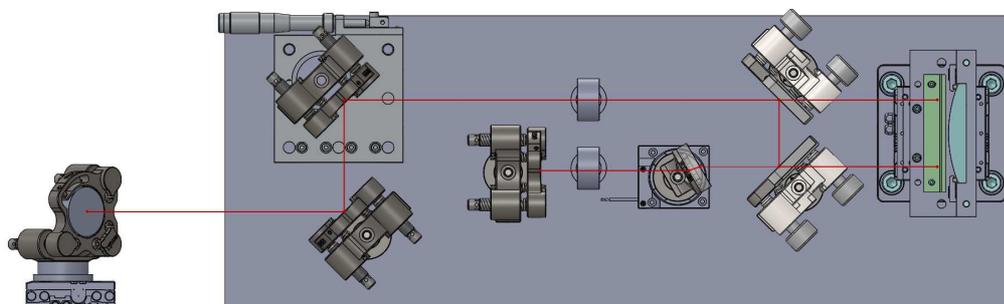


FIGURE 6.6 – Représentation du montage optique à l'aide du logiciel de CAO *Solidworks*. Les dernières optiques de mise en forme du réseau vertical sont placées sur une *breadboard* placée à la verticale. La lentille cylindrique est placée sur deux platines de translation motorisées afin d'ajuster la position verticale et longitudinale du point de croisement des faisceaux dynamiquement. Une troisième platine motorisée est placée sous le miroir en amont de la *breadboard* afin d'ajuster la position transverse du point de croisement des faisceaux. Une platine de translation manuelle permet de modifier l'angle entre les franges (en haut à gauche de l'image). Une lame à face parallèles est placée sur une platine de translation motorisée afin de déphaser l'un des faisceaux par rapport à l'autre.

2.2 Les réglages fins

Ci-dessous sont listés les réglages du montage :

Contraste du réseau Une lame demi-onde montée en amont de la première lame séparatrice permet de régler la balance de puissance entre les deux bras du réseau vertical, et ainsi d'agir sur le contraste du réseau.

Angle entre les bras formant le réseau L'angle entre les faisceaux est réglé par la distance entre les deux lames séparatrices de polarisation. Pour le régler finement, le miroir placé en amont de la lame demi-onde (en haut à gauche sur la figure 6.6) est placé sur une platine de translation manuelle¹.

Position des franges du réseau vertical Une lame à faces parallèles est placée entre la seconde lame séparatrice de polarisation et le miroir de renvoi afin de modifier le déphasage entre les deux bras créant le réseau vertical, ce qui permet de faire défiler les franges. L'angle de cette lame est contrôlé par une platine de rotation motorisée² sur laquelle est placée la lame. En sortie de la chambre de science, les interférences sont reformées sur une caméra à l'aide d'une lentille afin de contrôler leur stabilité.

1. Fabricant : *Newport*, Ref : M-SDS65

2. Fabricant : *Physik Instrumente*, Ref : Q-632.930

Position du croisement des franges La lentille cylindrique de focalisation située en amont de la chambre de science est positionnée sur deux platines de translation à moteur piézo¹ permettant d'ajuster la position du croisement des faisceaux dans la direction de l'axe optique (\vec{x} sur le schéma) et la direction verticale (\vec{y} sur le schéma). La position selon l'axe \vec{z} peut être ajustée par la position du miroir situé en amont du montage représenté sur la figure 6.6. Celui-ci est aussi placé sur une platine de translation à moteur piézo.

2.3 Passage du transport au piège vertical

En fin de transport, le nuage est confiné dans un réseau vertical de pas $51\ \mu\text{m}$ et de fréquences de confinement $\omega_x^T = 2\pi \cdot 705\ \text{Hz}$, $\omega_y^T = 2\pi \cdot 3,4\ \text{kHz}$ et $\omega_z^T = 2\pi \cdot 15\ \text{Hz}$ dans les directions \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} . Le nuage doit être transféré dans un nouveau réseau vertical de pas $5,1\ \mu\text{m}$ et de fréquences de confinement $\omega_x^{RV} = 2\pi \cdot 50\ \text{Hz}$, $\omega_y^{RV} = 2\pi \cdot 12,6\ \text{kHz}$ et $\omega_z^{RV} = 2\pi \cdot 58\ \text{Hz}$. Nous souhaitons dans cette partie nous assurer que les atomes devraient pouvoir être transférés dans une seule frange du réseau vertical. En effet, les atomes qui se retrouveraient dans les plans secondaires du réseau vertical viendraient ajouter un fond diffus sur les images du microscope.

Une approche de ce problème est de résoudre l'équation de Gross-Pitaevskii dépendante du temps afin de déterminer l'état fondamental dans le piège transport puis de simuler le passage dans le réseau vertical pour condensat avec interactions entre atomes. Le potentiel dû au réseau vertical serait ajouté progressivement et non brutalement, ce qui permet de compresser doucement le nuage d'atomes de manière à n'avoir aucun atome dans les franges voisines et d'éviter de faire entrer le nuage en oscillation (transfert adiabatique).

L'équation de Gross-Pitaevskii

Comme présenté dans l'article de F. Dalfovo de 1999 [76], la dynamique d'un gaz de bosons ultrafroids peut être décrite par l'équation de Gross-Pitaevskii dépendante du temps. Cette dernière caractérise l'évolution de la fonction d'onde $\psi(x, y, z)$ de l'atome (de masse m) dans un potentiel $U(x, y, z, t)$. Le terme d'interaction est pondéré par la constante d'interaction entre les particules $g_{3D} = \frac{4\pi\hbar^2}{m} a_s$. Pour le strontium 84, la longueur de onde s est $a_s = 124 a_0$ avec a_0 le rayon de Bohr. L'équation de Gross-Pitaevskii est donnée ci-dessous :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}(x, y, z, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(x, y, z, t) + g_{3D} N |\psi(x, y, z)|^2 \right] \psi(x, y, z, t). \quad (6.1)$$

Résolution numérique

L'équation de Gross-Pitaevskii dépendante du temps peut être résolue numériquement par divers procédés dont l'un d'eux est assez répandu : la méthode dite *time splitting sine-spectral method* [77].

1. *Physik Instrumente*, Ref : Q-545-140

L'évolution temporelle de la fonction d'onde Ψ est traitée par la méthode d'Euler : le temps est discrétisé en pas dt et l'état à $t+dt$ est calculé par $\Psi(t+dt) = \exp(-iHdt)\Psi(t)$. La technique de *time splitting sine-spectral method* consiste à séparer le Hamiltonien en un terme d'énergie potentielle diagonal dans l'espace des positions $V = \frac{\tau}{\hbar}U(y, t) + \frac{g\tau N}{\hbar\xi}|\Psi(y, t)|^2$ et un terme d'énergie cinétique diagonal dans l'espace des impulsions $K = \frac{\hbar\tau}{2m\xi^2}p^2$. Cet algorithme s'affranchit du caractère non commutant des opérateurs V et K en utilisant la décomposition de Trotter-Suzuki au second ordre en dt , qui permet d'approximer l'opérateur d'évolution par :

$$\exp(-iHdt) = \exp[-idt(V + K)] \quad (6.2)$$

$$\simeq \exp[-iVdt/2] \exp[-iKdt] \exp[-iVdt/2]. \quad (6.3)$$

L'algorithme consiste ensuite à appliquer l'opérateur d'évolution pas à pas en alternant une propagation dans le domaine spatial et une résolution dans le domaine des impulsions. L'efficacité de cette méthode découle de l'utilisation d'algorithmes de transformée de Fourier permettant de passer d'un domaine à l'autre avec un temps de calcul très court. Cette méthode a été implémentée dans l'équipe pour une résolution de l'équation de Gross-Pitaevskii à une dimension. C'est de cet algorithme que sont issus les résultats de cette partie.

Détermination de l'état fondamental

La détermination de l'état fondamental du gaz d'atomes dans le piège transport est réalisée par la résolution de l'équation de Gross-Pitaevskii en temps imaginaire [78]. La figure 6.7 présente l'état fondamental dans le piège transport pour un gaz de 10^4 atomes de strontium 84 en prenant en compte les interactions entre atomes. En la comparant avec la distribution¹ d'un condensat sans interactions dans un potentiel harmonique de fréquence de confinement égale à celle du transport², on observe comme attendu que les interactions élargissent légèrement la distribution. La largeur à mi-hauteur obtenue est de $410 \mu\text{m}$, ce qui reste petit devant l'interfrange du réseau vertical ($5,1 \mu\text{m}$).

Conclusion

La suite de cette résolution numérique serait de faire évoluer le nuage du piège transport au réseau vertical. L'algorithme n'étant à ce jour pas finalisé, les résultats ne peuvent être donnés ici. Cependant, comme vu précédemment, dans l'état fondamental du piège transport, la distribution d'atomes dans la direction verticale est étroite par rapport à l'interfrange du réseau vertical, c'est pourquoi nous sommes optimistes sur le passage d'un piège à l'autre.

1. Dans cette partie, la distribution fait référence à la densité atomique ($n(y) = |\psi(y)|^2$).

2. La densité d'atomes dans le condensat sans interactions est donnée par : $\left| \frac{1}{(\sqrt{\pi}a_{\text{oh}})^{1/2}} \exp\left(-\frac{z^2}{2a_{\text{oh}}^2}\right) \right|^2$ où

$a_{\text{oh}} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_y}}$ est la longueur de l'oscillateur harmonique de pulsation ω_y .

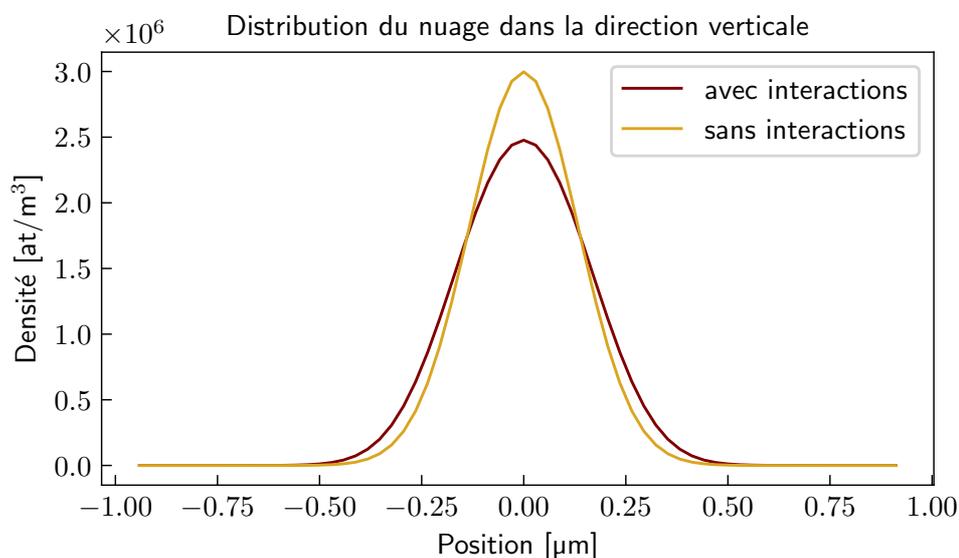


FIGURE 6.7 – Détermination de la distribution d’atomes de l’état fondamental du le potentiel transport en prenant en compte les interactions entre atomes (courbe rouge). La méthode utilisée est celle des temps imaginaires. La distribution d’atomes dans le condensat sans interaction dans le piège harmonique vertical est représentée en jaune. On observe qu’elle est légèrement plus étroite que la distribution avec interactions.

3 Réalisation du réseau horizontal

3.1 Réseau horizontal

Les faisceaux utilisés pour le réseau horizontal dans la chambre de science sont issus du laser utilisé pour le transport, comme présenté sur la figure 6.8. En effet, le réseau horizontal ne sera jamais allumé en même temps que le transport, si bien que nous avons choisi de récupérer l’ordre 0 du modulateur acousto-optique placé en sortie du laser pour mettre en place le réseau horizontal. Après le passage par ce modulateur, le faisceau est séparé en deux par un cube séparateur de polarisation. Chacun des faisceaux est diffracté par un modulateur acousto-optique afin de disposer d’un interrupteur rapide et d’un contrôle continu de l’intensité pour chacun des faisceaux. Afin d’être amenés jusqu’à la chambre de science, les faisceaux sont injectés dans des fibres optiques¹ et sont collimatés en sortie par des lentilles asphériques de focale 18 mm².

Un isolateur optique³ est placé en sortie de chaque fibre afin d’éviter que la réflexion du réseau retourne vers la fibre optique. En sortie de ce dernier, on ajoute une lentille plan convexe de focale 250 mm qui va permettre de focaliser le faisceau dans la chambre de science. Afin d’augmenter la taille du faisceau au centre de la chambre,

1. *NKT Photonics*, haute puissance, identiques à celle du réseau vertical, coupleur identique aussi.
 2. *Schäfter-Kirchhoff*, Ref : 60FC-SMA-T-23-A18-03
 3. *QIOPTIQ*, Ref : FI-1060-3SC XP

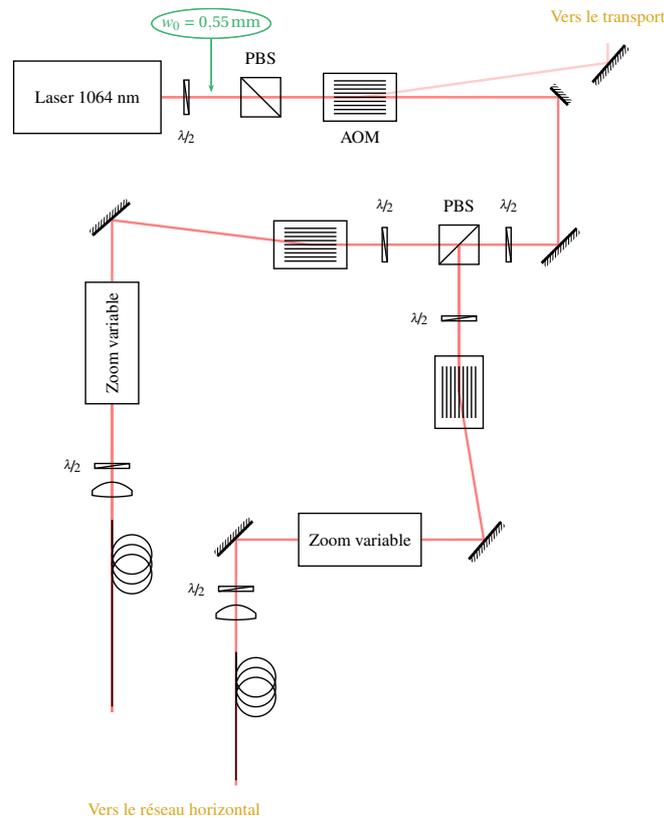


FIGURE 6.8 – Séparation du faisceau vers les deux voies du réseau horizontal. Le faisceau est issu du même laser que pour le transport. Le faisceau est séparé en deux par un cube séparateur de polarisation. Deux modulateurs acousto-optiques permettent l’allumage/extinction des faisceaux du réseau horizontal. Chacun des faisceaux est injecté dans une fibre optique haute puissance qui permet un acheminement des faisceaux jusqu’à la chambre de science.

on ajoute un agrandisseur de faisceau de facteur 2,5 entre la lentille et la chambre de science. Afin d’obtenir une distance de 40 cm entre la dernière lentille de l’agrandisseur et le centre de la chambre de science, nous laissons la place d’ajouter un miroir dichroïque, la distance entre la première lentille et l’agrandisseur doit être de 15 cm. Grâce au montage choisi, il est possible d’ajuster la position du plan du *waist* sans modifier la taille du faisceau simplement en déplaçant la lentille (montage très similaire au montage à 3 lentilles du transport : voir 1.1 du chapitre 5). Le rayon obtenu au *waist* doit alors être de 275 μm . Le faisceau est ensuite rétro-réfléchi par un miroir sphérique concave de rayon de courbure 450 mm placé à 23 cm du centre de la chambre de science.

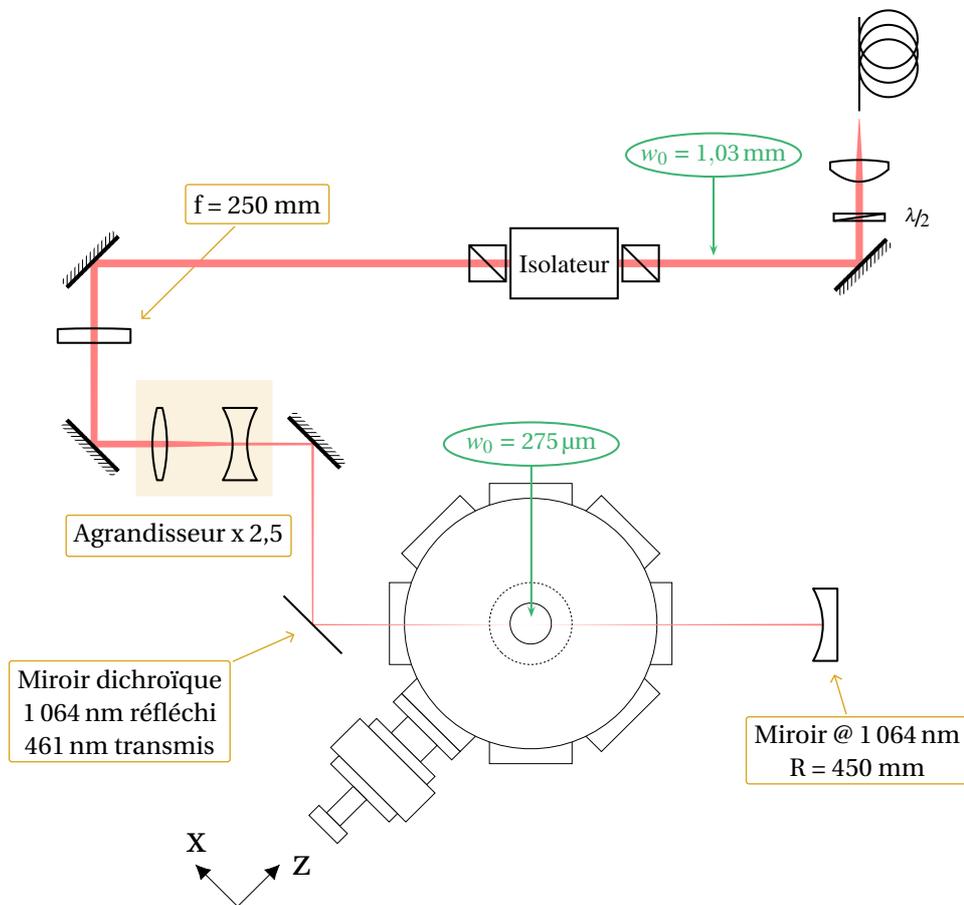


FIGURE 6.9 – Montage optique déterminé pour la réalisation du réseau horizontal. La focalisation du faisceau est réalisée par une lentille de focale 250 mm suivie d’un agrandisseur de faisceau de facteur 2,5. Le rayon du faisceau au point focal doit être de $275\mu\text{m}$. Le faisceau est rétro-réfléchi par un miroir sphérique de rayon de courbure 450 mm. \hat{z} est l’axe du transport et \hat{x} celui selon lequel se propagent les faisceaux formant le réseau vertical.

3.2 Voie d’imagerie par absorption à 461 nm

Sur les voies du réseau horizontal, nous avons choisi d’ajouter une imagerie par absorption des atomes dans la chambre de science. Pour ce faire, nous avons placé un miroir dichroïque sur le trajet du faisceau à 1064 nm de la chambre de science. Celui-ci réfléchit la lumière à 1064 nm et transmet celle à 461 nm ¹, ce qui nous permet d’injecter très facilement le faisceau d’imagerie par absorption dans la chambre de science. Le faisceau d’imagerie est ensuite transmis à travers le miroir sphérique qui est utilisé pour

1. Cette configuration est celle qui minimise les pertes du faisceau à 1064 nm. Elle limite aussi le résidu de lumière à 1064 nm impactant la caméra d’imagerie par absorption

la réflexion du 1 064 nm. Le substrat du miroir agissant comme une lentille divergente pour le faisceau à 461 nm¹, il suffit d'ajouter à sa suite une lentille convergente pour collecter le faisceau sur une photodiode. Ce montage est réalisé sur les deux axes du réseau horizontal afin d'obtenir l'image par absorption des atomes selon ces deux directions.

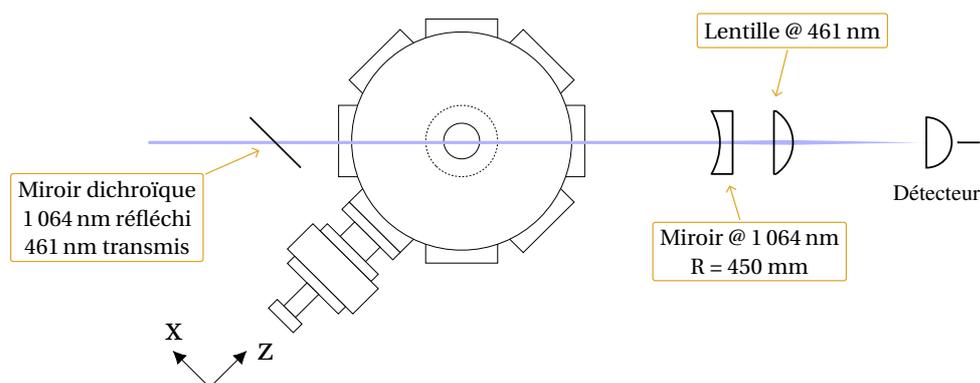


FIGURE 6.10 – Utilisation du montage réseau horizontal pour un accès optique à 461 nm. On utilise un miroir dichroïque réfléchissant la lumière à 1 064 nm et transmettant la lumière à 461 nm afin de faire passer de la lumière bleue au niveau des atomes dans la chambre de science. Le miroir sphérique utilisé pour rétro-réfléchir le réseau horizontal transmet la lumière à 461 nm. On utilise ce miroir comme lentille divergente à 461 nm afin de récupérer le faisceau bleu. Une seconde lentille est ajoutée en sortie pour focaliser le faisceau sur le détecteur souhaité.

3.3 Conclusion

Nous avons détaillé dans ce chapitre la conception du réseau bidimensionnel dans lequel les atomes seront répartis. Le réseau horizontal est réalisé à l'aide de paires de faisceaux contrapropageants à 1 064 nm. Les caractéristiques de ce réseau ont été choisies en vue de son utilisation pour un refroidissement par bandes latérales ainsi que pour pouvoir placer le gaz dans les conditions de la dynamique de relaxation. Nous avons vu que d'autres mécanismes de refroidissement peuvent avoir lieu dans le réseau, tel que le refroidissement Sisyphes. De plus, la dynamique que nous souhaitons étudier devra être limitée à deux dimensions, si bien qu'il nous a fallu ajouter un fort confinement dans la direction verticale. Celui-ci est réalisé par un réseau vertical dont on ne peuple qu'une seule frange. Par une simulation de l'évolution du nuage d'atomes lors du passage du piège transport au réseau vertical, nous nous sommes assurés que l'ensemble des atomes devrait occuper une seule frange du réseau vertical. La conception des montages pour les réseaux vertical et horizontal est aboutie, mais sa mise en place n'est que commencée.

1. La focale obtenue pour cette lentille plan-concave est donnée par : $1/f' = (n - 1)/R = -1$ m.

Conclusion

La construction de notre expérience de strontium est née de la volonté d'explorer la dynamique hors équilibre d'un système à plusieurs corps dans un régime bidimensionnel. Elle a débuté dans une salle vide en mars 2015 et nous a déjà donné aujourd'hui des nuages de strontium refroidis jusqu'à quelques dizaines de microkelvins. Les étapes pour y parvenir ont été détaillées dans la thèse d'Anaïs Molineri, première doctorante sur l'expérience. Mon manuscrit de thèse en redonne les grande étapes, mais s'attache surtout à présenter le travail de conception de la seconde partie de l'expérience, qui s'articule autour du transport des atomes vers la chambre de science et de leur confinement sous le microscope.

Le premier chapitre présente un aperçu des questions qui seront étudiées avec notre expérience et ainsi d'en donner le cahier des charges. Les éléments clefs sont le piégeage d'un nuage d'atomes ultrafroids dans un réseau bidimensionnel et le système d'imagerie *in situ* offrant une sensibilité à l'atome unique et une résolution des sites du réseau.

Dans le second chapitre, j'ai présenté les différentes parties du montage mises en place jusqu'à l'obtention d'un piège magnéto-optique sur la transition étroite $5s^2^1S_0 \rightarrow 5s5p^3P_1$ (figure 7.1). Une fois nos premiers nuages de strontium 88 refroidis sur la transition étroite, nous nous sommes attelés à la mise en place de la chambre de science (figure 7.2) et du microscope à atomes placé en partie sous vide. Les premiers tests nous permettant de valider son fonctionnement ont été présentés dans le chapitre 3.

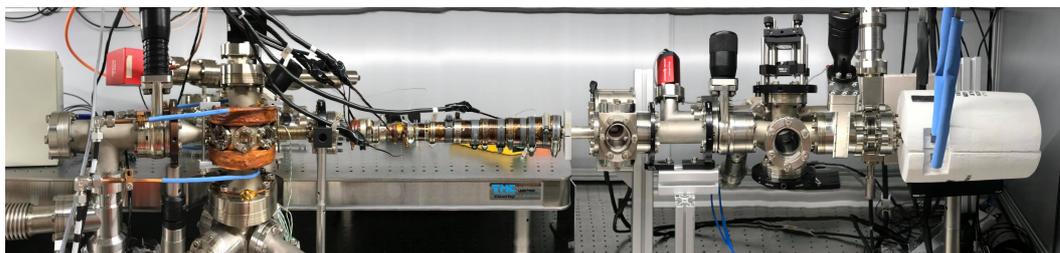


FIGURE 7.1 – Montage du four à la chambre du piège magnéto-optique. De droite à gauche : four, melleuse transverse, ralentisseur Zeeman et chambre du piège magnéto-optique.

En parallèle du montage de l'expérience, nous avons conçu le transport des atomes de la chambre du piège magnéto-optique à la chambre de science. Il a été présenté d'un point de vue théorique, puis d'un point de vue pratique dans les chapitres 4 et 5. Nous

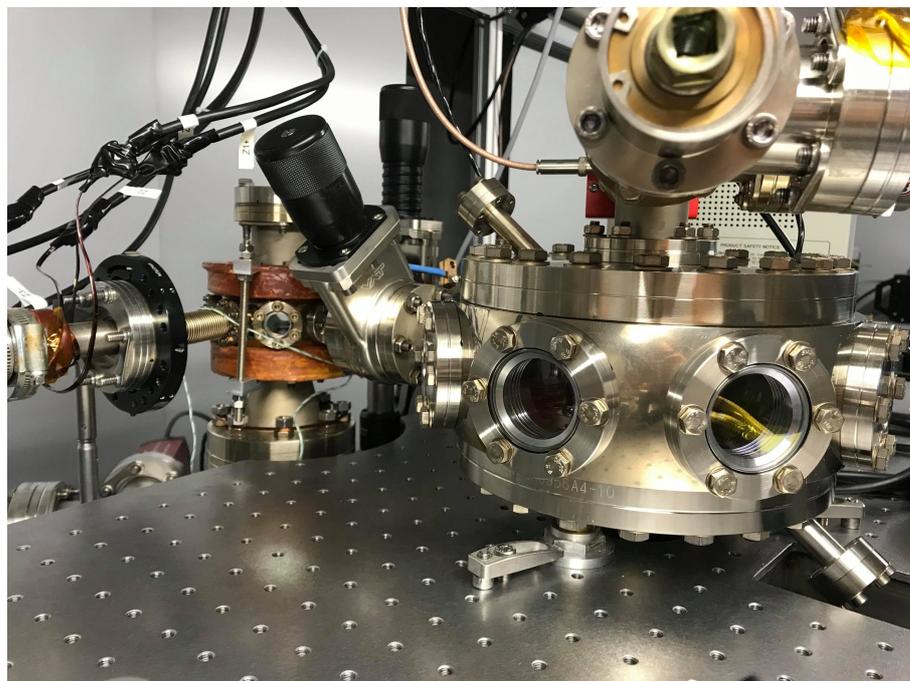


FIGURE 7.2 – Chambre de science connectée à la chambre du piège magnéto-optique.

avons commencé son montage fin 2019 et avons aujourd’hui réalisé des tests préliminaires validant son principe de fonctionnement.

Dans le chapitre 6 a été présentée la réalisation conjointe des réseaux vertical et horizontal permettant de placer le nuage d’atomes dans un réseau bidimensionnel. Le montage de ces réseaux a débuté récemment.

Les points forts du montage conçu autour de la chambre de science sont les suivants :

- l’utilisation d’un piège dipolaire croisé permet de pré-comprimer le nuage dans la direction verticale avant son transfert dans le réseau vertical ;
- Les paramètres de confinement des atomes sous le microscope peuvent être réglés indépendamment et sont pilotés informatiquement ;
- une attention particulière a été portée sur la conception des systèmes optiques utilisés pour le transport, le confinement et l’imagerie des atomes.

Les prochaines étapes de montage de notre expérience à court terme sont d’une part la finalisation de l’enceinte à vide, et d’autre part le montage des faisceaux autour de la chambre de science. En effet, à ce jour le vide n’est pas assez bon dans la chambre de science du fait d’une fuite dont l’origine est probablement au niveau de la jonction entre la chambre du piège magnéto-optique et la chambre de science. De plus, afin d’améliorer l’efficacité de pompage de la chambre de science nous avons prévu de modifier sa bride supérieure. De l’autre côté du montage, nous souhaitons changer le four et le rapprocher des hublots de la mélasse transverse afin d’améliorer la collimation du jet.

En parallèle, nous finirons d'installer les différents faisceaux autour de la chambre de science : les faisceaux transport, le réseau vertical et les réseaux horizontaux.

Lorsque l'enceinte à vide sera finalisée, nous pourrons reprendre les optimisations du piège magnéto-optique sur la transition étroite. Nous passerons également à l'isotope 84, de premier intérêt pour notre expérience mais que nous avons laissé jusqu'à présent de côté de fait de sa faible abondance. Nous pourrons ensuite transférer le nuage d'atomes dans le piège dipolaire utilisé pour le transport, puis le déplacer jusqu'à la chambre de science.

Le nuage d'atomes sera enfin refroidi par refroidissement évaporatif jusqu'à atteindre le stade de la condensation de Bose-Einstein. Il sera ensuite transféré dans une frange du réseau vertical avant de répartir les atomes dans le réseau bidimensionnel en allumant le réseau horizontal. Il sera alors possible de réaliser les premières images des atomes par le microscope une fois le refroidissement dans le réseau opérationnel.

Il nous reste donc quelques étapes de montage et d'expérimentation avant de bénéficier d'un dispositif expérimental nous permettant d'étudier la dynamique de relaxation dans un réseau bidimensionnel. À plus long terme, en combinant l'hybridation avec un état de Rydberg et l'utilisation d'une résonance de Förster, notre montage permettra d'étudier l'effet des interactions à longue portée sur la dynamique de relaxation. Dans ce cadre, la forme du cône de corrélation émergeant suite au changement soudain de la profondeur du réseau bidimensionnel n'est pas connue, et notre montage pourrait permettre de l'observer.

J'ai la chance de pouvoir rester un an supplémentaire dans l'équipe pour continuer la construction de notre expérience et, j'espère, voir les premières images d'atomes sous notre microscope.

Les expériences strontium

Une liste non-exhaustive des expériences strontium utilisées ou en cours de construction est présentée dans cette annexe.

- **Université d'Amsterdam** : (F. Schreck)
www.strontiumbec.com
Laser à atomes, molécules de RbSr, horloge atomique, physique quantique à plusieurs corps (microscope à gaz quantiques).
- **Université de Birmingham** : (Y. Singh)
strontium-birmingham.org
Horloge sur réseau, interactions à longue portée.
- **Université de Florence - Laboratoire Européen de spectroscopie non-linéaire (LENS)** : (G. Tino)
coldatoms.lens.unifi.it
Horloge atomique, mesure de l'accélération gravitationnelle.
- **Université de Singapour - Nanyang Quantum Hub** : (D. Wilkowski)
ultracold.quantumlah.org
Effets collectifs d'un milieu optiquement épais sur la propagation de la lumière, Effet "Superflash", interaction à longue portée, interférométrie atomique.
- **Université Rice** : (T. Killian)
ultracold.rice.edu
Plasmas neutres ultrafroids, gaz quantique dégénéré.
- **Institut de sciences et de technologie de Barcelone - Institut de sciences photoniques (ICFO)** : (Leticia Tarruell)
www.qge.icfo.es/research/
Effets collectifs dans la diffusion atomes/photons
- **Université du Colorado - JILA** : (J. Ye)
jila.colorado.edu/yelabs/research/ultracold-strontium
Horloge atomique, information quantique, physique à plusieurs corps, molécules ultrafroides, lases ultrastables

- **Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) :** (C. Lisdat)
ptb.de/cms/en/ptb/fachabteilungen/abt4/fb-43/ag-432/strontium-lattice-clock.html
 Horloge sur réseau.
- **Russian Research Institute of Physical, Technical and Radiotechnical Measurements :**
[\[79\]](#)
 Horloge atomique
- **Université de Tokyo - Laboratoire de métrologie quantique :** (H. Katori)
amo.t.u-tokyo.ac.jp
 Horloge sur réseau.
- **Université Ludwig Maximilians de Munich - Institut Max Planck :** (S. Blatt, I. Bloch)
ultracold.sr
 Réseau de spin, gaz de Fermi, microscope à gaz quantiques.
- **Université du Maryland - Joint Quantum Institute :** (G. Campbell)
groups.jqi.umd.edu/campbell/research/ultracold-strontium
 Simulateur quantique.
- **Sorbonne Université - Syrte :** (J. Lodewyck)
<https://syrte.obspm.fr/spip/science/fop/experiences/article/strontium-optical-lattice-clocks?lang=fr>
 Horloge atomique.
- **Université Pierre et Marie Curie - Laboratoire Kastler-Brossel :** (J. Reichel)
lkb.upmc.fr/atomchips/strontium-cavity-qed/
 Electrodynamique quantique en cavité.
- **Université Paris 13 - Laboratoire de Physique des Lasers :** (M. Robert de Saint Vincent)
lpl.univ-paris13.fr/gqd/
 Magnétisme quantique.
- **Université de Californie San Diego :** (L.Barreiro)
barreiolab.com
 Information quantique, développement de dispositifs d'atomtronique.
- **Université de Californie Santa Barbara :** (D. Weld)
web.physics.ucsb.edu
 Gaz de strontium ultrafroids, microscope à gaz quantiques.
- **Institut d'Optique d'Aquitaine - Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences (LP2N) :** (P. Bouyer)
coldatomsbordeaux.org/alcalinf
 Fontaine atomique pour mesures de gravité

Transitions atomiques prises en compte pour le calcul du déplacement lumineux de l'état fondamental

Données issues du site du National Institute of Standards and Technology : physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html.

État excité	Longueur d'onde (nm)	Énergie de l'état excité (cm ⁻¹)	Largeur de la transition (s ⁻¹)
5s5p ³ P ₁	689.2585	14504.334	4.69e4
5s5p ¹ P ₁	460.7331	21698.452	2.01e8
5s6p ¹ P ₁	293.1830	34098.404	1.9e6
5s7p ¹ P ₁	256.9469	38906.858	5.3e6
4d5p ¹ P ₁	242.8095	41172.054	1.7e7
5s8p ¹ P ₁	235.4319	42462.136	1.8e7
5s9p ¹ P ₁	230.7264	43328.04	1.15e7
5s10p ¹ P ₁	227.5304	43938.201	6.6e6
5s11p ¹ P ₁	225.3256	44366.42	3.7e6
5s12p ¹ P ₁	223.7655	44675.737	2.4e6
5s13p ¹ P ₁	222.6304	44903.50	1.57e6
5s14p ¹ P ₁	221.7816	45075.29	1.17e6
5s15p ¹ P ₁	221.1310	45207.83	8.5e5
5s16p ¹ P ₁	220.6239	45311.99	6.4e5
5s17p ¹ P ₁	220.2176	45395.34	5.0e5
5s18p ¹ P ₁	219.8892	45463.02	4.2e5
5s19p ¹ P ₁	219.6214	45518.64	3.2e5
5s20p ¹ P ₁	219.3977	45565.00	2.56e5

CH. B- Transitions atomiques prises en compte pour le calcul du déplacement lumineux de l'état fondamental

Article publié le 17 mars
2020 sur l'étude de la
spectroscopie de shelving sur
un jet d'atomes de strontium
et sur une cellule de
spectroscopie

PAPER

Shelving spectroscopy of the strontium intercombination line

To cite this article: I Manai *et al* 2020 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **53** 085005

View the [article online](#) for updates and enhancements.

Recent citations

- [Competition between factors determining bright versus dark atomic states within a laser mode](#)
Bryan Hemingway *et al*



IOP | ebooks™

Bringing together innovative digital publishing with leading authors from the global scientific community.

Start exploring the collection—download the first chapter of every title for free.

Shelving spectroscopy of the strontium intercombination line

I Manai^{1,3}, A Molineri^{2,3}, C Fréjaville², C Duval¹, P Bataille¹, R Journet²,
F Wiotte¹, B Laburthe-Tolra¹, E Maréchal¹, M Cheneau² and
M Robert-de-Saint-Vincent¹ 

¹Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, F-93430
Villetaneuse, France

²Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris-Saclay, F-91120
Palaiseau, France

E-mail: martin.rdsv@univ-paris13.fr

Received 25 October 2019, revised 16 January 2020

Accepted for publication 27 January 2020

Published 17 March 2020



CrossMark

Abstract

We present a spectroscopy scheme for the 7 kHz wide 689 nm intercombination line of strontium. We rely on shelving detection, where electrons are first excited to a metastable state by the spectroscopy laser before their state is probed using the broad transition at 461 nm. As in the similar setting of calcium beam clocks, this enhances dramatically the signal strength as compared to direct saturated fluorescence or absorption spectroscopy of the narrow line. We implement shelving spectroscopy both in directed atomic beams and hot vapor cells with isotropic atomic velocities. We measure a fractional frequency instability $\sim 2 \times 10^{-12}$ at 1 s limited by technical noise—about one order of magnitude above shot noise limitations for our experimental parameters. Our work illustrates the robustness and flexibility of a scheme that can be very easily implemented in the reference cells or ovens of most existing strontium experiments, and may find applications for low-complexity clocks.

Keywords: laser spectroscopy, shelving detection, atomic physics, frequency stabilization, optical clocks, cold atoms

(Some figures may appear in colour only in the online journal)

1. Introduction

Narrow optical lines of atoms or molecules have found many applications ranging across laser cooling below micro-Kelvin temperatures [1–4], velocity-selective probing of ultracold gases [5], molecular photo-association spectroscopy [6, 7], and of course as frequency references (atomic optical clocks) [8–11]. Exploiting the benefits of narrow resonances however imposes challenging requirements on the stability of the laser frequency. While well-established techniques exist to lock the laser frequency on an artificial reference such as an optical cavity, thereby providing short-term stability, absolute referencing with respect to the atomic or molecular line remains necessary to achieve a long-term stability.

The linewidths of the intercombination lines of alkaline-earth or alkaline-earth-like species range from tens of Hertz for magnesium [12], to hundreds of kilo-Hertz for ytterbium. For such low values, absolute frequency referencing, a cornerstone of atomic physics experiments, becomes a technical challenge (see e.g. [13] for strontium). Indeed, on the one side, the requirement for precision is increased in comparison to the routinely used dipolar allowed transitions. On the other side, the standard referencing techniques, such as saturated fluorescence or absorption spectroscopy, suffer from a drastic reduction of their signal strength.

In this paper, we demonstrate a simple spectroscopy scheme for the 7 kHz wide intercombination line of ⁸⁸Sr. It consists in first exciting the intercombination line ¹S₀ → ³P₁ using a 689 nm spectroscopy laser, and then probing the electronic state populations with a laser resonant with the broad transition ¹S₀ → ¹P₁ at 461 nm. The spectroscopy thus

³ These authors contributed equally to this work.

inherits both the frequency resolution associated with the narrow transition, and the large signal associated with light scattering on a broad line. Such optical ‘shelving’ detection is reminiscent of the approach now commonly used in ion (or atom) clocks [9, 14] and molecular spectroscopy [15]. Our system bears strong similarities to thermal calcium beam clocks [16–20]. Unlike these, however, we do not implement Ramsey interferometry, which reduces the complexity of the setup. By implementing the spectroscopy on two fully independent setups, with different atomic sources and beam geometries, we show that the scheme does not even need a directed atomic beam, unlike Ramsey schemes, so that it can be readily implemented on the atomic reference cells of most existing experiments. Based on our observations, we suggest a simple and compact design for a spectroscopy cell. We measure a frequency instability of 2×10^{-12} at 1s, limited by technical noise. The expected fundamental limitations in our geometry are $\sim 3 \times 10^{-14}$, which shows that shelving spectroscopy of the Sr intercombination line has potential application for a low complexity clock.

2. Physical principle

Nonlinear Doppler-free fluorescence or absorption spectroscopy is much more demanding with narrow lines than broad lines, because of a much weaker signal. Indeed, the number of scattered or absorbed photons contributing to the signal depends on:

- (i) the number of atoms in a velocity class resonant with the laser, which, due to the Doppler effect, is proportional to the transition linewidth γ in the limit of negligible power broadening;
- (ii) the scattering rate of each of these atoms, bounded from above by half the linewidth, $\gamma/2$.

Thus, the signal strength can scale with the linewidth as fast as γ^2 . In the case of strontium, for instance, the linewidth of the $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ transition at 689 nm is $\gamma/2\pi = 7.4$ kHz, about 4000 times smaller than the linewidth of the $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ transition at 461 nm, $\Gamma/2\pi = 31$ MHz. The spectroscopy signal may then be reduced by a factor up to $(\Gamma/\gamma)^2 \simeq 10^7$ as compared to a spectroscopy of the broad line. Even under typical conditions of strong power broadening, the signal strength is still reduced by a factor larger than Γ/γ . Such a weak signal has been used already for accurate spectroscopy of the strontium intercombination line [21–23], but one must then take special care of the detection noise. Other approaches with an optical cavity around the sample are being explored [24].

The general idea of a shelving detection scheme is to increase the signal by separating the generation of the sub-Doppler feature from the detection of the electronic state populations. To this end, we separate the atomic dynamics in two consecutive stages, which is possible thanks to the long radiative lifetime of the 3P_1 state (see figure 1):

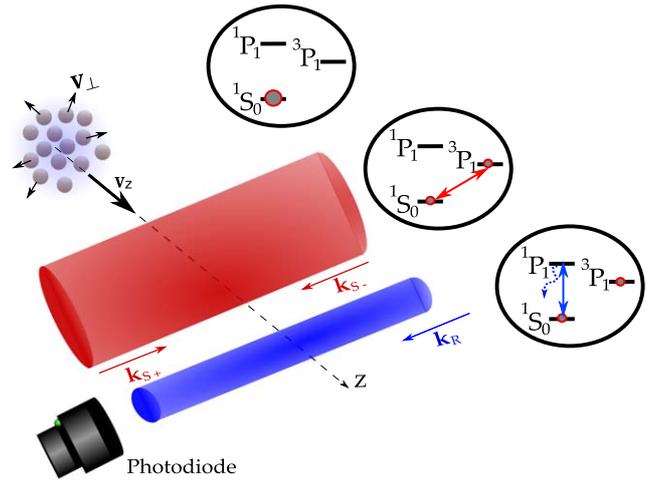


Figure 1. Shelving detection for the spectroscopy of the strontium intercombination line. Atoms first interact with the retro-reflected ‘spectroscopy’ laser, that probes the intercombination line. A fraction of the population is promoted to the long-lived state 3P_1 . In a second stage, a ‘readout’ laser measures, by absorption, the fraction of atoms that remained in the ground state 1S_0 .

- (i) the interaction with a ‘spectroscopy’ laser driving the narrow transition, retro-reflected and saturating. When tuning the spectroscopy laser frequency, the number of atoms in the excited state exhibits a sub-Doppler feature, related to the resonance of a single velocity class with both counter-propagating beams;
- (ii) the interaction afterwards with a non-saturating ‘readout’ laser resonant with the broad transition, to measure the atomic ground-state population with high signal-to-noise ratio. The promotion of atoms to the 3P_1 state by the spectroscopy laser is then detected as an increase of the readout laser transmission.

In doing so, we recover a factor Γ/γ in the signal strength. It then becomes easy to create an absolute frequency referencing with the accuracy needed for applications such as laser cooling on a narrow line. For long-term laser frequency stabilization, the enhanced signal permits the use of standard detection electronics and photodiode, as well as the use of low-flux, long-lifetime atomic sources. For the more demanding applications of frequency metrology, the relative photon shot-noise is significantly reduced, and actually typically becomes lower than atomic shot-noise, that becomes the fundamental limit to precision [20, 25] (see appendix A). The atomic shot noise itself can be significantly smaller than in optical lattice clocks, since thermal beam setups enable detection with a large atomic density [26].

Interestingly, in a regime where the interaction time with the spectroscopy laser is similar to the lifetime of the upper state of the narrow transition, coherences can play a significant role in the spectral features. Thermal calcium beam clocks, for example, optimize for this in implementing Ramsey interferometers. Fringe shapes and contrast then depend sensitively on the beam power and interaction time. In [19], the authors maximized the fringe contrast by selecting a longitudinal velocity in the thermal beam. In the present

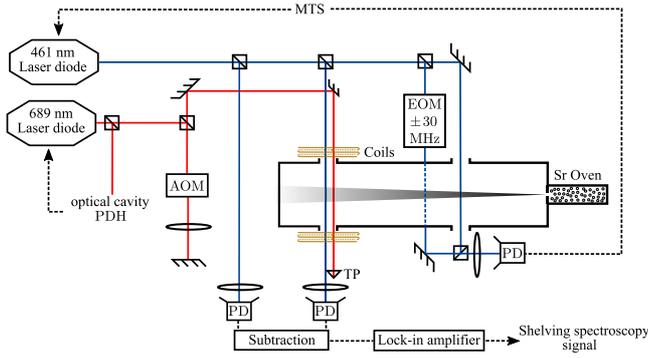


Figure 2. Overview of the atomic beam experimental setup. The effusive atomic beam interacts with lasers in two areas. In the first one (right), the readout laser (blue) is referenced on the broad 461 nm transition by modulation-transfer spectroscopy (MTS) for locking. The second area (left) is dedicated to the shelving spectroscopy and involves both the readout laser (blue) and the spectroscopy laser (red). The spectroscopy laser is frequency-modulated by means of an acousto-optic modulator (AOM) driven with sidebands. The laser carrier frequency is locked on an ultra-stable optical cavity (not shown) using the Pound–Drever–Hall (PDH) technique. A homogeneous magnetic field, generated by a pair of identical coils, splits the Zeeman levels. TP, trihedral prism; PD, photodiode.

work, on the contrary we take advantage of the full thermal velocity distribution to wash out the interference fringes, which ensures a strong robustness of the lineshapes against variations of the spectroscopy beam power.

3. Experimental setups

In this section, we describe the implementation of our shelving spectroscopy in two different settings, that illustrate its robustness and applicability in most existing experiments.

In the first setting, a directed thermal beam of atoms crosses consecutively the spectroscopy and the readout beams, which both propagate perpendicularly to the atomic beam and do not overlap with each other. Most of the data presented here was obtained using this first setup.

In the second setting, a gas with nearly isotropic velocity distribution fills a hot vapor cell. The cell is traversed by the spectroscopy and readout beams, which are overlapped on the same propagation axis. To ensure that atoms interact first with the spectroscopy beam, its diameter is chosen larger than that of the readout beam.

3.1. Atomic beam

In our first setup, depicted on figure 2, a thermal beam of ^{88}Sr atoms is produced by an oven heated to typically 480 °C. The vacuum is maintained by a 20 l s^{-1} ion pump. The oven aperture (4 mm diameter) is filled with 44 stainless steel micro-tubes (190 μm inner radius, 15 mm length) that produce an effusive directional beam [27]. The spectroscopy and readout laser beams intersect the atomic beam perpendicularly, about 15 cm after the oven aperture. The (longitudinal) distribution of velocities along the atomic beam axis is $n_1(v) \propto v^2 \exp(-v^2/2mk_B T)$, with mean velocity $\bar{v}_1 = 410\text{ m s}^{-1}$. However, due to narrow

Doppler selection by the spectroscopy laser along its axis, the atoms sensitive to it have a modified longitudinal velocity distribution: $n_2(v) \propto v \exp(-v^2/2mk_B T)$, with mean velocity $\bar{v}_2 = 330\text{ m s}^{-1}$.

The atomic beam consecutively passes through two areas. The first is dedicated to locking the readout laser on the broad line $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$ by modulation transfer spectroscopy [28]. After sufficient time for complete de-excitation, the atoms enter the second area, dedicated to the shelving spectroscopy, where they cross in close succession the spectroscopy and the readout beams. Both of these laser beams are precisely parallel to each other, and roughly perpendicular to the atomic beam. Only the spectroscopy beam is modulated in frequency in this area. Note that one could easily increase the number of atoms interrogated in the laser beams' volumes, and hence the signal strength, by interchanging the readout beam locking area and the shelving spectroscopy area.

Both lasers are generated by extended cavity laser diodes. The spectroscopy laser is frequency-stabilized to a linewidth of about 1 kHz by the Pound–Drever–Hall technique (PDH) [29] on the TEM₀₀ mode of an ultra-stable Fabry–Pérot cavity (Stable Laser Systems) with 60 kHz linewidth. The frequency difference between the cavity mode and the atomic resonance is controlled by two acousto-optic modulators (AOM) in double-pass configuration. One of these modulators, shown in figure 2, is also used to modulate the spectroscopy light frequency⁴.

In the shelving spectroscopy area, the spectroscopy beam has a 5.4 mm waist, and it is truncated to a diameter $D = 10\text{ mm}$. The corresponding characteristic interaction time with the atoms, or transit time, is $D/\bar{v}_2 = 30\ \mu\text{s}$. The beam is retro-reflected by a trihedral prism to ensure minimal deviation from parallelism, in the 10 μrad range, a critical point to avoid biases and broadening from first-order Doppler effect—see section 7. The retro-reflected beam has a small lateral displacement, $\lesssim 1\text{ mm}$, along the atomic flux. The power of the incident spectroscopy beam is varied from 26 to 470 μW . This corresponds to a saturation parameter I/I_{sat} between 23 and 400, or Rabi frequencies $\Omega/2\pi$ between 26 and 110 kHz. Here, I is the peak intensity of the incident beam on its axis inside the vacuum chamber, and $I_{\text{sat}} \approx 3\ \mu\text{W cm}^{-2}$ is the saturation intensity of the $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ transition. The retro-reflected beam is weaker by a factor 0.85 due to the uncoated viewports.

The propagation axis of the readout beam is set 2 mm after the truncated edge of the spectroscopy beam. The mean travel time between the spectroscopy and readout beams is $\approx 6\ \mu\text{s}$, smaller than the 21 μs lifetime of the $^3\text{P}_1$ state. The readout beam is elliptical with waists 440 μm and 900 μm , respectively along the atomic beam and orthogonal to it. Its power is set to 66 μW , which corresponds to a saturation parameter of about 0.25. The absorption by the atomic beam

⁴ The radio-frequency driver for this AOM is an AD9852 digital synthesizer. We use the FSK function and define the frequency modulation as follows: a quarter of the period is a linear chirp increasing the frequency, a quarter period at constant frequency, a quarter period linear chirp to low frequency, a quarter period at constant frequency. The discretization in instantaneous frequency of the RF synthesis is kept below 0.6 kHz, much lower than the modulation amplitude and than γ .

is measured by an amplified photodiode and is typically 7%. Another photodiode monitors the readout beam power upstream of the atomic beam; the two photodiode signals are subtracted to cancel the effects of intensity fluctuations in the readout beam. The resulting signal is amplified and demodulated by a lock-in amplifier synchronized with the modulation of the spectroscopy AOM frequency.

In the shelving spectroscopy area, a uniform magnetic field of 3.4 G is generated by a pair of coils along the light propagation axis to separate the Zeeman levels of the 3P_1 state (with Landé factor 2.1 MHz G^{-1}). The polarization of the spectroscopy light is linear and perpendicular to the magnetic field, such that the π transition $^1S_0(m_j = 0) \rightarrow ^3P_1(m_j = 0)$ is forbidden. A cross-over line between the σ^+ and σ^- transitions nevertheless provides a signal effectively insensitive to magnetic fields in the Gauss range.

3.2. Hot vapor cell

Our second setup (figure 3) is a hot vapor cell, in which we demonstrate the shelving spectroscopy despite the absence of a well directed atomic flux. The expected advantage of the cell geometry is to probe a much denser ensemble of atoms, and thus to obtain a large signal strength even for modest gas temperatures.

The cell consists of a 60 cm long, stainless steel tube connecting two uncoated BK7 viewports. A crucible welded in the middle serves as a strontium reservoir. The tube's internal and external diameters are 8 and 14 mm, respectively. A welded nipple located close to one of the viewports provides a connection to the exterior through an angle valve. The vacuum pressure inside the cell is brought below 10^{-4} mbar using a turbomolecular pumping station. Once under vacuum, the cell can be isolated by closing the valve and the pumping station can be removed, as there is no need for continuous pumping at this level of pressure. We verified that such moderate vacuum pressure is sufficient to avoid the collisional broadening of the narrow intercombination line (see section 6.2).

The crucible is a hollow cylinder whose inner volume has a diameter of 16 mm and a height of 50 mm. It is filled with several grams of strontium. A coaxial heating cable is wound around the crucible, and raises the temperature to about 390°C , where the strontium vapor pressure is around 10^{-4} mbar [30]. Thermal insulation is ensured by wrapping the heated region in ceramic wool and aluminum foil. In practice, the temperature of the steel tube away from the heated region quickly drops, and there is no need for active cooling of the cell's ends. The length of the cell tube prevents strontium deposition on the ambient-temperature viewports.

The spectroscopy and readout beams are generated by extended-cavity diode lasers, locked on fixed frequency references in a very similar way as described for the first setup. The most notable differences are:

- (i) a hollow cathode lamp serving as a reference to stabilize the readout laser frequency on the $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ transition;

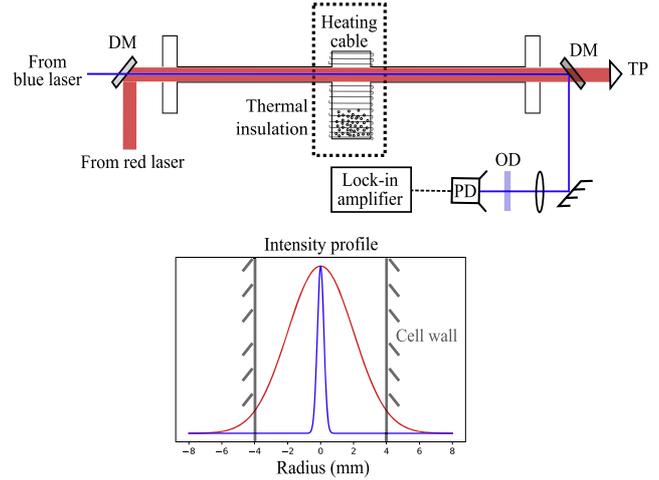


Figure 3. Overview of the hot vapor cell experimental setup. The heating cable wound around the strontium reservoir generates a magnetic field oriented perpendicularly to the laser beam propagation axis. The spectroscopy laser is locked on a Fabry–Pérot cavity (not shown), the readout laser on a hollow cathode lamp (not shown). The spectroscopy laser is frequency-modulated using an AOM. Bottom panel: intensity profiles of the spectroscopy beam (red line) and readout beam (blue line), normalized to one at the center, along a diameter of the cell tube. DM, Dichroic Mirror; TP, Trihedral retro-reflection Prism; PD, photodiode; OD, laser-line filter (optical density of 6 at 689 nm).

- (ii) the larger linewidth of the Fabry–Pérot cavity (200 kHz), used to stabilize the frequency of the spectroscopy laser to better than 1 kHz with the PDH technique;
- (iii) the power amplification of the spectroscopy laser with a master-slave system. The master laser is locked on the optical cavity, and the frequency modulation for the spectroscopy is applied by a double-pass AOM on the master, before injection of the slave laser.

The spectroscopy and readout beams are superimposed on the center axis of the vapor cell using a low-pass dichroic mirror. The spectroscopy beam initially has a Gaussian profile with a waist of 4 mm and is clipped by the 8 mm diameter tube. It is retro-reflected by a trihedral prism. The light intensities used here are in the same range as in our first setup. The readout beam has a Gaussian profile of waist $400 \mu\text{m}$ and its power is set to $30 \mu\text{W}$, corresponding to $I/I_{\text{sat}}^R \approx 0.15$ ($I_{\text{sat}}^R = 42 \text{ mW cm}^{-2}$ for the readout transition). The absorption of this beam by the atomic vapor cell is typically between 50% and 80%, depending on the exact temperature of the crucible. This absorption rate is 10 times higher than in the first setup, providing in principle a gain in the spectroscopy signal amplitude of order 5 (see appendix A) while using a lower temperature. The spectroscopy and readout beams are separated by a dichroic mirror after passing through the cell. The spectroscopy beam continues towards the retro-reflector, while the readout beam is directed towards a non-amplified photodiode to measure the absorption signal. A laser-line band-pass filter (center at 460 nm, 10 nm bandwidth) is placed in front of the detector to block residual light from the spectroscopy beam with an optical density of 6. The absorption signal is amplified and demodulated by a lock-in

amplifier. In contrast to the first setup, we do not subtract a measure of the incident readout power from this signal.

The typical transit time of the atoms contributing to the spectroscopy is shorter in this setup. First, by Doppler selection, all the atoms that contribute to the sub-Doppler signal travel orthogonally to the beams. Due to the colinear propagation of the spectroscopy and readout beams, the distance over which the atoms interact with the spectroscopy beam is limited by its radius, 4 mm, instead of its diameter. Second, the atoms stop interacting with the spectroscopy beams as soon as the scattering of photons from the readout beam dominates their internal dynamics. We estimate that this occurs 1.6 mm away from the beam axis, where the scattering rate from the readout laser equals the Rabi coupling frequency from the spectroscopy laser. This leads to a typical travel distance in the spectroscopy beam $D \approx 2.4$ mm, compared to 1 cm in the atomic beam setup. From any point on the cell walls, the velocity distribution of atoms intersecting the readout beam with vanishing Doppler shift is $n_2(v)$ (see 3.1), with mean velocity $\bar{v} = 310$ m s⁻¹. From this we deduce a typical transit time ~ 8 μ s, smaller than the ³P₁ state lifetime. Coherences on the intercombination transition are thus well preserved during the interrogation. However, simple numerical simulations based on the optical Bloch equations show that averaging over the velocity distribution washes out the spectral signatures of coherence, which ensures robust spectral shapes—as supported by our observations.

The current circulating in the heating cable produces a magnetic field of about 2.3 G, oriented perpendicular to the beam propagation axis. The polarization of this beam being mixed in the experiment, we are able to see the three transitions associated with the Zeeman sublevels of the ³P₁ state, plus two cross-over lines. The cross-over line between the two σ lines is superimposed on the π line. In the following we consider only this central spectral line, which is insensitive to the magnetic field.

4. Typical spectra

We now present typical spectra obtained with both our setups. Figure 4 first shows a broad view of the spectroscopic signal using the atomic beam setup. In order to reveal the broadest spectral features, the modulation amplitude of the spectroscopy beam frequency is chosen very large (2 MHz peak-to-peak) and dominates over all other broadening mechanisms. The modulation frequency is set to 10 kHz. This spectrum is acquired in ascending frequency order, with 100 ms lock-in amplifier integration time and 500 ms delay between consecutive measurement points.

The wide dispersive feature spanning the whole frequency range originates from the interaction of the spectroscopy laser with all atoms that can absorb light from the readout beam. These atoms have velocities such that $\vec{k}_R \cdot \vec{v} \leq \Gamma$, where \vec{k}_R is the wavevector of the readout beam. This corresponds to Doppler shifts for the spectroscopy laser of up to $\Gamma \cdot k_S/k_R \approx 2\pi \times 21$ MHz (k_R and k_S are the norms of the readout and spectroscopy beam wavevectors,

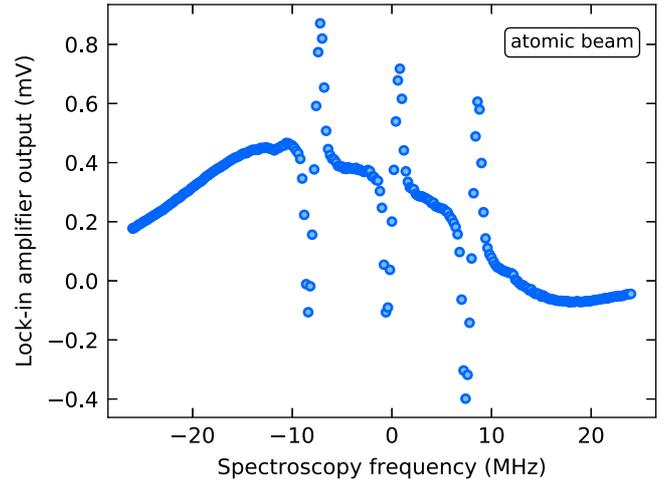


Figure 4. Broad view of the spectrum, with a strong modulation of the spectroscopy beam frequency (2 MHz peak-to-peak) to inflate the wide Doppler feature. The latter originates from the interaction of the spectroscopy beam with all atoms with velocities such that $\vec{k}_R \cdot \vec{v} < \Gamma$, that are probed by the readout beam. The three sub-Doppler resonances correspond to the σ^\pm transitions and their cross-over line. They are split by 7.1 MHz thanks to a 3.4-G magnetic field. The origin of the frequency axis is arbitrarily set to the center of the cross-over line.

respectively). On top of this background, three Doppler-free resonances emerge, due to the interaction of the spectroscopy beam and its retro-reflection with atoms belonging to the same velocity class. The outer lines correspond to the σ -transitions, and the central line is the cross-over between the two, which is insensitive to the magnetic field to first order.

We now zoom in on the central Doppler-free resonance, for both setups. In figure 5, we show spectra obtained with the experimental parameters which, on the atomic beam setup, optimize the uncertainty of the measurement of the line center position (see section 5). In both setups, the peak intensity of the incident spectroscopy beam is $I \approx 83I_{\text{sat}}$ and its frequency is modulated at 2.5 kHz, slow enough to ensure that the atomic response is quasi-static, with no dephasing⁵. The modulation amplitude is 66 kHz peak-to-peak in the atomic beam setup and 22 kHz in the hot vapor cell. The lock-in amplifier integration time is 1 s (resp. 3 s), and, in order to prevent spectrum distortion, a new point is acquired every 5 s (resp. 10 s) in order of ascending frequency. The absorption on the readout beam is around 7% (resp. 80%) when the spectroscopy beam is off-resonant.

The solid lines in figure 5 show the best fits to our data using the derivative of a Lorentzian profile, plus an offset. We find a full width at half maximum (FWHM) of 114 kHz (resp. 133 kHz), resulting from the addition of several broadening mechanisms with similar contributions: the finite transit

⁵ We also tried to modulate at larger frequencies, as shown on figure 4. At 10 kHz, one quadrature displays a dispersive-like signal, suited for the spectroscopy, while the other quadrature has a Lorentzian shape that resembles a time-averaged, low-noise shelved population measurement. However, these signals are extremely sensitive to the demodulation phase, which can cause drifting offsets and asymmetric line shapes. This sensitivity worsens as the modulation frequency is increased.

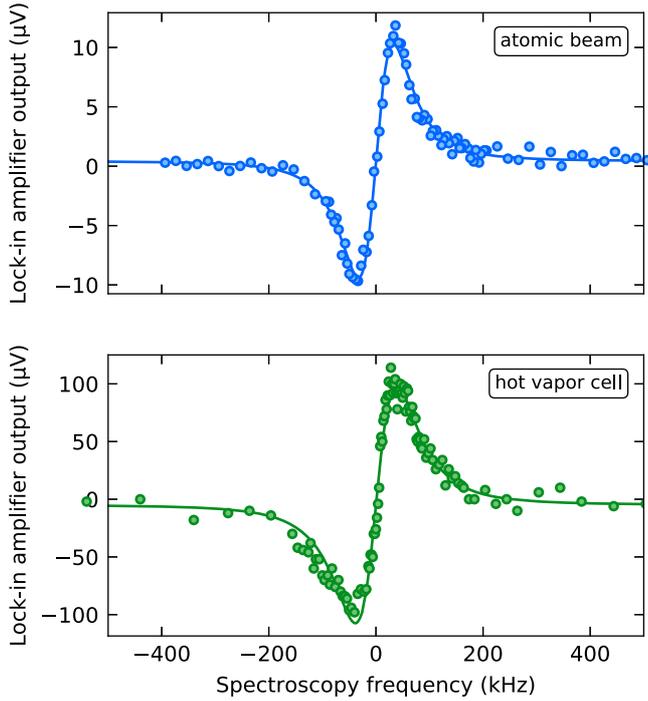


Figure 5. Dispersion profile from the σ^\pm cross-over line and π line, in the conditions of section 4. Top panel: measurement performed on the atomic beam. Bottom panel: measurement performed on the hot vapor cell. In both panels the circles represent the measured data and the solid lines represent the best fits with the derivative of a Lorentzian profile, plus a constant offset baseline. The origin of the frequency axis is arbitrarily set to the center of the line. The key parameter in this line profile is the spectroscopy beam intensity. It is set to $I \simeq 83I_{\text{sat}}$ for both measurements. The full widths at half maximum derived from the fits are 114 kHz (atomic beam) and 133 kHz (hot vapor cell).

times, the spectroscopy beam intensity, and the finite modulation amplitude; see section 5. The fit uncertainty on the line center is close to 500 Hz in both setups.

5. Frequency measurement performances

Close to the resonance, in the linear part of the spectrum, the spectroscopy signal provides a measure of the frequency difference between the laser and the atomic resonance. However, even with an ideal laser source displaying a perfectly stable frequency, the measurement process itself is affected by noise. The natural short-term timescale of the measurement being the lock-in amplifier integration time, we estimate the instability of the frequency measurement at this time scale (abbreviated frequency instability) from the ratio between the noise of the lock-in amplifier signal and the slope in the linear part. Below, we will discuss these two aspects consecutively, based on data from the atomic beam setup. We will then compare this frequency instability at 1 s to the fit uncertainty on line centers from entire spectral datasets. The fit uncertainties are sensitive to the line shapes, and to baseline drifts appearing in some parameter ranges.

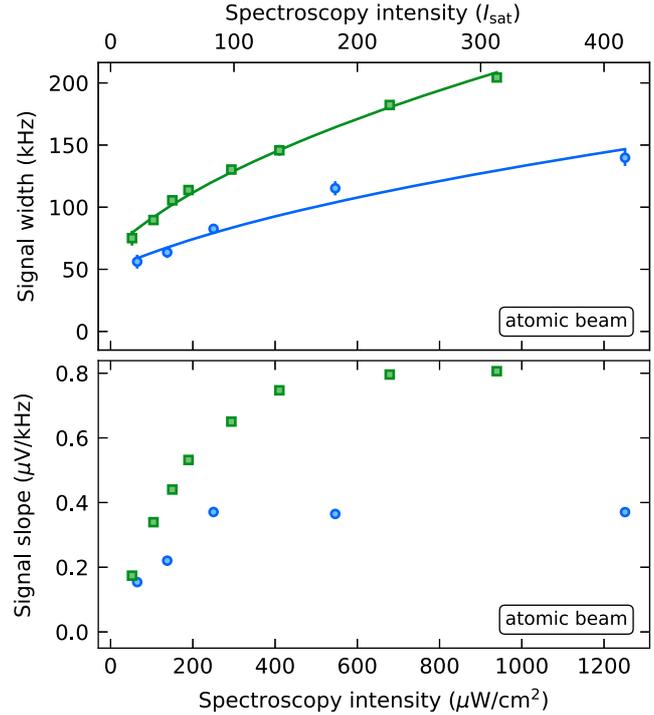


Figure 6. Top panel: fitted Lorentzian FWHM as a function of the incident spectroscopy beam intensity. The data marked with blue circles was recorded with a fixed modulation amplitude of 25 kHz peak-to-peak. The blue solid line shows the best fit using the empirical function $\gamma(I)/2\pi = \sqrt{a^2I + b^2}$. The data marked with green squares was recorded with a peak-to-peak frequency-modulation amplitude scaled to $0.8 \times (\gamma(I)/2\pi)$, to maximize the signal slope (see text). As a guide to the eye, the latter data is fitted with the same model function, shown as green line. The error bars on the data denote the spectrum fit uncertainties. Bottom panel: slope of the signal as a function of the spectroscopy beam intensity. The blue circles and green squares are derived from the same measurements as in the top panel.

5.1. Signal slope optimization

Although the spectroscopy signal broadens with both the intensity of the spectroscopy beam and the amplitude of the frequency modulation for the lock-in amplifier, the slope of the signal best characterizes the figure of merit of the spectroscopy. Here we show how both parameters above optimize the slope. The modulation frequency remains $f_{\text{mod}} = 2.5$ kHz.

First, we begin by investigating the dependency of the spectral width on the incident spectroscopy beam intensity, see figure 6, top panel. The blue circles represent the fitted Lorentzian FWHM measured using a weak modulation amplitude of 25 kHz peak-to-peak. The blue solid line shows the best fit with the empirical function $\gamma(I)/2\pi = \sqrt{a^2I + b^2}$. We find $a = 6.8 \pm 0.3$ kHz/ $\sqrt{I_{\text{sat}}}$ and $b = 50 \pm 8$ kHz. The value $\gamma(0)/2\pi = b$ should be dominated by the transit time broadening [31]. We estimate that the amplitude of the frequency modulation also contributes to about 10 kHz to the spectral width. The blue circles in the bottom panel of figure 6 show the resulting slope in the linear part of the spectroscopy signal as a function of the

spectroscopy intensity. The slope first improves with spectroscopy intensity, as the dispersive signal strength increases until power broadening overcomes transit time broadening. At higher intensities, we would expect the increasing and dominant power broadening to ultimately deteriorate the dispersive signal slope (see appendix A)—although this trend is not clearly visible in our data.

Second, we discuss the optimal frequency modulation amplitude. At the spectroscopy intensity $I = 46 I_{\text{sat}}$, we maximized the signal slope as a function of modulation amplitude, and found an optimum, corresponding to 0.8 times the spectral FWHM measured at low modulation. We argue, as detailed in appendix A, that as pump power is varied, the modulation amplitude that maximizes the slope scales with the power-broadened width. Thus, in a second set of experiments, we repeated our measurements with a modulation amplitude scaled to always match a value equal to 0.8 times the linewidth $\gamma(I)/2\pi$ measured previously at low modulation amplitude. The resulting widths and slopes are shown in the two panels of figure 6 as green squares. One sees that, although the line is broadened by about 30%, the slope can be increased by up to a factor 2 as compared to the previous data, and its dependency with spectroscopy power flattens at high powers, as expected (appendix A).

5.2. Instability and frequency measurement uncertainty

In this section, we characterize our spectroscopy signal in terms of frequency instability, and find a 2×10^{-12} fractional instability in 1s. This provides an extremely good frequency reference for most cold atom experiments. However, we also point out long-term drifts of the output of the lock-in amplifier, which would impact long term measurements. These seem related to stray spectroscopy light on the readout photodiode, that could be eliminated for clock applications.

We estimate the noise on the signal by repeated measurements with all parameters constant. The spectroscopy frequency is set away from the sub-Doppler line. For low spectroscopy intensity, up to $100 I_{\text{sat}}$, the noise appears uncorrelated, random from shot to shot. Its root-mean-square (r.m.s.) value is proportional to the readout beam power (as the sub-Doppler signal strength), and is reduced by subtracting a reference to the photodiode signal (see figure 2). For the selected readout beam power ($66 \mu\text{W}$), we find an r.m.s. noise value of $0.5 \mu\text{V}$, independent of the spectroscopy intensity. Under those conditions, the signal-to-noise ratio is ~ 20 . This value is about 10 times lower than the limit expected from fundamental shot noises, in which atomic shot noise dominates over photonic shot noise (see appendix A).

Offset drifts, relevant at the minute timescale, appear at large spectroscopy intensities above $100 I_{\text{sat}}$. The strongest observed drifts are $\sim 0.01 \mu\text{V s}^{-1}$. We suspect stray spectroscopy light reaching the detector to be responsible for them. Residual amplitude modulation applied to the spectroscopy beam by the AOM may then be detected by the lock-in amplifier. A demodulation at thrice the modulation frequency [32] could suppress this effect.

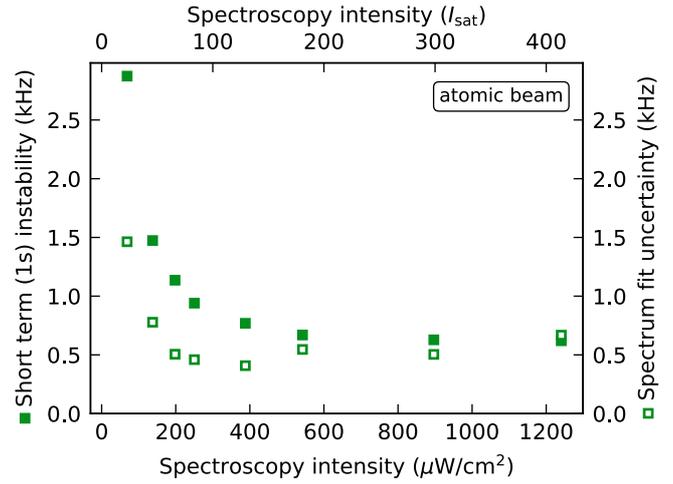


Figure 7. Frequency instability at 1s (filled squares), and spectrum fit uncertainty on the line center (empty squares), as a function of spectroscopy beam intensity. Both quantities are extracted from the same data sets, 90-shot spectra, 450 s total acquisition time, one of which is presented in figure 5(a). The spectra are fitted with a Lorentzian derivative, plus a baseline modeled by an offset drifting linearly with measurement time. Above $400 \mu\text{W cm}^{-2}$, the fit uncertainty deteriorates, as baseline drifts and deviations from the assumed lineshape become significant (see text).

We now summarize in figure 7 the performances of our spectroscopy as a function of the spectroscopy beam power, combining the effects of short-term noise (instability), long-term noise (drifts), and lineshape. This figure relies on the same spectra as in figure 6 (data with scaled modulation amplitude).

First, we estimate the short-term (1s) frequency instability of the measurement, realized with a 1s lock-in amplifier integration time, from the ratio of the uncorrelated noise to the dispersive signal slope. It is shown in figure 7 (full squares) as a function of the spectroscopy beam intensity. As the uncorrelated noise is independent of the spectroscopy intensity, the frequency instability at 1s is simply proportional to the inverse of the slope shown in figure 6(b) (green squares). We observe that it improves quickly as the intensity is increased, and then levels off to about 630 Hz above $200 I_{\text{sat}}$, when the power broadening starts to dominate over the transit time broadening (see appendix A for a simple model).

Second, we investigate the uncertainty of long term measurements by fitting entire spectra, made of 90 shots acquired point-by-point over 450 s. Since the spectroscopy laser is referenced to an optical cavity, we are then measuring the center of the line relative to that cavity (see appendix B). We assume Lorentzian derivative lineshapes, and include baseline drifts in the fit model function with a linear dependence on acquisition time. The uncertainty is affected by short and long-term noise, and also by deviations of the actual lineshape from the fit model function. The fit uncertainties on the line centers are shown as empty squares in figure 7. They are optimal for a spectroscopy beam intensity around $100 I_{\text{sat}}$, reaching about 450 Hz. The minimal uncertainty in this intensity range results from a trade-off

between several effects: a high intensity is favorable to increase the slope (see figure 6), but a low intensity causes smaller offset drifts and less deviations from the assumed Lorentzian lineshape. On our setup, thus, the regime $I \simeq 100 I_{\text{sat}}$ is well suited for long-term (450 s) measurements, in particular as it reduces the drifts to values such that fitting with or without them provide the same line center measurement. In this intensity range, the instability at 1s is below 1 kHz, i.e. a relative instability $\sim 2 \cdot 10^{-12}$. Up to $100 I_{\text{sat}}$, the fact that the fit uncertainty is only about half the instability at 1s is statistically explained by the relatively sparse sampling of the central slope in the spectra, with only up to 10 points⁶.

To conclude this section, we measure a relative instability at 1s of $2 \cdot 10^{-12}$. The signal-to-noise ratio (SNR) is of order 20 and is limited by technical noise. Ultimately, if the noise level were set by the fundamental shot-noise limit (combining atomic and photonic shot noise), we expect that the SNR could reach 220 in the same conditions. An additional improvement, by a factor of order 5 in signal, could be achieved simply by increasing the readout beam absorption, which is only 7% for these data (see appendix A).

6. Shelving detection in the hot vapor cell

We now present the application of shelving detection to the hot vapor cell. We will discuss the observed performances and highlight three specific advantages of such a configuration: compactness, low complexity, and long lifetime operation. The key specificity of the hot vapor cell is that atoms are probed where the density is the highest, which enables low-temperature operation with high signal.

6.1. Performance overview

In figure 5, we have compared spectra obtained with the atomic beam and the hot vapor cell for the same spectroscopy beam intensity of $83 I_{\text{sat}}$. A slightly larger linewidth (133 kHz compared to 114 kHz) is observed in the hot vapor cell, which may be attributed to a larger transit broadening given the shorter interaction length in this geometry (see section 3.2). The spectrum baseline is distorted for intensities larger than $100 I_{\text{sat}}$. In contrast to the atomic beam setup, however, the distortions are reproducible and frequency-dependent. We attribute these effects to reflections of the spectroscopy beams off the uncoated viewports, which give rise to ‘ghost’ signals superimposed on the main spectroscopy signal. The reflections are probably also responsible for deviations from the Lorentzian lineshape, such as the shoulder on the left flank on the spectrum shown in the bottom panel of figure 5. These parasitic signals are currently a significant limitation for the long-term fit uncertainty in the hot vapor cell. They could be suppressed by using a cell with tilted viewports, or a refined lineshape model.

⁶ For the data with $I \leq 100 I_{\text{sat}}$, the fit uncertainties are only 15% larger than what would result from true Lorentzian signals with same widths, amplitudes, and noise standard deviation, given our sampling of the spectroscopy frequencies.

The SNR depends directly on the atomic density, which sets the strength of the absorption signal and also of atomic shot noise (see appendix A for the fundamental limitations). The hot vapor cell geometry is attractive in this regard, since the laser beams probe the region of the vacuum chamber with the highest atomic density, unlike in the atomic beam setup. We typically achieve ten times stronger absorption coefficients, with a temperatures of 390 °C instead of 480 °C in the atomic beam setup. This is a great advantage both for increasing the SNR and for the lifetime of the strontium source.

Despite the higher absorption, the SNR in the spectra acquired with our hot vapor cell remain similar to that of the atomic beam spectra. We find a frequency instability of 2.0 kHz for a 3 s integration time using the slope of the dispersive profile and the r.m.s. fit residuals as a noise estimate. This scales to a relative instability of 8×10^{-12} at 1 s (4.6×10^{-12} at 3 s). This comparatively low performance is due in part to the lineshape distortion, which artificially increase the r.m.s. fit residuals, and hence the noise estimate. Other sources also contribute to degrade the performance of our measurement, such as the small modulation amplitude (see the discussion in section 5.1), the electronic detection noise, the stronger transit time broadening and the smaller readout beam waist.

6.2. Effects of pressure

The pressure in the hot vapor cell can affect the line center position, its width and its amplitude [13, 21, 33]. By adding a controlled amount of argon buffer gas, we were able to verify that these effects are negligible as long as the *total* pressure remains below 10^{-3} mbar, measured close to one of the viewports. Above this value, we observed a quick reduction of the signal amplitude. We did not observe a noticeable change of the position or the width of the signal before it completely disappeared. This remains consistent with [33], from which one would expect a collision broadening of 30 kHz at 10^{-3} mbar of argon, small compared to our measured width. This tolerance of the spectroscopy to large pressures is a significant advantage, as it allows the spectroscopy cell to be operated without pump within large timespans, thus simplifying the setup.

6.3. Design outlooks

In future designs, increasing the tube diameter would improve over two limitations. (i) It would enable the use of a larger spectroscopy beam, to reduce transit broadening well below power broadening in the intensity range from 50 to $100 I_{\text{sat}}$, where baseline drifts are no limitation. (ii) The readout beam could also be larger to probe more atoms. This would increase the signal at fixed readout intensity, and simultaneously reduce the fundamental limitations to frequency instability associated with atomic shot noise (see appendix A).

However, a diameter larger by a factor of two would also increase the deposition rate on the viewports by a factor of ~ 4 , in the ballistic regime. For our cell length, we estimate

that within a few months (full-time operation) a micrometer-thick deposit may then opacify the viewports [27]. The problem could be circumvented by a buffer gas, e.g. a few 10^{-4} mbar of argon, bringing the mean free path of strontium below the cell length. Given the observed sharp temperature decrease away from the heated region, the walls quickly act as absorbers and strontium deposition would be hindered. An alternative would be the use of a design similar to [13] to circumvent the problem, enabling arbitrary cell diameter and shorter length.

7. Measurement accuracy

In this section, we review the main causes for line shifts and distortion that may alter the accuracy of measurements in both settings. First-order Doppler shifts [16] may easily become the dominant effect. We will show that they affect differently the atomic beam and hot vapor configurations, and conclude the section by a brief overview of the weaker effects.

First-order Doppler shifts can arise as a consequence of a deviation from parallelism between the incoming and retro-reflected spectroscopy beams⁷. The atoms that contribute to the sub-Doppler spectral feature propagate along the wavevector difference of the two spectroscopy beams (orthogonally to the spectroscopy beams if the latter are perfectly parallel). We denote α the angle between the two beams. For a small angular deviation from perfect retro-reflection, $(\alpha - \pi) \ll 1$, the center of the line for atoms belonging to a single velocity class will be shifted by $\delta \approx (\alpha - \pi) v k_S/2$, where v is the velocity along the wavevector difference. Each velocity class is affected by a different Doppler shift δ , which results in a distortion of the spectrum.

The consequences then differ for the atomic beam and hot vapor cell geometries, because the velocity distributions are not identical. In the atomic beam setup, the atoms affected by the spectroscopy light are distributed according to $n_2(v)$ defined in section 3.1. Thus, at a temperature $T = 480$ °C, a mis-parallelism of $\alpha = 1$ mrad would distort the line asymmetrically, increasing the FWHM by 310 kHz and shifting its maximum by 190 kHz. By retro-reflecting the spectroscopy beam with a trihedral prism with a maximum beam deviation of $3''$ (5×10^{-2} mrad), we limit the bias below 10 kHz and the broadening below 15 kHz, both of the order of the natural linewidth of the intercombination line.

Interestingly, if the velocity distribution is isotropic in the interaction region—as we expect in the hot vapor cell—no shift of the line center occurs. The velocity distribution is separable: $n(v) \propto \exp(-mv^2/2k_B T)$ along any axis. As compared to the directed atomic beam, at the same temperature $T = 480$ °C, the broadening is increased (22 kHz FWHM for 5×10^{-2} mrad), but the lineshape remains symmetric and no shift of the maximum occurs.

⁷ It should be noted that the finite transit time broadening, induced by the finite waist of the spectroscopy beams, can also be interpreted in terms of Doppler shifts from the various plane wave components of the Gaussian spectroscopy beams [31].

A deviation from parallelism between the readout and spectroscopy beams has a smaller impact. Mostly, as the readout beam interrogates a different set of velocity classes, the sub-Doppler feature shelves a lower number of atoms which results in a lower signal. Additionally, the Doppler-broadened pedestal on which the sub-Doppler resonance sits can also be shifted for a large misalignment. Given the large ratio between the widths of the sub-Doppler (~ 100 kHz) and Doppler (~ 20 MHz) features, this should have a small effect (< 100 Hz) as soon as the mis-parallelism is less than 1 mrad.

We finally give a brief overview of the other weaker contributions to the line shift and distortion, which are common to both setups. The recoil doublet splitting [34] is ± 4.8 kHz. The second-order Doppler shift $-f_0 v^2/2c^2$ [35], with f_0 the transition frequency and c the speed of light, is of order 260 Hz at the characteristic velocity $v = \bar{v}_2$, i.e. a $\sim 6 \times 10^{-13}$ relative shift. For our magnetic fields below 4 G, the quadratic Zeeman shift is below 10 Hz. The differential AC-stark shift of the intercombination transition from the spectroscopy light is negligible, of order 0.2 Hz for $I \sim 100 I_{\text{sat}}$. Finally, in the hot vapor cell geometry, the overlap of the readout and spectroscopy beams may cause an additional distortion by AC-stark shift at 461 nm. We did not observe this, probably as the dynamics on the intercombination transition freezes under the influence of readout beam scattering very far from the beam axis. Nevertheless, for an application with high accuracy requirements, a hollow spectroscopy beam [36, 37] could be advised to prevent the overlap.

8. Conclusion and perspectives

In this paper, we have demonstrated the applicability of shelving detection to the spectroscopy of the strontium intercombination line. The method dramatically enhances the signal as compared to direct saturation spectroscopy on the narrow line, which is the present standard on strontium experiments [13]. Strong signal and low measurement instabilities are then obtained with minimal work on the detection and at low atomic densities, which guarantees a long atomic source lifetime and low power consumption. Most notably, we have demonstrated the shelving spectroscopy of strontium both in a directed atomic beam and in a hot vapor cell. It could thus be easily and directly implemented in most existing strontium experiments.

On our atomic beam, we evaluated a measurement instability of 2×10^{-12} at 1 s despite working at a low density. This instability is a factor of ten above our estimate of the limit imposed by fundamental shot noises for the experimental parameters. Furthermore, we expect that a second order of magnitude could also be gained from increasing the atomic density, such that the relative instability may be brought down to 3×10^{-14} without any change in geometry. Beyond optimizing the dimensions of the spectroscopy and readout beams, more sophisticated improvements have been developed elsewhere that could be applied in the beam geometry, e.g. interrogating with the readout beam only atoms

with low Doppler shift on the spectroscopy beam [19], or implementing a Ramsey interferometry scheme with a selected longitudinal velocity class [18].

Our results naturally highlight the possible application of shelving spectroscopy of the strontium intercombination line to time and frequency metrology. This is emphasized by the strong similarities in frequency- and time-scales with thermal calcium beam clocks [19, 20]. Here as well, shelving detection should bring photon shot noise behind atomic shot noise [18], which itself is very small due to the large accessible density and continuous operation [26]. The high mass of strontium and moderate temperature requirement mean that a large interrogation time, i.e. a small transit broadening, can be achieved with a small interrogation distance, and possibly without Ramsey techniques. Overall, an application as transportable, low-complexity atomic clocks could thus be foreseen. In this work, we optimized more the atomic beam setup; the alternative hot vapor cell approach could be advantageous with regards to compactness, technical simplicity, and source lifetime, as it needs only be heated to less than 400 °C to maximize the signal or signal-to-noise ratio. It should furthermore offer vanishing first-order Doppler bias thanks to the isotropic atomic velocity distribution.

Acknowledgments

We acknowledge experimental contributions to this project from Florence Nogrette and Olivier Lopez, and critical reading of the manuscript by Anne Amy-Klein, Benoit Darquié and Olivier Gorceix. The research performed at LPL was funded by the Agence Nationale de la Recherche (project ANR-16-TERC-0015-01), the Conseil Régional d’Ile-de-France, Institut Francilien des Atomes Froids, DIM Nano’K (projects METROSPIN and ACOST), DIM Sirteq (project SureSpin), and Labex FIRST-TF (project CUSAS). The research performed at LCF was funded by the European Research Council under the EU H2020 research and innovation programme (Grant agreement No. 679 408–DYNAMIQS). Marc Cheneau acknowledges additional funding from the EU H2020 Fet Proactive Grant No. 640 378 (RYSQ) and from the International Balzan Prize foundation through the 2013 prize awarded to Alain Aspect.

Appendix A. Model of the signal-to-noise ratio and frequency instability

In this appendix we relate the lock-in amplifier signal to physical quantities, to give a qualitative understanding of optimal parameter ranges and fundamental noise limits. We will illustrate how a shelved readout enhances the photonic signal to a point where in principle atomic shot noise draws the limit [20], unlike direct saturated spectroscopy of the narrow line where photonic shot noise instead should be the ultimate limiting factor [21–23].

This discussion will rely on the assumption that the broad distribution of longitudinal velocities and thus of interaction

times smears away the effect of atomic coherences in our spectra; thus, the 3P_1 populations of the atoms passing through the spectroscopy laser reach a stationary state, down to 0 far from resonance and up to 1/2 at resonance.

We first illustrate general scalings on the frequency instability of the measurement in the limit of low readout beam absorption. Then, we present numerical expectations beyond this assumption.

A.1. Approximate scalings

We trace the signal source back to the readout light intensity transmitted through the atoms, impinging on the photodiode. In the limit of small absorption, as e.g. on the atomic beam data presented here, the number of absorbed photons is roughly proportional to the number $N^{(0)}$ of atoms with transverse velocity $\lesssim \Gamma/k_R$ in the readout beam at a given time. Here, $k_R = 2\pi/\lambda_R$ is the wavevector of light resonant with the readout transition, while k_S is the wavevector of light resonant with the spectroscopy transition. When the saturating spectroscopy light approaches resonance, two transverse velocity classes interact with it and the excited state population of these classes is of order 1/2. We assume that the width δv of these velocity classes is limited by power broadening on the spectroscopy transition: $\delta v \simeq \sqrt{2} \Omega/k_S$. Then, the number of atoms shelved in 3P_1 from the readout light is $N_{\text{shelved}}^{(1)} \propto N^{(0)} \sqrt{2} \Omega/k_S$. On the sub-Doppler feature, only a single velocity class is shelved, but with a Rabi frequency stronger by a factor $\sqrt{2}$. There, the number of shelved atoms is $N_{\text{shelved}}^{(2)} \propto N^{(0)} \Omega/k_S$. In the limit of small absorption, the sub-Doppler signal for the spectroscopy transition, S , is proportional to the difference between these shelved atom numbers. At resonance we thus have:

$$S \propto N_{\text{shelved}}^{(1)} - N_{\text{shelved}}^{(2)} \propto \Omega. \quad (\text{A1})$$

Assuming that the modulation amplitude $2\pi \Delta f$ is smaller than the power-broadened linewidth $\gamma(I) \simeq \sqrt{2} \Omega$, the dispersive feature S' produced by the lock-in amplifier is proportional to the derivative of S with respect to the spectroscopy laser frequency, multiplied by Δf . As both the peak value of S and the spectrum width are proportional to Ω , the extrema of the derivative S' do not depend on Ω , but only on Δf :

$$\max(S') \propto \Delta f. \quad (\text{A2})$$

The slope of S' at resonance then is

$$S'' \propto \Delta f/\Omega. \quad (\text{A3})$$

Finally, the single shot frequency measurement instability δf is evaluated from the ratio of the noise on S' , labeled $\delta S'$, to the slope S'' . Under our assumptions, we then have:

$$\delta f = \frac{\delta S'}{S''} \propto \Omega \frac{\delta S'}{\Delta f}. \quad (\text{A4})$$

The noise $\delta S'$ can be dominated by technical sources or have a fundamental origin. If the noise $\delta S'$ is technical, additive and independent of Ω and Δf , then the short term instability can be kept optimal and independent of the spectroscopy power if one scales the modulation amplitude Δf linearly with the power broadening Ω (keeping $2\pi\Delta f < \gamma(I) \simeq \sqrt{2}\Omega$, the prior assumption). This corresponds to the discussion of the frequency instabilities in section 5, figures 6 and 7.

A.2. Numerical model

We now develop a numerical model of the signal strength and of the maximum signal-to-noise ratio allowed by fundamental shot noises, that can then be directly related to a minimum frequency instability. We will consider two fundamental sources of noise: atomic shot noise and photonic shot noise on the detected readout light. The model does not assume a low absorption, but remains under the assumption of power-dominated broadening. Its results, under the experimental conditions of our atomic beam experiment, are shown in figure A1.

We characterize the readout beam absorption by three values: (i) its asymptotic value when the spectroscopy beams are off-resonant, $A^{(0)}$; (ii) its value when the spectroscopy beams are close from resonance, but not yet on the sub-Doppler feature, $A^{(1)}$; (iii) its value on the sub-Doppler peak, $A^{(2)}$. Connecting absorption and optical density, i.e. $A^{(i)} = 1 - \exp(-OD^{(i)})$, $i \in \{0, 1, 2\}$, we now describe the shelving effect. The ensemble of $N^{(0)}$ atoms responsible for the absorption of the readout beam has a Doppler-limited velocity spread along the readout beam axis: $\vec{k}_R \cdot \delta v \simeq \Gamma$. The atomic ensemble shelved by a single spectroscopy beam is restrained in velocity spread to $\vec{k}_S \cdot \delta v_S \simeq \sqrt{2}\Omega$. With two beams, there are either two such classes shelved (when the spectroscopy light is off-resonance), or one class only (when on resonance) but with effective Rabi frequency stronger by a factor $\sqrt{2}$. We approximate the population in the shelved state 3P_1 to be of order 1/2 for atoms resonant with at least one spectroscopy beam. Then, accounting for the shelved atoms, the readout optical density away from and on the sub-Doppler line are respectively:

$$OD^{(1)} = OD^{(0)} \left(1 - \frac{\sqrt{2}\Omega}{\Gamma} \frac{\lambda_S}{\lambda_R} \right), \quad (A5)$$

$$OD^{(2)} = OD^{(0)} \left(1 - \frac{\Omega}{\Gamma} \frac{\lambda_S}{\lambda_R} \right). \quad (A6)$$

We now construct the lock-in amplifier peak signal $\max(S')$, that we will write for simplicity S' . We assume a low frequency modulation ($2500 \text{ Hz} < \gamma/2\pi$). For an optimal amplitude of the frequency modulation, comparable to the linewidth, we approximate S' by a measurement of the difference in transmitted readout beam intensities when the spectroscopy beams are on- and off-resonance with the sub-Doppler feature:

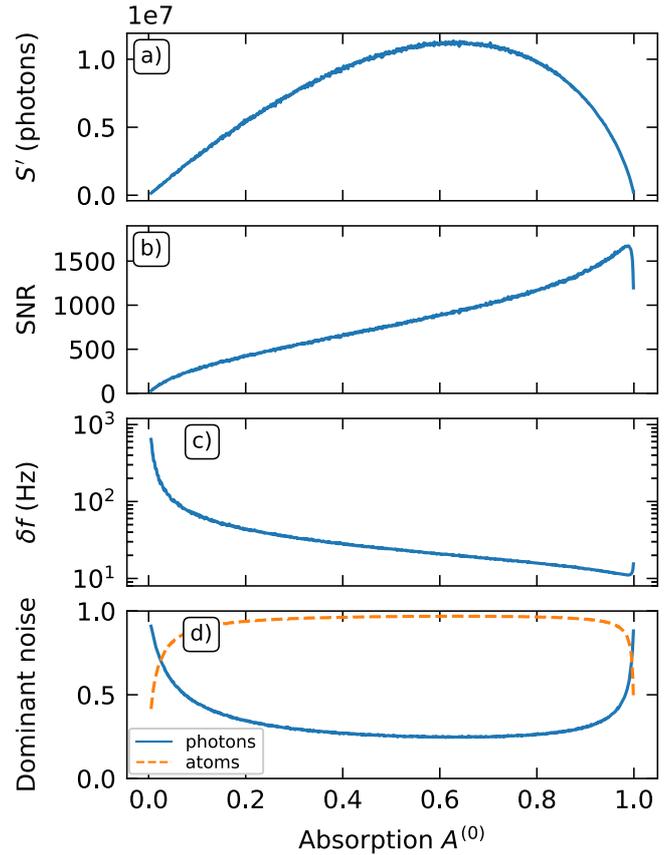


Figure A1. Model of the shot noise limits to the signal-to-noise ratio as a function of the absorption of the readout beam, when the spectroscopy beam is off. The technical parameters (geometry, beam intensities...) correspond to those of the atomic beam spectrum presented in figure 5, at $83 I_{\text{sat}}$. (a) Signal S' , in photon number difference per modulation time. This is proportional to the SNR in case of dominant additive *technical* noise. (b) SNR in case of dominant *fundamental* atomic and photonic shot noise. (c) Corresponding fundamental limit to the frequency instability at 1s (log-lin scale). (d) Relative role of the two shot noises, normalized together quadratically to unity.

$$\begin{aligned} S' &= G \left(P\tau \frac{\lambda_R}{hc} (1 - A^{(2)}) \right) - G \left(P\tau \frac{\lambda_R}{hc} (1 - A^{(1)}) \right) \\ &= G (N_{ph}^{t,(2)} - N_{ph}^{t,(1)}). \end{aligned} \quad (A7)$$

Here, the terms in parenthesis are photon numbers, transmitted to the photodiode. P is the readout beam power and τ a characteristic collection time. G includes detection gain parameters from the photodiode to the lock-in amplifier output, that we assume noiseless.

We treat the measurements of $N_{ph}^{t,(2)}$ and $N_{ph}^{t,(1)}$ as independent. The shortest timescale is the mean transit time of the atoms in the readout beam, $\tau = t_{\text{sample}}$, after which the atomic sample is renewed. We approximate the Gaussian beam with waist w along the atomic beam direction by a uniform beam with radius $w/\sqrt{2}$. Then, $t_{\text{sample}} \simeq (\sqrt{\pi}/2 \cdot w)/v_2 \simeq 1.7 \mu\text{s}$ on the atomic beam setup. To estimate the effects of atomic and photonic noise on the dispersive lock-in amplifier signal S' , we reason as follows.

(i) For each of the measurements of $N_{ph}^{t,(2)}$ and $N_{ph}^{t,(1)}$, we make the following estimates:

- before absorption by the sample, the incident photon number is $\langle N_{ph}^i \rangle = \frac{P\tau\lambda_R}{hc}$. It is a Poissonian process. The transmission of these photons is a random process for each photon, with probability $T = (1 - A)$.
- As the atomic sample is renewed every t_{sample} , the number of atoms in the readout beam fluctuates, and the transmission probability T for each incident photon also fluctuates: $\langle T^2 \rangle \neq \langle T \rangle^2$, where averages run over the successive realizations of the atomic sample.

We estimate the average number of atoms interrogated at a given time from the optical densities and beam waists (w along the atomic beam, w_{\perp} transverse to it):

$$\langle N^{(0)} \rangle \simeq \frac{\pi w w_{\perp}}{2} \cdot \text{OD} \cdot \frac{2\pi}{3\lambda_R^2}, \quad (\text{A8})$$

$$\langle N^{(1)} \rangle = \langle N^{(0)} \rangle \left(1 - \frac{\sqrt{2}\Omega \lambda_S}{\Gamma \lambda_R} \right), \quad (\text{A9})$$

$$\langle N^{(2)} \rangle = \langle N^{(0)} \rangle \left(1 - \frac{\Omega \lambda_S}{\Gamma \lambda_R} \right). \quad (\text{A10})$$

Assuming Poissonian fluctuations around these mean atom numbers, we estimate the variance of the transmission coefficient $\text{Var}(T) = \langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2$ by sampling the Beer–Lambert absorption law.

- We now compute the statistics of the photon number transmitted to the photodiode during t_{sample} . Combining the Poissonian statistics of the incident photon number N_{ph}^i and the fluctuating transmission coefficient T , we can demonstrate that the transmitted photon number has the statistics:

$$\langle N_{ph}^t \rangle = \langle T \rangle \langle N_{ph}^i \rangle, \quad (\text{A11})$$

$$\text{Var}(N_{ph}^t) = \langle T \rangle \langle N_{ph}^i \rangle + \text{Var}(T) \langle N_{ph}^i \rangle^2. \quad (\text{A12})$$

In equation (A12), the term $\langle T \rangle \langle N_{ph}^i \rangle$ is Poissonian photon shot noise in the transmitted light, and the term $\text{Var}(T) \langle N_{ph}^i \rangle^2$ encompasses the effects of the fluctuating transmission coefficient, due to atomic shot noise. This formula could easily be extended to include technical fluctuations of the readout laser intensity.

(ii) We now combine the effect of the differential measurement on resonance and away from resonance, $S' = G(N_{ph}^{t,(2)} - N_{ph}^{t,(1)})$ treated as two independent measurements, and the effect of time integration from the timescale t_{sample} up to the lock-in amplifier integration time t_{integr} . We account for the fact that the total measurement time is divided between the terms (1) and (2). Then, the signal-to-noise ratio, limited by shot

noises, is:

$$\text{SNR} = \sqrt{\frac{t_{\text{integr}}}{2 t_{\text{sample}}}} \cdot \sqrt{\frac{(\langle N_{ph}^{t,(1)} \rangle - \langle N_{ph}^{t,(2)} \rangle)^2}{\text{Var}(N_{ph}^{t,(1)}) + \text{Var}(N_{ph}^{t,(2)})}}. \quad (\text{A13})$$

For a Lorentzian line, the frequency measurement instability δf at the timescale t_{integr} is related to the SNR by

$$\delta f = \frac{\gamma(I)}{2\pi} \frac{3\sqrt{3}}{32} \frac{1}{\text{SNR}}, \quad (\text{A14})$$

where $\frac{\gamma(I)}{2\pi}$ is the line FWHM including all broadening mechanisms: $\frac{\gamma(I)}{2\pi} \simeq 114$ Hz in the conditions of figure 5.

The result is shown in figure A1, varying the absorption but otherwise in the geometry and conditions of the atomic beam spectrum of figure 5. Thanks to the shelving detection on a broad line, the effect of photonic shot noise is below the effect of atomic shot noise for absorptions from 0.06 to 0.98. We observe that the maximal signal would be obtained for an absorption of order 0.6. The fundamental limit to the SNR is obtained for even higher absorption. In the regime of our experiments on the atomic beam (7% absorption), the fundamental limit to the SNR is 220, about a factor of 10 higher than ours. By going to a very strongly absorbing medium, the fundamental limit to SNR could reach 1500, corresponding to a frequency instability at 1s down to 12 Hz, i.e. a relative frequency instability of 3×10^{-14} .

Appendix B. Robustness against a secondary reference

A complete characterization of a frequency reference involves a comparison to a secondary reference. In the absence of an external absolute reference, we measure the frequency difference between the shelving spectroscopy line and the resonance frequency of the ultra-stable optical cavities used to stabilize our spectroscopy lasers. This measurement, at short and long term, provide very preliminary insight in the robustness of the shelving spectroscopy and in the long-term behavior of the ultrastable cavities. Both setups rely on commercial ULE optical cavities, temperature stabilized, under vacuum (Stable Laser Systems).

On the atomic beam setup, on a short timescale of one day, we characterized the measurement robustness from data (including those of figures 5–7) acquired with a wide range of spectroscopy beam intensity (20–400 I_{sat}) and modulation amplitude (12.5–115 kHz). A linear drift with time of the line centers is measured; the standard deviation of the measurements around this drift was of 1.6 kHz, providing an upper bound for the general robustness of the measurement. The strongest deviations, of order 10 kHz, all arose from measurements with large spectroscopy power $\geq 180 I_{\text{sat}}$.

With the hot vapor cell setup, we have performed measurements over a longer time span of 6 months. The result is summarized in figure B1. These data were recorded using a similarly broad range of experimental parameters (spectroscopy beam power, modulation amplitude, etc.). The cavity

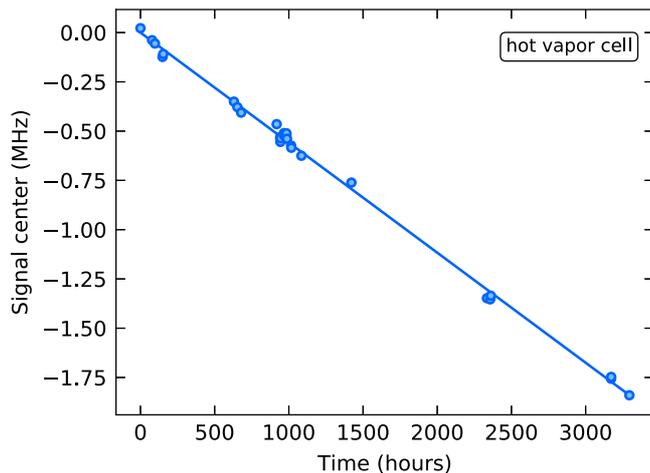


Figure B1. Line center position relative to the reference optical cavity as a function of the time at which the measurement was performed. 29 measurements performed with the hot vapor cell are gathered in this plot, corresponding to a wide variety of experimental settings: spectroscopy beam power, modulation amplitude, etc. The measured data (circles) closely follows a linear regression (solid line) with a slope of $-155.11(50)$ mHz s^{-1} .

remained at constant temperature over the entire time span. The main feature is a linear frequency drift between the two references, with a fitted slope of $-155.11(50)$ mHz s^{-1} . Such a drift is expected when using an optical cavity as frequency reference, and may be attributed to the aging of the cavity spacer material [38, 39]. The r.m.s. value of the fit residuals is 24 kHz over 6 months; we cannot discriminate between the robustness of the shelving spectroscopy measurement and fluctuations of the cavity resonance that would deviate from the linear drift.

ORCID iDs

M Robert-de-Saint-Vincent  <https://orcid.org/0000-0002-8991-1366>

References

- [1] Katori H, Ido T, Isoya Y and Kuwata-Gonokami M 1999 Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature *Phys. Rev. Lett.* **82** 1116
- [2] Curtis E A, Oates C W and Hollberg L 2001 Quenched narrow-line laser cooling of ^{40}Ca to near the photon recoil limit *Phys. Rev. A* **64** 031403
- [3] Duarte P M, Hart R A, Hitchcock J M, Corcovilos T A, Yang T-L, Reed A and Hulet R G 2011 All-optical production of a lithium quantum gas using narrow-line laser cooling *Phys. Rev. A* **84** 061406
- [4] Stellmer S, Pasquiou B, Grimm R and Schreck F 2013 Laser cooling to quantum degeneracy *Phys. Rev. Lett.* **110** 263003
- [5] Dureau A, Scholl M, Beaufiles Q, Döring D, Beugnon J and Gerbier F 2015 Doppler spectroscopy of an ytterbium bose-einstein condensate on the clock transition *Phys. Rev. A* **91** 023626
- [6] Stwalley W C and Wang H 1999 Photoassociation of ultracold atoms: a new spectroscopic technique *J. Mol. Spectrosc.* **195** 194
- [7] Jones K M, Tiesinga E, Lett P D and Julienne P S 2006 Ultracold photoassociation spectroscopy: Long-range molecules and atomic scattering *Rev. Mod. Phys.* **78** 483
- [8] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R, Campbell S L, Bishof M, Zhang X, Zhang W, Bromley S L and Ye J 2014 An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level *Nature* **506** 71
- [9] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik E and Schmidt P O 2015 Optical atomic clocks *Rev. Mod. Phys.* **87** 637
- [10] Hollberg L, Oates C W, Wilpers G, Hoyt C W, Barber Z W, Diddams S A, Oskay W H and Bergquist J C 2005 Optical frequency/wavelength references *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** S469
- [11] Bize S et al 2005 Cold atom clocks and applications *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** S449
- [12] Friebe J et al 2008 Absolute frequency measurement of the magnesium intercombination transition $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ *Phys. Rev. A* **78** 033830
- [13] Li Y, Ido T, Eichler T and Katori H 2004 Narrow-line diode laser system for laser cooling of strontium atoms on the intercombination transition *Appl. Phys. B* **78** 315
- [14] Dehmelt H G 1982 Monoion oscillator as potential ultimate laser frequency standard *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM-31** 83
- [15] Wrachtrup J, Von Borczyskowski C, Bernard J, Orrit M and Brown R 1993 Optical detection of magnetic resonance in a single molecule *Nature* **363** 244
- [16] Kersten P, Mensing F, Sterr U and Riehle F 1999 A transportable optical calcium frequency standard *Appl. Phys. B* **68** 27
- [17] Oates C W, Bondu F, Fox R W and Hollberg L 1999 A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled ca atoms: sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection *Eur. Phys. J. D* **7** 449
- [18] Kai-Kai H, Jian-Wei Z, De-Shui Y, Zhen-Hui C, Wei Z and Jing-Biao C 2006 Application of electron-shelving detection via 423 nm transition in calcium-beam optical frequency standard *Chin. Phys. Lett.* **23** 3198
- [19] McFerran J J, Hartnett J G and Luiten A N 2009 An optical beam frequency reference with 10^{-14} range frequency instability *Appl. Phys. Lett.* **95** 031103
- [20] Shang H, Zhang X, Zhang S, Pan D, Chen H and Chen J 2017 Miniaturized calcium beam optical frequency standard using fully-sealed vacuum tube with 10^{-15} instability *Opt. Express* **25** 30459
- [21] Ferrari G, Cancio P, Drullinger R, Giusfredi G, Poli N, Prevedelli M, Toninelli C and Tino G M 2003 Precision frequency measurement of visible intercombination lines of strontium *Phys. Rev. Lett.* **91** 243002
- [22] Courtillot I, Quessada-Vial A, Brusch A, Kolker D, Rovera G D and Lemonde P 2005 Accurate spectroscopy of sr atoms *Eur. Phys. J. D* **33** 161
- [23] Hui L, Feng G, Wang Y-B, Tian X, Ren J, Lu B-Q, Xu Q-F, Xie Y-L and Chang H 2015 Precision frequency measurement of $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$ intercombination lines of sr isotopes *Chin. Phys. B* **24** 013201
- [24] Christensen B T R, Henriksen M R, Schäffer S A, Westergaard P G, Tieri D, Ye J, Holland M J and Thomsen J W 2015 Nonlinear spectroscopy of sr atoms in an optical cavity for laser stabilization *Phys. Rev. A* **92** 053820
- [25] McFerran J J and Luiten A N 2010 Fractional frequency instability in the 10^{-14} range with a thermal beam optical frequency reference *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 277
- [26] Olson J, Fox R W, Fortier T M, Sheerin T F, Brown R C, Leopardi H, Stoner R E, Oates C W and Ludlow A D 2019 Ramsey-bordé matter-wave interferometry for laser

- frequency stabilization at 10^{-16} frequency instability and below *Phys. Rev. Lett.* **123** 073202
- [27] Huckans J, Dubosclard W, Maréchal E, Gorceix O, Laburthe-Tolra B and Robert-de-Saint-Vincent M 2018 Note on the reflectance of mirrors exposed to a strontium beam (arXiv:1802.08499)
- [28] Camy G, Bordé C J and Ducloy M 1982 Heterodyne saturation spectroscopy through frequency modulation of the saturating beam *Opt. Commun.* **41** 325
- [29] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J and Ward H 1983 Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator *Appl. Phys. B* **31** 97
- [30] Rumble J R 2018 *CRC Handbook of Chemistry and Physics* 99th edn (Boca Raton, FL: CRC Press)
- [31] Bordé C J, Hall J L, Kunasz C V and Hummer D G 1976 Saturated absorption line shape: Calculation of the transit-time broadening by a perturbation approach *Phys. Rev. A* **14** 236
- [32] Wallard A 1972 Frequency stabilization of the helium-neon laser by saturated absorption in iodine vapour *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **5** 926
- [33] Crane J K, Shaw M J and Presta R W 1994 Measurement of the cross sections for collisional broadening of the intercombination transitions in calcium and strontium *Phys. Rev. A* **49** 1666
- [34] Bordé C J, Camy G and Decoms B 1979 Measurement of the recoil shift of saturation resonances of $^{127}\text{I}_2$ at 5145 Å: a test of accuracy for high-resolution saturation spectroscopy *Phys. Rev. A* **20** 254
- [35] Mungall A 1971 The second order doppler shift in cesium beam atomic frequency standards *Metrologia* **7** 49
- [36] Manek I, Ovchinnikov Y and Grimm R 1998 Generation of a hollow laser beam for atom trapping using an axicon *Opt. Commun.* **147** 67
- [37] Liu Z, Zhao H, Liu J, Lin J, Ahmad M A and Liu S 2007 Generation of hollow gaussian beams by spatial filtering *Opt. Lett.* **32** 2076
- [38] Dubé P, Madej A A, Bernard J E, Marmet L and Shiner A D 2009 A narrow linewidth and frequency-stable probe laser source for the $^{88}\text{Sr}^+$ single ion optical frequency standard *Appl. Phys. B* **95** 43
- [39] Hagemann C, Grebing C, Lisdat C, Falke S, Legero T, Sterr U, Riehle F, Martin M J and Ye J 2014 Ultrastable laser with average fractional frequency drift rate below $5 \times 10^{-19}\text{s}^{-1}$ *Opt. Lett.* **39** 5102

Calcul du potentiel chimique du nuage confiné dans la direction verticale

L'objet de cette annexe est de calculer le potentiel chimique du nuage d'atomes confiné dans un plan du réseau vertical. Les atomes sont soumis à un potentiel harmonique dans les trois directions de l'espace : $U(x, y, z) = \frac{1}{2}m\omega_x^2x^2 + \frac{1}{2}m\omega_y^2y^2 + \frac{1}{2}m\omega_z^2z^2$. Le gaz étant très confiné dans la direction verticale, nous avons : $\omega_y \gg \omega_x, \omega_z$.

On commence tout d'abord par déterminer une expression du paramètre d'interaction à 2D g_{2D} en fonction du paramètre d'interaction à 3D g_{3D} qui est connu. On note N_0 le nombre d'atomes dans le gaz. La dynamique du gaz en 3 dimensions est alors décrite par l'équation de Gross-Pitaevskii dépendante du temps donnée ci-dessous :

$$i\hbar\partial_t\psi = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + U(x, y, z)\psi + g_{3D}N_0|\psi|^2\psi. \quad (D.1)$$

On fait l'hypothèse d'un gaz très confiné dans la direction verticale y . On suppose alors que $\psi(x, y, z) = \psi_\perp(x, z)\psi_y(y)$. On ajoute que dans la dimension verticale, le gaz est dans l'état fondamental de l'oscillateur harmonique. On a ainsi :

$$\psi_y(y, t) = \left(\frac{m\omega_y}{\pi\hbar}\right)^{1/4} e^{-\frac{m\omega_y^2 y^2}{2}} e^{-i\frac{E_y t}{\hbar}}.$$

On a de plus :

$$E_y\psi_y = -\frac{\hbar^2}{2m}\partial_y^2\psi_y + U(y)\psi_y. \quad (D.2)$$

Le terme de gauche de l'équation de Gross-Pitaevskii se réécrit alors :

$$\begin{aligned} i\hbar\partial_t\psi &= i\hbar\psi_\perp\partial_t\psi_y + i\hbar\psi_y\partial_t\psi_\perp \\ &= E_y\psi_y\psi_\perp + i\hbar\psi_y\partial_t\psi_\perp. \end{aligned}$$

Le terme d'énergie cinétique s'écrit :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi = -\frac{\hbar^2}{2m}\psi_y\Delta_\perp\psi_\perp - \frac{\hbar^2}{2m}\psi_\perp\partial_y^2\psi_y.$$

Le terme d'interaction avec le potentiel harmonique s'écrit :

$$U(x, y, z)\psi = \psi_y U_{\perp}(x, y)\psi_{\perp} + \psi_{\perp} U_y(y)\psi_y .$$

Le terme d'énergie potentielle s'écrit :

$$g_{3D}N_0|\psi|^2\psi = g_{3D}N_0|\psi_{\perp}|^2\psi_{\perp}|\psi_y|^2\psi_y .$$

Grâce à l'équation (D.2), on peut simplifier l'équation de Gross-Pitaevskii :

$$i\hbar\psi_y\partial_t\psi_{\perp} = -\frac{\hbar^2}{2m}\psi_y\Delta_{\perp}\psi_{\perp} + \psi_y U_{\perp}(x, y)\psi_{\perp} + g_{3D}N_0|\psi_y|^2|\psi_{\perp}|^2\psi_y\psi_{\perp} .$$

On multiplie par ψ_y^* , puis on intègre cette équation sur y (on a $\int dy|\psi_y|^2 = 1$ et $\iint dx dz|\psi_{\perp}|^2 = 1$) :

$$i\hbar\partial_t\psi_{\perp} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_{\perp}\psi_{\perp} + U_{\perp}(x, y)\psi_{\perp} + |\psi_{\perp}|^2\psi_{\perp}g_{3D}N_0\int_y dy|\psi_y|^4$$

On en déduit une équation de Gross-Pitaevskii effective dans le plan horizontal :

$$i\hbar\partial_t\psi_{\perp} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_{\perp}\psi_{\perp} + U_{\perp}(x, z)\psi_{\perp} + g_{2D}N_0|\psi_{\perp}|^2\psi_{\perp}$$

avec $g_{2D} = g_{3D}\int_y |\psi_y|^4 dy$. L'expression de ψ_y nous permet de calculer $\int_y |\psi_y|^4 dy = \sqrt{\frac{m\omega_y}{2\pi\hbar}}$. On a ainsi :

$$g_{2D} = g_{3D}\sqrt{\frac{m\omega_y}{2\pi\hbar}} . \quad (D.3)$$

On souhaite à présent évaluer le potentiel chimique maximal du gaz dans le régime 2D. Pour ce faire, on se place dans le régime d'interactions fortes appelé régime de Thomas-Fermi. Il est alors aisé de calculer sa fonction d'onde en résolvant l'équation de Gross-Pitaevskii indépendante du temps :

$$\mu\psi(x, z) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla + U(x, z) + N_0g_{2D}|\psi(x, z)|^2 \right] \psi(x, z) .$$

En négligeant le terme d'énergie cinétique devant le terme d'interaction, cette équation devient :

$$\mu\psi(x, z) = [U(x, z) + N_0g_{2D}|\psi(x, z)|^2] \psi(x, z) .$$

La fonction d'onde du gaz en deux dimensions s'écrit alors :

$$\psi(x, z) = \sqrt{\frac{\mu - U(x, z)}{N_0g_{2D}}} \quad (D.4)$$

$$= \sqrt{\frac{\mu - \frac{1}{2}m\omega_x^2x^2 - \frac{1}{2}m\omega_z^2z^2}{N_0g_{2D}}} . \quad (D.5)$$

La condition de normalisation de la fonction d'onde est $\iint |\psi(x, z)|^2 dx dz = 1$. À partir de celle-ci, on peut déterminer la valeur du potentiel chimique comme suit :

$$\begin{aligned}\iint |\psi(x, y)|^2 dx dy &= \iint \frac{\mu - \frac{1}{2}m\omega_x^2 x^2 - \frac{1}{2}m\omega_y^2 y^2}{N_0 g_{2D}} dx dy \\ &= \frac{1}{N_0 g_{2D}} \iint \left(\mu - \frac{1}{2}m\omega_{\perp}^2 X^2 - \frac{1}{2}m\omega_{\perp}^2 Y^2 \right) dX dY\end{aligned}$$

avec $\omega_{\perp}^2 = \omega_x \omega_y$, $x = \frac{\omega_{\perp}}{\omega_x} X$, $y = \frac{\omega_{\perp}}{\omega_y} Y$. On effectue ensuite le changement de variables $R^2 = X^2 + Y^2$:

$$\iint |\psi(x, y)|^2 dx dy = \frac{2\pi}{N_0 g_{2D}} \int_0^{R_{TF}} \left(\mu - \frac{1}{2}m\omega_{\perp}^2 R^2 \right) R dR$$

où les bornes d'intégration sont $[0; R_{TF}]$ avec R_{TF} le rayon du condensat défini par $R_{TF} = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_{\perp}^2}}$. Ce dernier découle de la forme de la fonction d'onde donnée dans l'équation (D.4).

$$\begin{aligned}\iint |\psi(x, y)|^2 dx dy &= \frac{2\pi}{N_0 g_{2D}} \left[\frac{\mu}{2} R^2 - \frac{1}{8}m\omega_{\perp}^2 R^4 \right]_0^{R_{TF}} \\ &= \frac{2\pi}{N_0 g_{2D}} \left(\frac{\mu R_{TF}^2}{2} - \frac{1}{8}m\omega_{\perp}^2 R_{TF}^4 \right) \\ &= \frac{\pi \mu^2}{N_0 g_{2D} m \omega_{\perp}^2}.\end{aligned}$$

On obtient ainsi :

$$\mu = \sqrt{\frac{N_0 g_{2D} m \omega_{\perp}^2}{\pi}}.$$

En utilisant l'expression de g_{2D} déterminée à l'équation (D.3), on obtient une expression du potentiel chimique en fonction du terme d'interaction à 3D g_{3D} . Ce dernier s'exprime à partir de la longueur de diffusion a_s : $g_{3D} = \frac{4\pi\hbar^2}{m} a_s$. Pour le strontium 84, la longueur de diffusion est $a_s = 124a_0$ avec a_0 le rayon de Bohr.

Finalement, $g_{2D} = \frac{4\pi\hbar^2}{m} a_s \sqrt{\frac{m\omega_y}{2\pi\hbar}} = \frac{4\pi\hbar^2}{m\sqrt{2\pi}a_{oh}} a_s$, où a_{oh} est la longueur de l'oscillateur harmonique de pulsation ω_y . Le potentiel chimique s'exprime donc sous la forme :

$$\mu = \sqrt{\frac{4\hbar^2 N_0 \omega_{\perp}^2}{\sqrt{2\pi} a_{oh}}}.$$

CH. D- Calcul du potentiel chimique du nuage confiné dans la direction verticale

Sensibilité d'alignement d'une lentille

Dans cette annexe sont étudiés l'effet d'un mauvais positionnement d'une lentille.

Inclinaison de la lentille Supposons un faisceau collimaté passant au centre d'une lentille convergente, inclinée d'un angle α . Nous sommes dans la configuration de la figure E.1. On observe que l'axe optique de la lentille est lui aussi incliné d'un angle α . Le faisceau incident étant collimaté, il vient se focaliser dans le plan focal de la lentille inclinée. Cependant, le faisceau incident étant lui même incliné de ce même angle, il va être focalisé sur l'axe optique de la lentille non inclinée, ce qui va induire un décalage du point de focalisation du laser selon l'axe optique (\vec{z}), que nous notons ici Δ_{\parallel} . On a alors :

$$\Delta_{\parallel} = f \left(\frac{1}{\cos \alpha} - 1 \right)$$

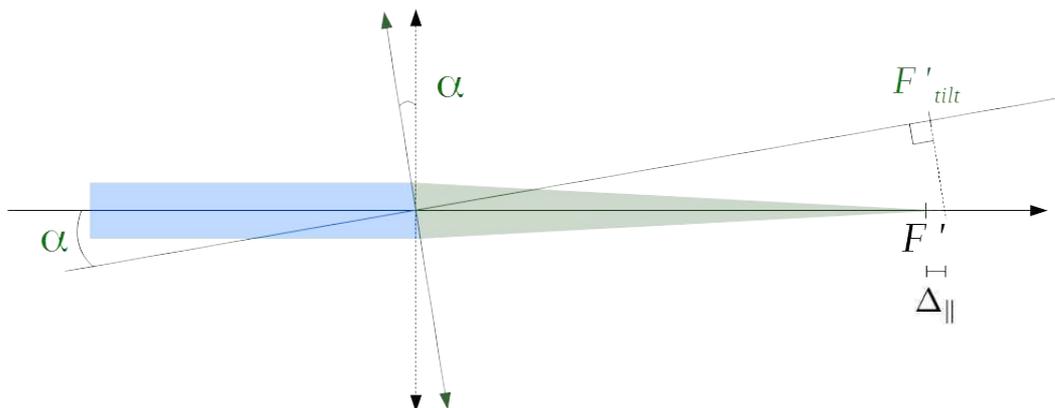


FIGURE E.1 – Cas du tilt de la lentille

Passons maintenant au cas où la lentille est décalée transversalement. On note s_{Δ} ce décalage. On a encore une fois une modification de la position de l'axe optique de la lentille. Cependant, le plan focal étant inchangé, le faisceau vient se focaliser dans le

même plan. Il n'y a alors qu'un décalage transverse Δ_{\perp} qui est exactement le même que le décalage de la lentille s_{Δ} :

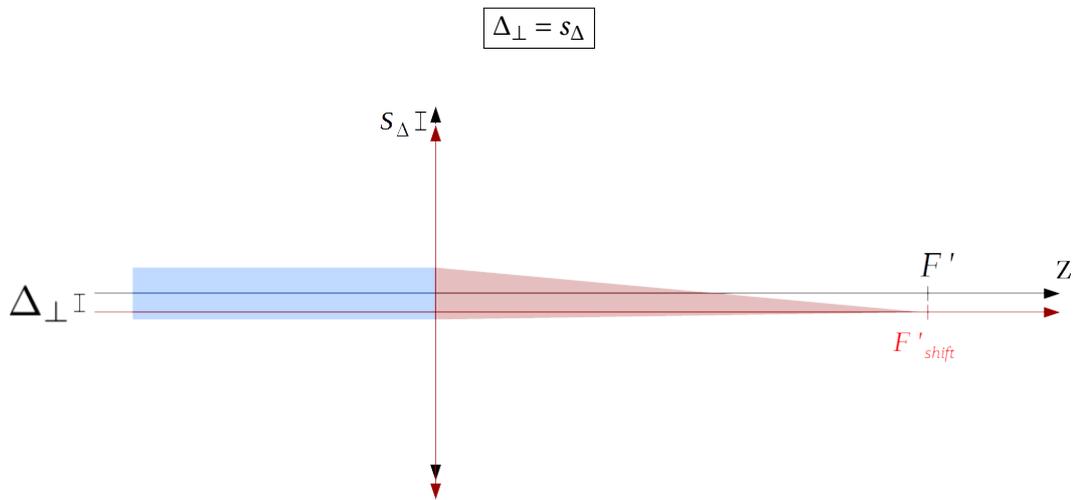


FIGURE E.2 – Cas du shift de la lentille

Dessin technique de la breadboard utilisée pour la chambre de science

Dans la figure F.1 est présenté le dessin technique de la *breadboard* conçue pour soutenir la chambre de science ainsi que les optiques nécessaires à la mise en place des faisceaux utilisés dans cette chambre.

Cette *breadboard* a été fabriquée par l'entreprise *TMC* à partir d'une table optique dont la raideur est assurée par une structure interne en nid d'abeille. De part et d'autre de cette structure sont soudés des plaques en acier percées de trous *M6*. Afin d'avancer au plus près la *breadboard* de la chambre du piège magnéto-optique, une ouverture en demi-lune a été faite sur un des côtés de la *breadboard*. Des ouvertures ont été usinées pour l'imagerie ainsi que pour laisser passer la traversée de câbles. Enfin, une ouverture rectangulaire a été creusée sur un côté afin de laisser passer les faisceaux transport dont le montage optique commence sur la table optique. Les faisceaux utilisés pour les réseaux horizontaux et verticaux sont acheminés sur la *breadboard* par des fibres optiques, c'est pourquoi il n'a pas été nécessaire de prévoir des ouvertures supplémentaires.

Dessin technique des électrodes utilisées

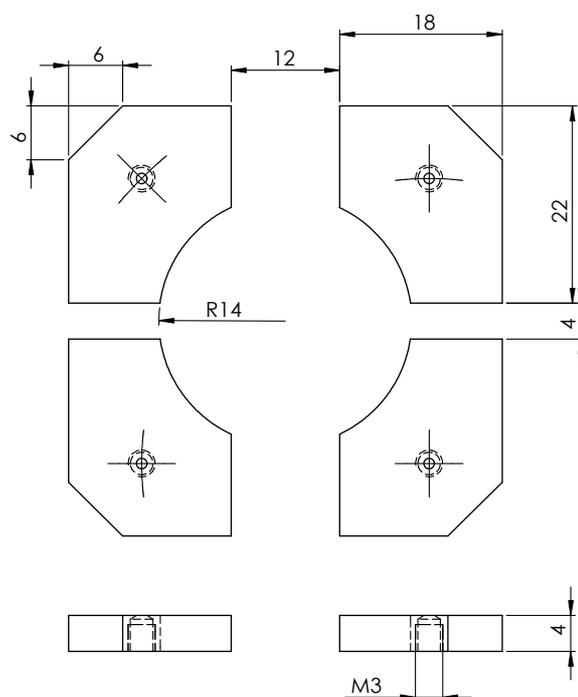


FIGURE G.1 – Mise en plan des électrodes. La distance entre les deux plans d'électrodes est de 12,6 mm.

Bibliographie

- [1] T. LANGEN, R. GEIGER et J. SCHMIEDMAYER, *Ultracold Atoms out of Equilibrium*, *Annual Review of Condensed Matter Physics* **6**, 201-217 (2015).
- [2] A. POLKOVNIKOV, K. SENGUPTA, A. SILVA et M. VENGALATTORE, *Nonequilibrium Dynamics of Closed Interacting Quantum Systems*, *Reviews of Modern Physics* **83**, 863-883 (2011).
- [3] S. WILL, D. IYER et M. RIGOL, *Observation of coherent quench dynamics in a metallic many-body state of fermionic atoms*, *Nature Communications* **6**, 6009 (2015).
- [4] M. GREINER, O. MANDEL, T. W. HÄNSCH et I. BLOCH, *Collapse and revival of the matter wave field of a Bose–Einstein condensate*, *Nature* **419**, 51-54 (2002).
- [5] S. TROTZKY, Y.-A. CHEN, A. FLESCH, I. P. MCCULLOCH, U. SCHOLLWÖCK, J. EISERT et I. BLOCH, *Probing the relaxation towards equilibrium in an isolated strongly correlated one-dimensional Bose gas*, *Nature Physics* **8**, 325-330 (2012).
- [6] M. ENDRES, T. FUKUHARA, D. PEKKER, M. CHENEAU, P. SCHAUF, C. GROSS, E. DEMLER, S. KUHR et I. BLOCH, *The ‘Higgs’ amplitude mode at the two-dimensional superfluid/Mott insulator transition*, *Nature* **487**, 454-458 (2012).
- [7] E. H. LIEB, *The finite group velocity of quantum spin systems*, 7.
- [8] S. BRAVYI, M. B. HASTINGS et F. VERSTRAETE, *Lieb-Robinson Bounds and the Generation of Correlations and Topological Quantum Order*, *Physical Review Letters* **97**, 050401 (2006).
- [9] P. CALABRESE et J. CARDY, *Time Dependence of Correlation Functions Following a Quantum Quench*, *Physical Review Letters* **96**, 136801 (2006).
- [10] D. JAKSCH, C. BRUDER, J. I. CIRAC, C. W. GARDINER et P. ZOLLER, *Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices*, *Physical Review Letters* **81**, 3108-3111 (1998).
- [11] M. P. A. FISHER, P. B. WEICHMAN, G. GRINSTEIN et D. S. FISHER, *Boson localization and the superfluid-insulator transition*, *Physical Review B* **40**, 546-570 (1989).
- [12] M. CHENEAU, P. BARMETTLER, D. POLETTI, M. ENDRES, P. SCHAUF, T. FUKUHARA, C. GROSS, I. BLOCH, C. KOLLATH et S. KUHR, *Light-cone-like spreading of correlations in a quantum many-body system*, *Nature* **481**, 484-487 (2012).

- [13] J. P. RONZHEIMER, M. SCHREIBER, S. BRAUN, S. S. HODGMAN, S. LANGER, I. P. MCCULLOCH, F. HEIDRICH-MEISNER, I. BLOCH et U. SCHNEIDER, *Expansion Dynamics of Interacting Bosons in Homogeneous Lattices in One and Two Dimensions*, *Physical Review Letters* **110**, 205301 (2013).
- [14] U. SCHNEIDER, L. HACKERMÜLLER, J. P. RONZHEIMER, S. WILL, S. BRAUN, T. BEST, I. BLOCH, E. DEMLER, S. MANDT, D. RASCH et A. ROSCH, *Fermionic transport and out-of-equilibrium dynamics in a homogeneous Hubbard model with ultracold atoms*, *Nature Physics* **8**, 213-218 (2012).
- [15] W. WITCZAK-KREMPA, E. S. SØRENSEN et S. SACHDEV, *The dynamics of quantum criticality revealed by quantum Monte Carlo and holography*, *Nature Physics* **10**, 361-366 (2014).
- [16] P. JURCEVIC, B. P. LANYON, P. HAUKE, C. HEMPEL, P. ZOLLER, R. BLATT et C. F. ROOS, *Quasiparticle engineering and entanglement propagation in a quantum many-body system*, *Nature* **511**, 202-205 (2014).
- [17] P. RICHERME, Z.-X. GONG, A. LEE, C. SENKO, J. SMITH, M. FOSS-FEIG, S. MICHALAKIS, A. V. GORSHKOV et C. MONROE, *Non-local propagation of correlations in quantum systems with long-range interactions*, *Nature* **511**, 198-201 (2014).
- [18] C.-F. CHEN et A. LUCAS, *Finite Speed of Quantum Scrambling with Long Range Interactions*, *Physical Review Letters* **123**, 250605 (2019).
- [19] T. KUWAHARA et K. SAITO, *Strictly Linear Light Cones in Long-Range Interacting Systems of Arbitrary Dimensions*, *Physical Review X* **10**, 031010 (2020).
- [20] M. C. TRAN, C.-F. CHEN, A. EHRENBERG, A. Y. GUO, A. DESHPANDE, Y. HONG, Z.-X. GONG, A. V. GORSHKOV et A. LUCAS, *Hierarchy of Linear Light Cones with Long-Range Interactions*, *Physical Review X* **10**, 031009 (2020).
- [21] W. S. BAKR, J. I. GILLEN, A. PENG, S. FÖLLING et M. GREINER, *A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice*, *Nature* **462**, 74-77 (2009).
- [22] J. F. SHERSON, C. WEITENBERG, M. ENDRES, M. CHENEAU, I. BLOCH et S. KUHR, *Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic Mott insulator*, *Nature* **467**, 68-72 (2010).
- [23] H. KATORI, T. IDO, Y. ISOYA et M. KUWATA-GONOKAMI, *Magneto-Optical Trapping and Cooling of Strontium Atoms down to the Photon Recoil Temperature*, *Physical Review Letters* **82**, 1116-1119 (1999).
- [24] S. STELLMER, M. K. TEY, B. HUANG, R. GRIMM et F. SCHRECK, *Bose-Einstein Condensation of Strontium*, *Physical Review Letters* **103**, 200401 (2009).
- [25] R. YAMAMOTO, J. KOBAYASHI, T. KUNO, K. KATO et Y. TAKAHASHI, *An ytterbium quantum gas microscope with narrow-line laser cooling*, *New Journal of Physics* **18**, 023016 (2016).

BIBLIOGRAPHIE

- [26] A. MOLINERI, *Un Nouveau Dispositif Pour Étudier La Relaxation d'un Système Quantique à N Corps*, thèse de doct. (Université Paris-Saclay, nov. 2019), hal : [tel-02452462](https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02452462).
- [27] R. MUKHERJEE, J. MILLEN, R. NATH, M. P. A. JONES et T. POHL, *Many-body physics with alkaline-earth Rydberg lattices*, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **44**, 184010 (2011).
- [28] C. L. VAILLANT, M. P. A. JONES et R. M. POTVLIERGE, *Long-range Rydberg–Rydberg interactions in calcium, strontium and ytterbium*, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **45**, 135004 (2012).
- [29] A. GAËTAN, *Intrication de deux atomes en utilisant le blocage de Rydberg*, *Annales de Physique* **34**, 1-159 (2009).
- [30] J. MILLEN, G. LOCHHEAD, G. R. CORBETT, R. M. POTVLIERGE et M. P. A. JONES, *Spectroscopy of a cold strontium Rydberg gas*, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **44**, 184001 (2011).
- [31] L. COUTURIER, I. NOSSKE, F. HU, C. TAN, C. QIAO, Y. H. JIANG, P. CHEN et M. WEIDEMÜLLER, *Measurement of the Strontium Triplet Rydberg Series by Depletion Spectroscopy of Ultracold Atoms*, *Physical Review A* **99**, 022503 (2019).
- [32] C. GAUL, B. J. DESALVO, J. A. AMAN, F. B. DUNNING, T. C. KILLIAN et T. POHL, *Resonant Rydberg Dressing of Alkaline-Earth Atoms via Electromagnetically Induced Transparency*, *Physical Review Letters* **116**, 243001 (2016).
- [33] D. WELD, *Weld Lab - University of California Santa Barbara*, <http://web.physics.ucsb.edu/~weld/research/>.
- [34] S. BLATT, *Ultracold Strontium at MPQ*, <https://ultracold.sr/research/>.
- [35] I. KNOTTNERUS, S. PYATCHENKOV, O. ONISHCHENKO, A. URECH, G. A. SIVILOGLOU et F. SCHRECK, *Microscope Objective for Imaging Atomic Strontium with 0.63 Micrometer Resolution*, *Optics Express* **28**, 11106 (2020).
- [36] M. SCHIOPPO, N. POLI, M. PREVEDELLI, S. FALKE, C. LISDAT, U. STERR et G. M. TINO, *A Compact and Efficient Strontium Oven for Laser-Cooling Experiments*, *Review of Scientific Instruments* **83**, 103101 (2012), [arXiv :1209.5639](https://arxiv.org/abs/1209.5639).
- [37] J. GROTTI, *A transportable optical lattice clock for metrology and geodesy*, thèse de doct. (Hannover : Institutionelles Repositorium der Leibniz Universität Hannover, 2018).
- [38] S. STELLMER, *Degenerate Quantum Gases of Strontium*, thèse de doct. (University of Innsbruck, mai 2014).
- [39] Y. SHIMADA, Y. CHIDA, N. OHTSUBO, T. AOKI, M. TAKEUCHI, T. KUGA et Y. TORII, *A simplified 461-nm laser system using blue laser diodes and a hollow cathode lamp for laser cooling of Sr*, *Review of Scientific Instruments* **84**, 063101 (2013).
- [40] D. J. MCCARRON, S. A. KING et S. L. CORNISH, *Modulation Transfer Spectroscopy in Atomic Rubidium*, *Measurement Science and Technology* **19**, 105601 (2008), [arXiv :0805.2708](https://arxiv.org/abs/0805.2708).

- [41] K. R. VOGEL, T. P. DINNEEN, A. C. GALLAGHER et J. L. HALL, *Experiments with Strontium in a Vapor Cell Magneto-Optic Trap*, in (15 mai 1998), p. 77-84.
- [42] V. SCHKOLNIK, J. R. WILLIAMS et N. YU, *Generating 500 mW for Laser Cooling of Strontium Atoms by Injection Locking a High Power Laser Diode*, (24 avr. 2020) [arXiv:2004.11732 \[physics\]](https://arxiv.org/abs/2004.11732), <http://arxiv.org/abs/2004.11732> (visité le 05/05/2020).
- [43] J. DALIBARD, *Une brève histoire des atomes froids*, disponible en ligne www.college-de-france.fr/site/jean-dalibard/course-2014-2015.htm (Collège de France, 2015).
- [44] F. GAO, H. LIU, P. XU, X. TIAN, Y. WANG, J. REN, H. WU et H. CHANG, *Precision measurement of transverse velocity distribution of a strontium atomic beam*, *AIP Advances* **4**, 027118 (2014).
- [45] P. H. MORIYA, M. O. ARAÚJO, F. TODÃO, M. HEMMERLING, H. KESSLER, R. F. SHIOZAKI, R. C. TEIXEIRA et P. W. COURTEILLE, *Comparison between 403 Nm and 497 Nm Repumping Schemes for Strontium Magneto-Optical Traps*, (24 juin 2018) [arXiv:1806.09176 \[physics\]](https://arxiv.org/abs/1806.09176), <http://arxiv.org/abs/1806.09176> (visité le 21/07/2020).
- [46] R. W. P. DREVER, J. L. HALL, F. V. KOWALSKI, J. HOUGH, G. M. FORD, A. J. MUNLEY et H. WARD, *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry* **31**, 97-105 (1983).
- [47] P. DUBÉ, A. A. MADEJ, J. E. BERNARD, L. MARMET et A. D. SHINER, *A narrow linewidth and frequency-stable probe laser source for the 88Sr+ single ion optical frequency standard*, *Applied Physics B* **95**, 43-54 (2009).
- [48] H. MÜLLER, *Modern Optical Tests of Relativity.Pdf*, thèse transmise sur demande par le fabricant \textit{QBIG}. (Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, 2003).
- [49] T. H. LOFTUS, T. IDO, M. M. BOYD, A. D. LUDLOW et J. YE, *Narrow line cooling and momentum-space crystals*, *Physical Review A* **70**, 063413 (2004).
- [50] G. FERRARI, P. CANCIO, R. DRULLINGER, G. GIUSFREDI, N. POLI, M. PREVEDELLI, C. TONINELLI et G. M. TINO, *Precision Frequency Measurement of Visible Intercombination Lines of Strontium*, *Physical Review Letters* **91**, 243002 (2003).
- [51] I. COURTILLOT, A. QUESSADA-VIAL, A. BRUSCH, D. KOLKER, G. D. ROVERA et P. LEMONDE, *Accurate spectroscopy of Sr atoms*, *The European Physical Journal D* **33**, 161-171 (2005).
- [52] J. E. THOMAS, M. J. KELLY, J. -P. MONCHALIN, N. A. KURNIT et A. JAVAN, *Transit-time effects in power-broadened Doppler-free saturation resonances*, *Physical Review A* **15**, 2356-2365 (1977).
- [53] C. J. BORDE, J. L. HALL, C. V. KUNASZ et D. G. HUMMER, *Saturated absorption line shape : Calculation of the transit-time broadening by a perturbation approach*, **28**.
- [54] J. A. G. RDMALNE, *Molecular Beam Formation by Long Parallel Tubes*, 10 (2014).
- [55] É. MARÉCHAL, *Communication Privée*.
- [56] L. B. BEGUIN, *Measurement of the van der Waals interaction between two Rydberg atoms* (Institut d'Optique Graduate School, 2013), hal : [pastel-00936072](https://hal.archives-ouvertes.fr/pastel-00936072).

BIBLIOGRAPHIE

- [57] Y. BIDEL, *Piégeage et refroidissement laser du strontium, Etude de l'effet des interférences en diffusion multiple*, 393.
- [58] Y. N. M. de ESCOBAR, *DissertationMartinez_LabCopy.Pdf*, disponible en ligne http://ultracold.rice.edu/publications/DissertationMartinez_LabCopy.pdf (RICE UNIVERSITY, 2012).
- [59] J. V. DONGEN, *Study of background gas collisions in atomic traps*, 154.
- [60] M. SCHOLL, *Probing an ytterbium Bose-Einstein condensate using an ultranarrow optical line : towards artificial gauge fields in optical lattices*, thèse de doct. (Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 19 déc. 2014), hal : [tel-01165961](https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01165961).
- [61] A. COUVERT, T. KAWALEC, G. REINAUDI et D. GUERY-ODELIN, *Optimal Transport of Ultracold Atoms in the Non-Adiabatic Regime*, *EPL (Europhysics Letters)* **83**, 13001 (2008).
- [62] K. NAKAGAWA, Y. SUZUKI, M. HORIKOSHI et J. KIM, *Simple and efficient magnetic transport of cold atoms using moving coils for the production of Bose-Einstein condensation*, *Applied Physics B* **81**, 791-794 (2005).
- [63] J. LÉONARD, M. LEE, A. MORALES, T. M. KARG, T. ESSLINGER et T. DONNER, *Optical Transport and Manipulation of an Ultracold Atomic Cloud Using Focus-Tunable Lenses*, *New Journal of Physics* **16**, 093028 (2014).
- [64] S. SCHMID, G. THALHAMMER, K. WINKLER, F. LANG et J. H. DENSCHLAG, *Long Distance Transport of Ultracold Atoms Using a 1D Optical Lattice*, *New Journal of Physics* **8**, 159-159 (2006).
- [65] T. L. GUSTAVSON, A. P. CHIKKATUR, A. E. LEANHARDT, A. GORLITZ, S. GUPTA, D. E. PRITCHARD et W. KETTERLE, *Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers*, *Physical Review Letters* **88**, 020401 (2001).
- [66] D. A. STECK, *Quantum and Atom Optics*, disponible en ligne <http://steck.us/teaching> (revision 0.12.6) (23 avr. 2019).
- [67] F. HARRIS, *On the Use of Windows for Harmonic Analysis with the Discrete Fourier Transform*, *Proceedings of the IEEE* **66**, 51-83 (1978).
- [68] M. NA, *Optical transport of cold atoms* (), p. 10.
- [69] C. GROSS, H. C. J. GAN et K. DIECKMANN, *All-Optical Production and Transport of a Large ^6Li Quantum Gas in a Crossed Optical Dipole Trap*, *Physical Review A* **93**, 053424 (2016).
- [70] F. FINGER, *A Transport Laser with Shape and Amplitude Control for Ultracold Strontium Atoms*, (2018) http://ultracold.sr/publications/thesis_fabian_finger.pdf.
- [71] A. MARÉCHAL, *Étude Des Effets Combinés de La Diffraction et Des Aberrations Géométriques Sur l'image d'un Point Lumineux* (Éditions de la Revue d'optique théorique et instrumentale, 1948).
- [72] A. DUBOIS, *Optique de Fourier*, disponible en ligne paristech.institutoptique.fr/site.php?id=24 (IOGS, 2019).

- [73] J. DALIBARD, *Réseaux Optiques : Les Principes de Base*, disponible en ligne www.college-de-france.fr/site/jean-dalibard/course-2012-2013.htm (Collège de France, 24 mai 2013).
- [74] A. COOPER, J. P. COVEY, I. S. MADJAROV, S. G. PORSEV, M. S. SAFRONOVA et M. ENDRES, *Alkaline-Earth Atoms in Optical Tweezers*, *Physical Review X* **8**, 041055 (2018).
- [75] V. V. IVANOV et S. GUPTA, *Laser-driven Sisyphus cooling in an optical dipole trap*, *Physical Review A* **84**, 063417 (2011).
- [76] F. DALFOVO, S. GIORGINI, L. P. PITAEVSKII et S. STRINGARI, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*, *Reviews of Modern Physics* **71**, 463-512 (1999).
- [77] S. SUCCI, F. TOSCHI, M. TOSI et P. VIGNOLO, *Bose-Einstein Condensates and the Numerical Solution of the Gross-Pitaevskii Equation*, *Computing in Science and Engineering* **7**, 48-57 (2005).
- [78] A. MINGUZZI, *Numerical methods for atomic quantum gases with applications to Bose-Einstein condensates and to ultracold fermions*, *Physics Reports* **395**, 223-355 (2004).
- [79] S. STRELKIN, A. GALYSHEV, O. BERDASOV, A. GRIBOV, D. SUTYRIN, K. KHABAROVA, N. KOLACHEVSKY et S. SLYUSAREV, *Narrow Line Cooling of ^{88}Sr Atoms in the Magneto-optical Trap for Precision Frequency Standard*, *Physics Procedia* **72**, 184-188 (2015).

Titre: Transport et confinement optique d'atomes de strontium pour une expérience de microscope à gaz quantique

Mots clés: Gaz quantiques, Pince optique, Condensat de Bose-Einstein, Strontium, Spectroscopie, Microscope à gaz quantiques

Résumé: Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse portent sur la construction d'un nouveau dispositif pour atomes froids de strontium 84. Les expériences réalisées sur ce montage porteront sur la dynamique de relaxation de gaz quantiques hors équilibre. Cette dynamique est étudiée pour des gaz bidimensionnels sur réseau. Ce manuscrit de thèse s'attache à décrire la conception des systèmes optiques utilisés pour piéger et manipuler les gaz lors des expériences. En particulier, le montage optique utilisé pour le transport des atomes

entre deux positions de l'enceinte à vide est présenté. La solution choisie pour la réalisation du piège bidimensionnel est elle aussi détaillée. Enfin, un microscope à gaz quantiques est mis en place afin de mesurer in situ les fonctions de corrélation spatiales à partir de la répartition des atomes dans le piège bidimensionnel. Une caractérisation du microscope est présentée dans ce manuscrit. Bien que la conception des différents systèmes optiques soit terminée dans sa première version, il nous reste quelques étapes de construction avant d'achever le montage de notre dispositif expérimental.

Title: Optical transport and confinement of strontium atoms for a quantum gas microscope experiment

Keywords: Quantum gases, Optical tweezer, Bose-Einstein condensate, Strontium, Spectroscopy, Quantum gas microscope

Abstract: This manuscript presents the construction of a new quantum ultracold atom experiment using strontium 84. The aim of this experiment is to study the relaxation dynamics of quantum gases initially prepared in an out-of-equilibrium state. We will investigate bidimensional gases on a lattice. This manuscript aims to describe the optical systems designed for trapping and manipulating the atoms during the experiment. Specifically, we present our

optical solution to transport the atoms between locations in the vacuum chamber. We also discuss the choices we made to create the bidimensional lattice. Lastly, a quantum gas microscope is implemented to measure the spatial correlation functions from the atoms' distribution in the lattice. A characterization of the microscope is laid out in this manuscript. Though we determined a first version of our optical systems, there are still a few steps needed to complete the experimental setup.

