



HAL
open science

Développement d'un système d'imagerie superrésolue d'un gaz d'atomes ultrafroids piégés dans des réseaux

Caroline Busquet

► **To cite this version:**

Caroline Busquet. Développement d'un système d'imagerie superrésolue d'un gaz d'atomes ultrafroids piégés dans des réseaux. Optique [physics.optics]. Université de Bordeaux, 2017. Français. NNT : 2017BORD0749 . tel-02385675

HAL Id: tel-02385675

<https://theses.hal.science/tel-02385675>

Submitted on 29 Nov 2019

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.

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Bordeaux

SPÉCIALITÉ : "LASERS, MATIÈRE, NANOSCIENCES"

présentée et soutenue publiquement par

Caroline BUSQUET

le 28 novembre 2017

**Développement d'un système d'imagerie superrésolue
d'un gaz d'atomes ultrafroids piégés dans des réseaux**

Commission d'examen :

<i>Rapporteuse :</i>	Mme. Hélène PERRIN	LPL
<i>Rapporteur et Président du jury :</i>	M. David GUÉRY-ODELIN	LCAR
<i>Examineur :</i>	M. Ouali ACEF	SYRTE
<i>Directeur de thèse :</i>	M. Philippe BOUYER	LP2N
<i>Responsable entreprise :</i>	M. Bruno DESRUELLE	Muquans
<i>Membres invités :</i>	M. Simon BERNON	LP2N
	M. Fetah BENABID	XLim

Remerciements

Je suis allée sur AUFRONS la fleur au fusil, ne sachant quel chemin tortueux j'allais emprunter. C'est pourquoi il me paraît important d'exprimer mes remerciements envers les personnes qui m'ont accompagnée sur cette route.

Je remercie d'abord Philippe Bouyer de m'avoir accueillie au sein de son laboratoire, de son groupe, et tout simplement pour m'avoir permis de faire cette thèse sur laquelle j'ai pu acquérir de nouvelles compétences dans des domaines diversifiés : physique, optique, mécanique, électronique, informatique... Mes remerciements se dirigent également envers mon encadrant de thèse, Simon Bernon, avec qui j'ai appris à travailler avec une grande autonomie. Ces trois années ont été particulièrement enrichissantes et me font apprécier d'autant plus l'opportunité que j'ai eue de travailler dans une équipe telle que celle de Muquans.

J'exprime également ma gratitude envers les membres du jury pour avoir accepté mon invitation et s'être intéressés à mon travail de thèse : Mme. Hélène Perrin et M. David Guéry-Odelin en tant que rapporteurs, M. Ouali Acef en tant qu'examinateur et M. Fetah Benabid comme membre invité. Je remercie particulièrement Mme. Perrin et M. Guéry-Odelin pour la relecture attentive de mon manuscrit. Les annotations détaillées du manuscrit et l'entretien téléphonique m'ont permis de préparer au mieux ma soutenance.

Un doctorant doit apprendre à être un couteau suisse, multitâches. C'est pourquoi il est important de remercier l'ensemble des équipes administratives et techniques du laboratoire pour avoir également contribué à ma formation : l'équipe de l'atelier de mécanique pour le temps passé à chaque pièce mécanique, que ce soit dans la discussion de la conception ou la réalisation des pièces ; l'équipe d'électronique, pour m'avoir aidé dans mes premiers circuits ; l'équipe administrative, pour m'avoir aidée dans les démarches d'arrivée, dans l'organisation des JDocs et de mes déplacements.

Au sein du laboratoire, je tiens également à exprimer mes remerciements envers toutes les personnes avec lesquelles j'ai pu sympathiser au cours de ces trois années, doctorants et post-doctorants. J'adresse un petit clin d'œil particulier à mon prédécesseur, Hugo, qui m'a transmis son savoir sur l'expérience, ainsi qu'au post-doctorant avec lequel j'ai partagé ma première année, Jin-Yi.

Je voudrais également exprimer mes remerciements envers Bruno Desruelle, qui a garanti le financement de ma thèse dans le cadre d'une convention CIFRE. Au-delà de cet aspect financier, je voudrais également te remercier pour t'être montré disponible, d'avoir suivi le travail effectué sur le projet CIFRE, de m'avoir intégrée au mieux dans l'entreprise en m'invitant à chaque rendez-vous important pendant ma thèse, et de m'avoir accordé le temps nécessaire pour faire l'ensemble des corrections. Je tiens également à exprimer toute ma gratitude pour m'avoir proposé cette opportunité professionnelle de continuer à travailler au sein de Muquans. Je suis particulièrement fière d'intégrer cette nouvelle équipe et de participer à une nouvelle aventure gravimétrique.

Je souhaite également remercier toute l'équipe de Muquans pour leur réactivité sur les interventions sur Julius ou sur les DDS pendant mon doctorat, mais également pour leur accueil et tous les bons moments que nous avons déjà partagés depuis mon arrivée dans l'équipe AQG (notamment leur soutien avant la soutenance!).

Mes remerciements se dirigent également vers les membres d'AquiDoc. L'insertion profession-

nelle est un sujet qui me tient à cœur et j'ai été contente et fière de préparer le Forum et les Afterlabs avec des personnes qui sont devenues maintenant des amis.

Je tiens à faire un remerciement qui va sembler un peu exotique, mais qui me semble important. Tu ne liras jamais ces lignes, même si tu as été très présent. La thèse a été l'occasion de reprendre contact avec toi, je t'avais abandonné depuis quelques années à ce moment-là. Tu es le plus inflexible et impartial de mes compagnons de route, me faisant entendre tous mes faux pas et exaltant les bons. Parfait miroir de mon ressenti à l'instant où je t'écoute, tu as su me faire évader des aléas du travail et je t'en remercie, mon cher piano. J'espère profiter de la fin de la thèse pour reprendre contact avec ta grande sœur, la flûte.

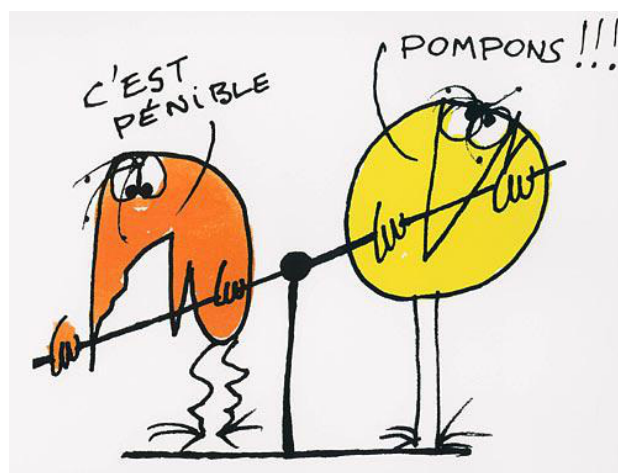
Mes remerciements suivants se tournent cette fois-ci vers mes amis qui me montrent un soutien infaillible, parfois depuis de très nombreuses années : mes amies d'enfance Emeline et Priscille, Romain (merci d'être venu envers et contre toutes les maladies), ma coach sportive et de soirée Maïtena, ... Merci !

Que seraient ces remerciements si je n'évoquais pas mon compagnon sur le front, le coéquipier de tous les instants, Maxime ! Tu as toujours eu le mot pour rire et cette thèse aurait été bien différente si tu n'avais pas été là. Collègue au début, véritable ami aujourd'hui, je n'oublierai pas tous les fous rires que l'on a eus, et l'ambiance qu'on avait dans le bureau avec les craquages du vendredi (qui se sont transformés en craquage quotidien) et les post-it. Que nos soirées entre nous quatre perdurent ! Je te souhaite du succès dans la réalisation de tes rêves professionnels.

Je tiens à remercier ma famille, envers laquelle je serai toujours reconnaissante de leur soutien infaillible et de leur écoute, notamment pendant ces dernières semaines. Merci pour être venus à ma soutenance et/ou d'avoir organisé le pot de thèse, de m'avoir bien gâtée, ou tout simplement pour m'avoir envoyé des messages de soutien. J'espère que vous êtes fiers de moi, que ce soit du Pays Basque ou d'ailleurs, depuis la Terre ou du Ciel.

Enfin, je tiens à t'exprimer toute ma gratitude, William. Je n'en serai sûrement pas arrivée là sans toi. Tu m'accompagnes depuis que nous nous sommes croisés dans les couloirs de l'université de Pau. Tu me redonnes confiance en moi dans les moments de doute, du courage quand je faiblis, et des moments de complicité en permanence. *T'aimi.*

*Estele de la ma,
En tout méchan passatye,
Guide lou toun maynatye
E nous qu'ét prométém
D'ét serbi, d'ét aïma
Toustém, toustém.*



Les Shadoks

Sommaire

Introduction générale	11
I Gaz d'atomes ultrafroids dans des réseaux	15
1. Gaz d'atomes ultrafroids : un objet quantique	15
1.1. Dualité onde-corpuscule - longueur d'onde de de Broglie	16
1.2. Condensat de Bose-Einstein	18
1.2.1. Gaz de bosons sans interaction	18
1.2.2. Gaz de bosons en interaction.	23
2. Refroidissement d'atomes par laser	26
2.1. Pression de radiation	26
2.2. Refroidissement Doppler	28
2.3. Piège Magnéto-Optique	30
2.4. Refroidissement Sisyphe.	31
2.4.1. Configuration lin \perp lin	32
2.4.2. Configuration $\sigma_+ \perp \sigma_-$	35
3. Refroidissement par évaporation	36
3.1. Principe du refroidissement par évaporation	37
3.2. Taux de collisions et régime d'emballement	37
3.3. Refroidissement par évaporation dans des pièges conservatifs.	38
3.3.1. Piège magnétique.	38
3.3.2. Piège dipolaire	41
4. Atomes froids dans des réseaux optiques	43
4.1. Piégeage d'atomes ultrafroids dans des réseaux optiques.	43
4.2. Analogie entre un gaz d'atomes ultrafroids piégé dans un réseau et un cristal réel.	45
4.2.1. Réseau de Bravais - Potentiel périodique d'électrons dans un cristal .	45
4.2.2. Interactions des particules dans un réseau : modèle de Bose-Hubbard .	46
4.3. La distance intersite dans un réseau : vers une nouvelle approche en champ proche	48
4.3.1. Diminution de la périodicité : une augmentation des échelles d'énergie.	48
4.3.2. AUFRONS : Atomes UltraFroids dans des Réseaux Optiques Nano-structurés : une nouvelle approche en champ proche	49
5. Résumé du chapitre	51
II Refroidissement d'atomes de Rubidium 87	53

1. Dispositif expérimental	53
1.1. Présentation de l'espèce atomique	54
1.1.1. Rubidium 87.	54
1.1.2. Perspective : Potassium 40	54
1.2. Enceinte à vide	56
1.2.1. Enceinte du MOT2D	56
1.2.2. Chambre de science.	56
1.3. Laser et banc optique à 780 nm	58
1.4. Bobines de champ magnétique	63
1.5. Détection	65
1.6. Séquenceur	68
2. Séquence expérimentale - Evaporation dans un piège hybride	69
2.1. Séquence de refroidissement	69
2.1.1. Refroidissement Doppler	69
2.1.2. Refroidissement sub-Doppler : mélasse	69
2.1.3. Evaporation dans un piège magnétique	70
2.1.4. Bilan de la séquence	71
2.2. Principe du piège hybride	71
2.3. Simulations numériques	72
2.4. Montage du piège dipolaire	73
2.5. Résultats	74
3. Limitations expérimentales - Reconstruction de l'expérience	76
3.1. Limitations pour obtenir un condensat de Bose-Einstein.	76
3.1.1. Diminution du temps de vie du piège magnétique.	76
3.1.2. Oscillations du nuage d'atomes dans le piège magnétique	76
3.2. Reconstruction de l'expérience	77
3.2.1. Mise en place de racks	77
3.2.2. Changement de l'enceinte à vide	79
3.2.3. Nouveau design de bobines	79
3.3. Nouveaux résultats sur le piège hybride : mise en évidence d'une nouvelle fuite	82
4. Entrée dans le régime de dégénérescence quantique	83
4.1. Optimisation de la séquence de refroidissement.	84
4.1.1. MOT3D.	84
4.1.2. CMOT	86
4.1.3. Mélasse optique	86
4.1.4. Evaporation dans le piège magnétique.	87
4.1.5. Spectroscopie micro-ondes	88
4.1.6. Evaporation dans le piège hybride	91
4.1.7. Bilan de la séquence	94
4.2. Entrée dans le régime de dégénérescence quantique	94
4.2.1. Observation d'un condensat de Bose-Einstein	94
4.2.2. Caractérisation du temps de vie	99
5. Conclusions et perspectives	99

1. Superrésolution : contourner la limite de diffraction pour l'observation de nanostructures	101
1.1. Limite de résolution d'un microscope	102
1.2. Au-delà des limites : la superrésolution	105
1.2.1. Réduction du volume de fluorescence	105
1.2.2. Structure de l'illumination.	106
1.2.3. Superlocalisation de molécules individuelles	106
2. Etat de l'art sur l'imagerie d'atomes froids piégés dans des réseaux	107
3. Détection superrésolue d'atomes ultrafroids piégés dans des réseaux	108
3.1. Modulation des niveaux d'énergie par effet Stark	108
3.1.1. Description générale de l'effet Stark.	108
3.1.2. Déplacement des niveaux d'énergie pour un champ électrique oscillant	109
3.2. Activation sélective des sites pour l'imagerie sub-longueur d'onde.	111
3.2.1. Déplacements lumineux pour les états $ 5S_{1/2}\rangle$ et $ 5P_{3/2}\rangle$	111
3.2.2. Modulation spatiale de la fréquence de résonance.	113
3.2.3. Fréquences de résonance en fonction de la double périodicité	115
3.3. Activation sélective des sites pour différents états de spin	117
3.3.1. Séquence d'activation	117
3.3.2. Rôle de la polarisation des faisceaux.	117
3.3.3. Taux de diffusion de photons.	118
3.3.4. Etude des croisements des niveaux hyperfins	123
3.3.5. Potassium 40	124
4. Dispositif expérimental	126
4.1. Banc optique pour le double réseau	127
4.2. Asservissement d'une diode laser en cavité étendue pour l'activation des sites	128
4.3. Conception et caractérisation du système d'imagerie	131
4.3.1. Conception du dispositif.	131
4.3.2. Caractérisation de la première version de l'objectif	132
4.3.3. Courants de Foucault	136
4.3.4. Deuxième version du système d'imagerie	136
4.4. Design d'une cavité pour l'asservissement en phase des deux réseaux	138
4.4.1. Asservissement de la phase des réseaux par la méthode Pound-Drever-Hall	140
4.4.2. Montage expérimental	142
4.4.3. Résultats	143
5. Conclusions et perspectives	146

1. Transport adiabatique des atomes jusqu'à 5 microns de la surface	149
1.1. Définition de la stratégie de piégeage	150
1.1.1. Transport du nuage au voisinage de la surface : atomes guidés grâce au piège hybride	150
1.1.2. Transport adiabatique à 5 microns de la surface	150
1.2. Transport d'atomes avec le piège hybride	151
1.3. Transition vers le piège de surface	153
1.4. Transport d'atomes avec le piège de surface	153
2. Transport adiabatique des atomes à 250 nm de la surface	157
2.1. Conception du piège	157
2.1.1. Objectifs du piège	157
2.1.2. Stratégies envisagées	157
2.1.3. Piège hybride	160
2.2. Protocole du transport adiabatique	162
2.3. Limite principale du piège : les forces de Casimir	164
3. Conclusions et Perspectives	166
V Développement d'une source laser pour le refroidissement des atomes de potassium	167
1. Description de l'espèce à refroidir : le potassium	167
2. Conception d'une nouvelle architecture laser polyvalente	168
3. Absorption saturée d'une transition - description théorique et application à l'acétylène	170
3.1. Profil d'une raie spectrale d'une espèce atomique	171
3.1.1. Profil d'absorption - Loi de Beer-Lambert	171
3.1.2. Elargissement collisionnel	172
3.1.3. Elargissement Doppler	174
3.1.4. Profil de Voigt	175
3.2. Calcul du profil d'absorption saturée d'une raie spectrale	176
3.3. Etude spectroscopique théorique de l'espèce gazeuse intéressante pour la nouvelle architecture laser : l'acétylène $^{12}C_2H_2$	178
4. Développement expérimental de l'architecture laser	182
4.1. Cellule multipassages - Simulations sur une cellule d'Herriott	183
4.1.1. Cellule d'Herriott : principe	183
4.1.2. Distribution des spots sur les miroirs	184
4.1.3. Taille des spots sur les miroirs	185
4.1.4. Propagation du faisceau sonde	187
4.2. Design du support mécanique de la cellule multipassages	188
4.3. Résultats expérimentaux	189
4.3.1. Montage expérimental : banc optique	189
4.3.2. Profil de transmission obtenu limité par l'effet Doppler	190
4.4. Une alternative : réalisation de l'absorption saturée avec une fibre HC-PCF	191
4.4.1. Fibres HC-PCF : vers de grandes longueurs d'interactions	191
4.4.2. Expérience réalisée en collaboration avec XLim.	193
5. Conclusions et perspectives	194
Conclusion générale et perspectives	197
Références Bibliographiques	201

Introduction générale

L'Homme a toujours cherché à comprendre l'environnement dans lequel il vit, ne serait-ce que pour survivre dans un milieu qui lui était originellement hostile. La physique, du grec *physikê* signifiant *nature*, est née suite aux débats sur l'observation de phénomènes naturels par les philosophes de la Grèce Antique.

Durant l'Antiquité, l'astronomie était une discipline au coeur des préoccupations des philosophes, afin de mieux définir les saisons, et de façon plus générale la notion de temps. C'est pourquoi les physiciens ont développé des modèles mathématiques qui définissent les trajectoires des planètes. Le modèle géocentrique introduit par Hipparque et Ptolémée s'est imposé jusqu'à l'arrivée du modèle héliocentrique au XVI^e siècle proposé par N. Copernic, puis développé par J. Kepler et Galilée. Cette nouvelle conception de l'Univers explique les différences entre les trajectoires des planètes calculées avec le modèle géocentrique et celles qui ont été réellement observées.

Suite à cette divergence de visions pour expliquer un même phénomène, la trajectoire des planètes, s'impose l'interrogation suivante : comment un modèle physique peut-il être validé, perfectionné ?

"[...] Simulation as, the process of designing a computerized model of a system (or process) and conducting experiments with this model for the purpose either of understanding the behavior of the system or of evaluating various strategies for the operation of the system." [1]

Shannon définit ici la simulation comme une méthode permettant de valider un modèle en menant des expériences à partir de ce modèle, dans l'objectif de mieux comprendre le système étudié. La simulation serait ainsi une imitation d'un phénomène réel, visant à corriger un modèle établi ou à le valider (cf. figure 1). Cette méthode existe depuis des milliers d'années, où les mains remplaçaient les ordinateurs dans les calculs. Eudoxe et Ptolémée ont d'ailleurs construit des simulateurs pour reproduire la trajectoire des planètes à partir du modèle géocentrique. Les simulateurs servent ainsi à tester des modèles mis en place pour mieux comprendre le monde dans lequel nous vivons. Grâce à cela, ils sont également des outils pour anticiper l'évolution du système étudié.

Suite aux travaux d'Alan Turing et de John von Neumann, l'invention de l'ordinateur a amélioré les capacités calculatoires et par conséquent la complexité des systèmes étudiés. De plus, les progrès techniques réalisés au XX^e siècle ont permis aux ordinateurs d'être de plus en plus performants grâce à la miniaturisation des transistors (loi de Moore). L'ordinateur a ainsi donné naissance à une nouvelle forme de simulation, purement **numérique**.

Cependant, de nos jours, les systèmes à étudier deviennent de plus en plus complexes. En effet, l'étude de l'infiniment petit a donné naissance à la mécanique quantique qui régit le comportement des particules aux échelles microscopiques voire nanoscopiques. La simulation d'un système à N corps est un bon exemple pour se représenter la difficulté de l'étude. En effet, le nombre de paramètres et d'opérations croît exponentiellement avec la taille du système [2, 3]. Par exemple, si l'on veut résoudre l'équation d'évolution temporelle d'une chaîne de 40 spins 1/2, il faudrait calculer une matrice de dimension $2^{40} \times 2^{40}$ (une matrice pour tenir compte des amplitudes de

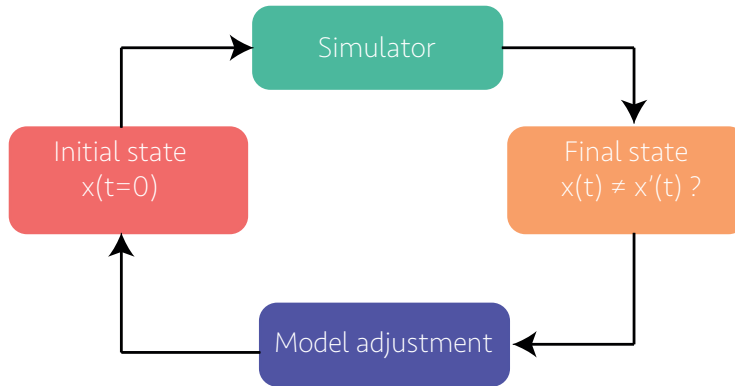


FIG. 1 – Schéma représentant le rôle du simulateur : si l’on veut étudier le mouvement des planètes entre un position initial $x(t = 0)$ et une position finale $x(t)$, il faut établir un modèle qui doit être vérifié par un simulateur. Celui-ci reproduit le système étudié à partir du modèle. Si les deux positions finales correspondent, le modèle est validé; si ce n’est pas le cas, il faut modifier le modèle établi puis recommencer la boucle.

probabilités complexes des spins et une autre matrice pour résoudre l’équation d’évolution temporelle) [3]. En d’autres termes, il s’agit de calculer 10^{24} éléments de matrice : ceci est impossible, même pour les ordinateurs les plus puissants.

Feynman a ainsi envisagé en 1982 un simulateur quantique qui serait en mesure d’utiliser un nombre de variables qui soit proportionnel à la taille du système, autrement dit une machine capable de stocker de l’information exponentiellement :

“The rule of simulation that I would like to have is that the number of computer elements required to simulate a large physical system is only to be proportional to the space-time volume of the physical system. I don’t want to have an explosion.” [2]

Depuis une trentaine d’années, de nombreux travaux de recherches ont ainsi été mis en place pour développer le simulateur quantique de Richard Feynman, principalement suivant deux axes :

- un **ordinateur** quantique, où l’on remplace les éléments binaires classiques (bits) par des éléments binaires quantiques (qubits). Si l’on reprend l’exemple de la chaîne de 40 spins, cela signifierait qu’il faudrait 40 qubits pour traiter le problème, ce qui diminue de façon considérable les ressources physiques nécessaires au calcul.
- un simulateur **analogique** quantique, où l’on conduit une expérience qui vise à reproduire un système quantique étudié avec un autre système quantique dont les paramètres sont contrôlables, à l’instar de celui de Ptolémée. L’un des plus célèbres exemples est l’expérience d’Alain Aspect [4], qui a prouvé le caractère probabiliste de la mécanique quantique, en réalisant concrètement une expérience qui était alors uniquement de pensée : le paradoxe Einstein-Podolsky-Rosen (ou paradoxe EPR). Cette expérience de pensée consistait à évaluer les corrélations entre des paires de photons intriqués. Dans le cadre d’une théorie déterministe des “variables locales cachées”, Bell a prédit les résultats expérimentaux avec l’inégalité suivante :

$$-2 \leq S \leq 2 \tag{1}$$

Où S est un paramètre impliquant l'ensemble des probabilités de mesure de corrélation.

Or, dans l'expérience d'A. Aspect, la valeur du paramètre S trouvée est de 2.697 ± 0.015 [4]. Cette expérience a ainsi permis de clore le débat entre A. Einstein et N. Bohr, en faveur du modèle de mécanique probabiliste proposé par ce dernier.

Ainsi, de nombreux progrès scientifiques et techniques ont été et doivent être encore fournis afin d'atteindre l'objectif fixé par R. Feynman en 1982. Cependant nous pouvons nous interroger sur les applications de ces études : quels sont ces systèmes complexes à étudier ? En réalité, les domaines d'applications sont multiples et c'est pourquoi il est intéressant de réaliser les simulateurs quantiques. Nous présentons ici une liste non exhaustive :

- en biologie : les transferts d'énergie se produisant lors de la photosynthèse [5, 6] ;
- en chimie : les mécanismes mis en jeu lors des réactions telles que l'isomérisation [7] ;
- en astrophysique : la théorie de Hawking expliquant l'expansion rapide de l'Univers à partir des fluctuations quantiques au voisinage d'un trou noir serait intéressante à simuler car il n'existe pas de moyen d'observation directe [8] ;
- en matière condensée : un réseau d'atomes dans un cristal constitue un système à N corps dont les interactions sont impossibles à calculer avec un ordinateur classique : les propriétés des cristaux telles que la conductivité seraient mieux comprises avec des simulateurs quantiques. [9, 10, 11].

Par ailleurs, le projet dans lequel s'inscrit ma thèse cherche à étudier les interactions entre les atomes dans un réseau cristallin. Il s'agit donc de trouver les moyens pour réaliser cet objectif. Actuellement, il existe des technologies de pointe qui ont été mises en oeuvre dans plusieurs domaines de recherche, en voici quelques exemples :

- les supraconducteurs : ces matériaux quantiques sont très prometteurs, l'entreprise *D-Wave* construit d'ailleurs des ordinateurs quantiques en utilisant cette technologie. La capacité de la paire de Cooper à se propager par effet tunnel à travers une bande isolante rend l'inductance du circuit non linéaire (jonction Josephson). L'anharmonicité du potentiel permet d'avoir un système quantique à deux niveaux : les deux directions du flux du champ magnétique créé par le courant dans la boucle supraconductrice [12]. Ces deux états représentent des qubits. Des simulations du modèle de Hubbard, qui définit les interactions entre les atomes dans un réseau, ont été effectuées avec des circuits supraconducteurs [13].
- les photons : le contrôle individuel des photons en fait également un excellent candidat pour les simulations quantiques [14]. Le modèle d'Heisenberg décrivant le magnétisme (les spins) dans le matériau de façon quantique a été reproduit avec des paires de photons intriqués pour simuler les états quantiques dans un tétramère [10].
- les ions piégés : cette technologie est également prometteuse. Les particules chargées peuvent être piégées grâce à leurs interactions avec des champs électriques et magnétiques appliqués, et refroidies grâce à des lasers (cette technique qui sera détaillée ultérieurement est similaire à celle utilisée pour les atomes). Comme les méthodes précédentes, cette technique permet de réaliser un ordinateur quantique ou un simulateur analogique, en raison du contrôle individuel des particules [15]. La simulation du modèle d'Ising décrivant la

transition de phase entre un état paramagnétique d'un cristal et un état ferromagnétique a ainsi pu être reproduite grâce à cela [9]. D'autres études du modèle d'Ising sur des centaines de spins ont pu également être effectuées [16].

- les gaz d'atomes ultrafroids piégés dans des réseaux optiques : leur comportement est analogue à celui des électrons dans un réseau cristallin [17]. De plus, les paramètres de ce système sont très contrôlables grâce à l'interaction entre les atomes et les champs externes qui lui sont appliqués . La maîtrise des interactions via les résonances de Feshbach [18], ainsi que le contrôle du couplage entre les puits avec l'interaction entre les atomes et le réseau, font de ce système un simulateur quantique (analogique) idéal pour étudier les problèmes à N corps. Cette dernière technique est celle utilisée dans le cadre de ma thèse.

Par conséquent, l'objet de ma thèse est de construire un simulateur quantique en piégeant des atomes ultrafroids dans des réseaux, afin de mieux comprendre les interactions entre les électrons dans un réseau cristallin.

Dans ce manuscrit sera d'abord expliqué le refroidissement d'atomes par laser, ainsi que les différentes énergies mises en jeu dans un réseau. Cette argumentation aboutira à une description du projet AUFRONS (Atomes Ultrafroids dans des Réseaux Optiques Nanostructurés) dans lequel s'inscrit ma thèse.

Puis, le dispositif expérimental afin de refroidir les atomes de Rubidium 87 sera présenté dans un deuxième chapitre. Le choix de l'espèce atomique sera argumenté, et la séquence expérimentale de refroidissement jusqu'au régime de dégénérescence quantique sera détaillée.

Dans le troisième chapitre, le principe d'une nouvelle technique d'imagerie sera exposée, ayant pour enjeu de contourner les limites de résolution imposées par les lois de la diffraction. Cette nouvelle méthode permettra par la suite la détection d'atomes piégés dans des réseaux sub-longueur d'onde. Le montage expérimental sera décrit, ainsi que les différentes briques technologiques nécessaires.

D'autre part, le quatrième chapitre a pour but de présenter des résultats de simulations numériques sur le transport d'atomes au voisinage d'une surface, dans le but d'avoir une séquence expérimentale applicable sur l'expérience.

Enfin, une nouvelle architecture laser pour refroidir des atomes de Potassium sera développée dans un cinquième chapitre. Elle propose une agilité fréquentielle indisponible avec les techniques actuelles.

Chapitre I

Gaz d'atomes ultrafroids dans des réseaux

Sommaire

1. Gaz d'atomes ultrafroids : un objet quantique	15
1.1. Dualité onde-corpuscule - longueur d'onde de de Broglie	16
1.2. Condensat de Bose-Einstein	18
2. Refroidissement d'atomes par laser	26
2.1. Pression de radiation	26
2.2. Refroidissement Doppler	28
2.3. Piège Magnéto-Optique	30
2.4. Refroidissement Sisyphe	31
3. Refroidissement par évaporation	36
3.1. Principe du refroidissement par évaporation	37
3.2. Taux de collisions et régime d'emballement	37
3.3. Refroidissement par évaporation dans des pièges conservatifs	38
4. Atomes froids dans des réseaux optiques	43
4.1. Piégeage d'atomes ultrafroids dans des réseaux optiques	43
4.2. Analogie entre un gaz d'atomes ultrafroids piégé dans un réseau et un cristal réel	45
4.3. La distance intersite dans un réseau : vers une nouvelle approche en champ proche	48
5. Résumé du chapitre	51

Les gaz d'atomes ultrafroids dans des réseaux font partie des candidats idéaux pour la simulation quantique des systèmes à N corps, typiquement des électrons dans des réseaux cristallins. En quoi est-il nécessaire de refroidir des atomes pour construire ce simulateur ? Quelles sont les analogies entre les atomes froids piégés dans des réseaux et les électrons qui sont disposés dans les réseaux cristallins ? Ce chapitre a pour but de répondre à ces questions, en présentant d'abord le caractère quantique d'un gaz d'atomes ultrafroids, puis en détaillant les techniques de refroidissement. De plus, une description des interactions mises en jeu pour un gaz d'atomes ultrafroids sera effectuée afin de construire une analogie entre les atomes froids piégés dans des réseaux optiques et les électrons dans les cristaux. Enfin, les enjeux liés à la diminution de la distance intersite du réseau seront une introduction au projet dans lequel s'inscrit ma thèse : AUFRONS (Atomes UltraFroids dans des Réseaux Optiques NanoStructurés).

1. Gaz d'atomes ultrafroids : un objet quantique

Tout d'abord, nous allons démontrer qu'un gaz d'atomes ultrafroids possède des propriétés quantiques, en particulier dans le cas où le régime de dégénérescence quantique est atteint. Ces propriétés font de ce système un objet quantique, brique nécessaire à la construction d'un simulateur quantique.

1.1. Dualité onde-corpuscule - longueur d'onde de de Broglie

"Bref, le moment semblait venu de tenter un effort dans le but d'unifier les points de vue corpusculaire et ondulatoire."[19]

En 1924, suite à la découverte de l'effet photoélectrique, Louis de Broglie a présenté dans son manuscrit de thèse une théorie sur la dualité onde-corpuscule ce qui lui vaudra le prix Nobel en 1929. A toute particule de masse m est associée une onde de longueur d'onde λ via l'équation suivante :

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (\text{I.1})$$

Où h est la constante de Planck et p la quantité de mouvement.

Pour mieux comprendre cette dualité onde corpuscule, nous allons nous intéresser à la fonction de partition z . Elle permet de déterminer l'ensemble des propriétés thermodynamiques du système à l'équilibre. Pour un nuage d'atomes à température T , elle est définie par [20] :

$$z = \iiint \frac{V d^3p}{h^3} \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T}\right) = V \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp}{h} \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T}\right) \right]^3 = \frac{V}{\lambda_{DB,th}^3} \quad (\text{I.2})$$

Où :

- p est la quantité de mouvement ;
- h la constante de Planck ;
- V le volume total considéré, (V/h^3) est la densité d'états dans l'espace des impulsions ;
- m la masse de la particule ;
- k_B la constante de Boltzmann ;
- T la température.

La fonction de partition étant sans dimension, l'intégrale issue de l'équation (I.2) a ainsi la dimension de l'inverse d'une longueur. Celle-ci est définie comme étant la longueur d'onde thermique de de Broglie $\lambda_{DB,th}$:

$$\lambda_{DB,th} = \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp}{h} \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T}\right) \right]^{-1} = \frac{h}{\sqrt{2\pi mk_B T}} \quad (\text{I.3})$$

La longueur d'onde thermique de de Broglie peut ainsi être interprétée comme l'extension spatiale du carré de la fonction d'onde.

Point de vue suivant le principe d'incertitude de Heisenberg :

La longueur d'onde de de Broglie peut être retrouvée en utilisant le principe d'incertitude d'Heisenberg donné par :

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar/2 \quad (\text{I.4})$$

Où Δx est l'incertitude sur la position et $\hbar = h/2\pi$ est la constante de Planck réduite.

Or la quantité Δp est donnée par le théorème d'équipartition de l'énergie :

$$\bar{E} = \frac{1}{2} k_B T \Leftrightarrow \frac{\langle p^2 \rangle}{2m} = \frac{1}{2} k_B T \Leftrightarrow \Delta p = \sqrt{mk_B T} \quad (\text{I.5})$$

Par conséquent, on peut déduire des équations (I.4) et (I.5) l'inégalité suivante :

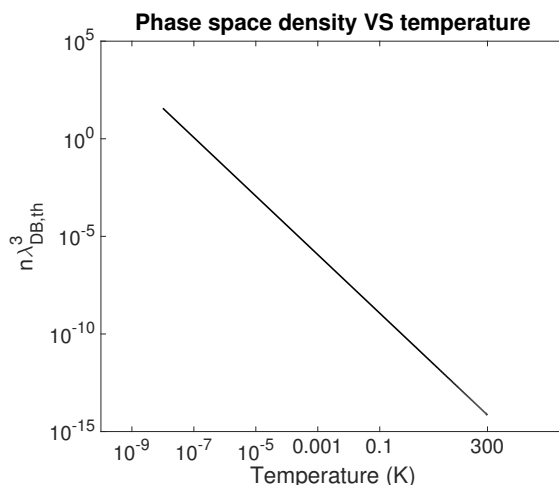


FIG. I.1 – Evolution du produit $n\lambda_{DB,th}^3$, défini comme étant la densité dans l'espace des phases, en fonction de la température, avec n constant et égal à 10^{12} at.cm $^{-3}$

$$\Delta x \geq \frac{\hbar}{2\Delta p} \Leftrightarrow \Delta x \geq \frac{h}{2\sqrt{mk_B T}} \Leftrightarrow \Delta x \geq \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \lambda_{DB,th} \quad (\text{I.6})$$

A un facteur $[2\sqrt{2\pi}]^{-1}$ près, la longueur d'onde thermique de de Broglie équivaut ainsi à l'extension spatiale du carré de la fonction d'onde associée à la particule. Elle constitue par conséquent un bon ordre de grandeur auquel se référer.

L'information cruciale mise en exergue par ces équations est la dépendance entre l'extension spatiale du carré de la fonction d'onde associée à la particule et la température du gaz. En effet, la longueur d'onde thermique de de Broglie est inversement proportionnelle à la racine carrée de la température du gaz (cf. équation (I.3)). En d'autres termes, elle augmente quand le nuage d'atomes devient plus froid.

En effet, si l'on considère un nuage d'atomes de densité constante n , impliquant une distance moyenne interparticule $n^{-1/3}$, le produit $n\lambda_{DB,th}^3$, défini comme étant la densité dans l'espace des phases¹, croît quand la température décroît, comme le montre la figure I.1. En d'autres termes, pour un nuage d'atomes suffisamment froid, l'extension spatiale de la fonction d'onde va être de l'ordre de la distance interparticule. Les propriétés quantiques du gaz deviennent alors observables, ce qui n'est pas le cas à température ambiante car la longueur de de Broglie est très petite devant la distance interparticule. En effet, si l'on considère une distance interparticule d'un micron, la longueur de de Broglie est 10^5 fois plus faible que la distance interparticule à température ambiante ($\lambda_{DB,th} = 2.10^{-11}$ m), alors que les deux quantités sont égales lorsque la température est de 100 nanokelvins. De plus, pour des températures de l'ordre de la centaine de nanokelvins, quand $n\lambda_{DB,th} \sim 1$, les fonctions d'onde associées aux bosons se recouvrent en une fonction d'onde macroscopique unique : le condensat de Bose-Einstein. Les atomes occupent un seul état macroscopique pour former une onde de matière cohérente.

Le processus de refroidissement serait par conséquent analogue à une augmentation de la cohérence de la matière, en partant d'un état incohérent (si l'on fait l'analogie avec la lumière, ce serait équivalent à celle émise par une lampe thermique) à une onde totalement cohérente (comme

1. Le produit $n\lambda_{DB,th}^3$ correspond à la densité dans l'espace des phases (PSD), définie comme le nombre d'atomes dans une boîte ayant pour côté une longueur équivalente à la longueur d'onde de de Broglie [21]. Ce paramètre sera important dans la caractérisation expérimentale du nuage d'atomes froids dans les chapitres suivants.

celle d'un laser, si on reprend la meme analogie). Ce processus est représenté sur la figure I.2.

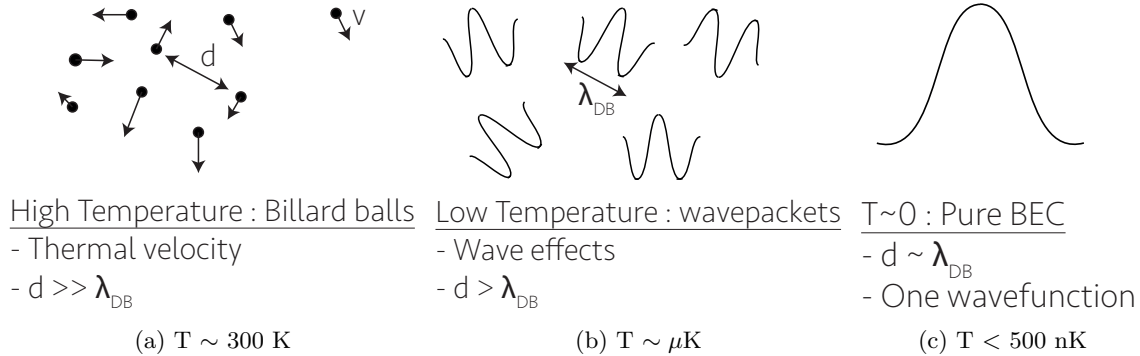


FIG. I.2 – Processus de refroidissement : vers une onde de matière. (a) A température ambiante, la longueur thermique de de Broglie est trop petite pour que le caractère ondulatoire de la particule soit pris en compte. La physique du gaz est traitée de manière classique, chaque atome est analogue à une boule de billard. (b) Pour une température de l'ordre du microkelvin la distance interparticule devient de l'ordre de $\lambda_{DB,th}$, les propriétés quantiques apparaissent (dualité onde-corpuscule). (c) A une température de l'ordre de quelques centaines de nanokelvins, les fonctions d'onde se recouvrent pour former une onde macroscopique quantique : le condensat de Bose-Einstein (BEC).

Le refroidissement d'atomes révèle ainsi le caractère quantique des particules avec des effets ondulatoires de plus en plus marqués. A une température de l'ordre de quelques microkelvins, des expériences d'interférométrie d'ondes de matière peuvent d'ores-et-déjà être menées, analogues à l'interféromètre de Mach-Zehnder pour les ondes lumineuses. Ces études aboutissent à des mesures de très haute précision. Par exemple, les mesures des accélérations sont un élément clef pour tester les principes de la relativité générale. Plusieurs expériences sont d'ailleurs réalisées dans le groupe de recherches dans lequel j'ai effectué mon doctorat, visant à tester le principe d'équivalence faible en mesurant l'accélération relative entre deux corps en chute libre [22] ou à détecter les ondes gravitationnelles [23].

Cependant, le condensat de Bose-Einstein, obtenu à environ 500 nK, est un gaz purement quantique et forme une onde de matière de cohérence maximale (par rapport à un gaz froid de quelques microkelvins). Des franges d'interférences ont été également observées entre deux condensats [24]. Par ailleurs, des travaux de recherche sont en cours depuis les premières expériences qui ont généré des condensats pour créer un laser avec une onde de matière [25, 26]. Nous disposons par conséquent d'un objet quantique pour la construction d'un simulateur quantique. Nous allons ainsi décrire les notions théoriques permettant de comprendre les propriétés particulières du condensat de Bose-Einstein.

1.2. Condensat de Bose-Einstein

1.2.1. Gaz de bosons sans interaction

Nous étudions dans cette partie un gaz de bosons sans interaction afin de simplifier le problème considéré.

Saturation de la population atomique dans les états excités

A ces particules d'impulsion \vec{p} confinées dans une boîte de côté L sont associés des états propres de l'énergie cinétique via la fonction d'onde suivante, avec des conditions aux limites périodiques :

$$\psi(\vec{r}) = \frac{1}{L^{3/2}} \exp\left(i\frac{\vec{p}\cdot\vec{r}}{\hbar}\right), \text{ avec : } \vec{p} = \frac{2\pi\hbar}{L}\vec{n}, \text{ où : } \vec{n} = (n_x, n_y, n_z) \in \mathbb{Z} \quad (\text{I.7})$$

L'énergie associée à ces états propres est ainsi définie par :

$$E_p = \frac{\vec{p}^2}{2m} \quad (\text{I.8})$$

Dans un gaz porté à une température T , le nombre de particules total est la somme des N_p particules occupant les états propres \vec{p} , ce dernier nombre étant donné par la statistique de Bose-Einstein :

$$N = \sum_{\vec{p}} N_p = \sum_{\vec{p}} \left[\exp\left(\frac{E_p - \mu}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (\text{I.9})$$

Où μ est le potentiel chimique, qui doit être inférieur à l'énergie de l'état fondamental E_0 (sinon le nombre de particules à l'état fondamental N_0 serait négatif, ce qui n'a pas de sens physiquement).

Le condensat de Bose-Einstein étant une accumulation de particules dans l'état fondamental, nous allons séparer la population atomique de l'état fondamental N_0 de celle des états excités N_{exc} :

$$N = N_0 + N_{exc} \quad (\text{I.10})$$

Si on introduit la fugacité $Z = \exp(\mu/k_B T)$, on obtient :

$$N_0 = \frac{Z}{1 - Z} \text{ et } N_{exc} = \sum_{\vec{p} \neq 0} \frac{Z}{\exp\left(\frac{E_p}{k_B T}\right) - Z} \quad (\text{I.11})$$

Or, nous avons vu que $\mu < E_0 = 0$, d'après l'équation (I.9). D'où :

$$Z < 1 \Rightarrow N_{exc} < N_{exc}^{max} = \sum_{\vec{p} \neq 0} \frac{1}{\exp\left(\frac{E_p}{k_B T}\right) - 1} \quad (\text{I.12})$$

Pour calculer cette somme et vérifier qu'elle converge, nous allons nous placer à la limite semi-classique, où les écarts entre les niveaux quantiques, de l'ordre de $\hbar^2/(mL^2)$, sont très faibles par rapport à $k_B T$, de sorte que l'on peut passer à la limite continue. A partir de l'équation précédente, on obtient :

$$N_{exc} = \left(\frac{L}{2\pi\hbar}\right)^3 \int \frac{d^3p}{\exp\left(\frac{E_p}{k_B T}\right) - 1} \quad (\text{I.13})$$

avec $(L/(2\pi\hbar))^3 d^3p$ le nombre d'états occupant un volume infinitésimal dans l'espace des impulsions d^3p , d'après l'équation (I.7).

Pour prouver que cette intégrale converge dans le cas tridimensionnel, nous changeons le paramètre d'intégration $d^3p = 4\pi p^2 dp$ par le paramètre d'énergie dE via le changement de variable suivant : $E_p = p^2/2m \Leftrightarrow 2pdp = 2mdE_p$. L'intégrale devient :

$$N_{exc} = \left(\frac{L^3}{4\pi^2} \right) \left(\frac{2m}{\hbar} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\sqrt{E_p} dE_p}{\exp\left(\frac{E_p}{k_B T}\right) - 1} \quad (\text{I.14})$$

Lorsque E tend vers l'infini, l'intégrale converge car $\int_0^\infty \exp(-E_p/k_B T) dE_p$ converge également ($\exp(E_p/k_B T) \gg 1$). Lorsque E tend vers 0, nous devons effectuer un développement limité de l'équation précédente en considérant $\exp(x) \sim 1 + x$:

$$E \rightarrow 0 \Leftrightarrow \frac{\sqrt{E_p}}{\exp\left(\frac{E_p}{k_B T}\right) - 1} \sim \frac{k_B T}{\sqrt{E_p}} \quad (\text{I.15})$$

L'intégrale converge également quand $E \rightarrow 0$ car l'intégrale $\int_0^\infty E^{-1/2}$ converge en $E = 0$. Par conséquent, lorsque μ tend vers 0, le nombre de particules dans l'état excité sature. Les particules restantes s'accumulent donc dans l'état fondamental. C'est ainsi que l'on obtient un condensat de Bose-Einstein.

D'autre part, nous avons vu dans la partie précédente que la densité dans l'espace des phases (PSD) est le produit entre la densité n des particules occupant un volume $V = L^3$ et la longueur d'onde thermique de de Broglie $\lambda_{DB,th}$. Nous pouvons calculer de façon analogue au paragraphe précédent une densité dans l'espace des phases maximale pour les atomes dans les états excités. Ce paramètre est important à définir car nous allons caractériser la densité dans l'espace des phases dans le cadre de notre expérience pour savoir si l'on s'approche du seuil de condensation au fur et à mesure des étapes de la séquence de refroidissement qui sera présentée dans le chapitre suivant.

Pour calculer la densité dans l'espace des phases, on considère l'énergie du système grande devant $k_B T$, ce qui revient à réaliser une intégrale à partir de la somme discrète de l'équation (I.9). Ceci revient à généraliser l'équation (I.13) qui n'est valable que pour $Z \rightarrow 1$. Nous obtenons ainsi l'intégrale suivante :

$$N_{exc} = \left(\frac{L}{2\pi\hbar} \right)^3 \int \frac{Z d^3 p}{\exp\left(\frac{E_p}{k_B T}\right) - Z} \quad (\text{I.16})$$

La densité dans l'espace des phases des particules dans l'état excité est par conséquent :

$$\begin{aligned} PSD &= n \lambda_{DB,th}^3 = \frac{N_{exc}}{L^3} \lambda_{DB,th}^3 \\ &= \left(\frac{\lambda_{DB,th}}{2\pi\hbar} \right)^3 \int \frac{Z d^3 p}{\exp\left(\frac{E_p}{k_B T}\right) - Z} \\ &= \left(\frac{\lambda_{DB,th}}{2\pi\hbar} \right)^3 \int \left[\sum_{n=1}^{+\infty} Z \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T}\right)^n \right] d^3 p \\ &= \text{Li}_{3/2}(Z) \text{ avec : } \text{Li}_\alpha(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^n}{n^\alpha} \end{aligned} \quad (\text{I.17})$$

$\text{Li}_{3/2}(Z)$ est un polylogarithme, qui prend pour valeur 2.612 quand Z tend vers 1 (autrement dit, quand $\mu \rightarrow 0$). Nous pouvons obtenir ainsi la densité critique dans l'espace des phases pour la condensation de Bose-Einstein pour des bosons confinés dans une boîte de longueur L :

$$D_c^{max} = 2.612 \quad (\text{I.18})$$

Quand la densité dans l'espace des phases critique est atteinte pour l'état excité (D_c^{max}), les atomes restant s'accumulent dans l'état fondamental. La densité dans l'espace des phases D_c^{max} donne une bonne estimation du seuil à atteindre pour la condensation du gaz d'atomes froids.

Atomes piégés dans un potentiel harmonique à trois dimensions : température critique

Pour obtenir un gaz d'atomes ultrafroids, nous confinons les particules dans un piège construit par des interactions avec des champs extérieurs appliqués au système, comme nous le verrons dans la suite du manuscrit. Pour comprendre la condensation de Bose-Einstein dans le cas d'atomes confinés, nous définissons un gaz d'atomes piégés dans un potentiel harmonique isotrope $V(\vec{r})$ défini dans un repère cartésien (O, x, y, z) par :

$$V(\vec{r}) = \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (\text{I.19})$$

Où :

- m est la masse de la particule,
- ω_i est la fréquence de piégeage, associée à l'oscillation des atomes dans le piège autour de leur position centrale.

En négligeant les interactions, l'hamiltonien global est la somme des hamiltoniens associés à chaque particule. Nous pouvons définir les états propres de ce système, avec les niveaux d'énergie ϵ_{n_x, n_y, n_z} et la fonction d'onde $\phi_0(\vec{r})$ de l'état fondamental :

$$\begin{cases} \epsilon_{n_x, n_y, n_z} = \left(n_x + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_x + \left(n_y + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_y + \left(n_z + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_z; \\ \phi_0(\vec{r}) = \left(\frac{m\omega_{ho}}{\pi\hbar}\right)^{3/4} \exp\left[-\frac{m}{2\hbar}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)\right]; \end{cases} \quad (\text{I.20})$$

Où $\omega_{ho} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ est la fréquence géométrique moyenne.

D'autre part, nous pouvons séparer les contributions dues à l'état fondamental de celles dues à l'état excité pour définir les niveaux d'énergie correspondant à ces états, ainsi que le nombre d'atomes correspondant, de façon analogue à l'équation (I.11) :

$$\begin{aligned} \epsilon_{n_x, n_y, n_z}^{exc} &= \epsilon_{n_x, n_y, n_z} - \epsilon_{n_x, n_y, n_z}^0 = n_x \hbar\omega_x + n_y \hbar\omega_y + n_z \hbar\omega_z \\ \text{avec : } \epsilon_{0,0,0} &= \frac{1}{2} \hbar\omega_x + \frac{1}{2} \hbar\omega_y + \frac{1}{2} \hbar\omega_z; \end{aligned} \quad (\text{I.21})$$

et :

$$N = N_0 + N_{exc}$$

$$\text{avec : } N_0 = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon_{0,0,0} - \mu}{k_B T}\right) - 1} \quad \text{et} \quad N_{exc} = \sum_{n_x, n_y, n_z \neq 0} \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon_{n_x, n_y, n_z} - \mu}{k_B T}\right) - 1}. \quad (\text{I.22})$$

Le nombre d'atomes dans les états excités peut également être majoré par le cas où $\mu \rightarrow \epsilon_{0,0,0}$ [27] :

$$N_{exc} < N_{exc}^{max} = \sum_{n_x, n_y, n_z \neq 0} \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon_{n_x, n_y, n_z} - \epsilon_{0,0,0}}{k_B T}\right) - 1} \sim \zeta(3) \left(\frac{k_B T}{\hbar\omega}\right)^3 \quad (\text{I.23})$$

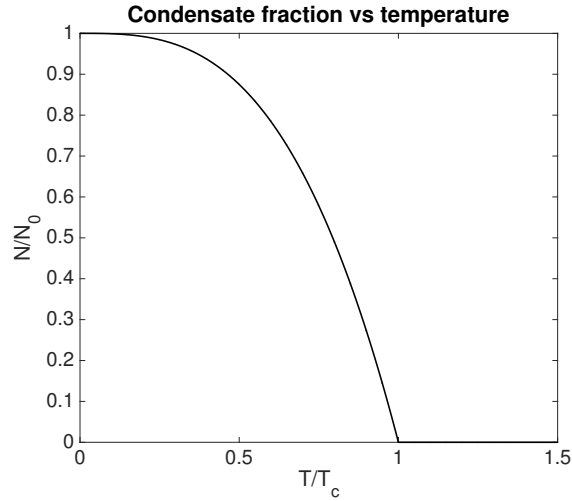


FIG. I.3 – Evolution de la fraction d'atomes condensés en fonction de la température

Où : $\zeta(x)$ est la fonction zêta de Riemann et vaut 1,202 quand $x = 3$.

Nous pouvons déduire de cette équation que le nombre d'atomes dans les états excités possède un maximum quand $\mu \rightarrow \epsilon_{0,0,0}$, de façon analogue aux atomes confinés dans une boîte de côté L .

La température critique est atteinte lorsque le nombre d'atomes N devient égal à N_{exc}^{max} et que les atomes en surplus s'accumulent dans l'état fondamental. En considérant $N \gg N_0$, elle est déduite de l'équation (I.23) la température critique T_c :

$$T_c = \frac{\hbar\omega_{ho}}{k_B} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} \sim 0.94 \frac{\hbar\omega_{ho}}{k_B} N^{1/3} \quad (\text{I.24})$$

Ce paramètre est important d'un point de vue expérimental, car nous mesurons la température du nuage au cours de notre processus de refroidissement (nous détaillerons ce point dans le deuxième chapitre). En caractérisant les fréquences de piégeage, nous sommes capables de définir la température critique à laquelle se produit la transition entre un gaz semi-classique et un gaz purement quantique. Par exemple, si ω_{ho} est de l'ordre de $2\pi \times 230 \text{ Hz}^2$, nous avons une température critique d'un microkelvin pour $N = 10^6$ bosons.

En injectant l'équation (I.24) dans l'équation (I.23), nous pouvons estimer la fraction d'atomes condensés en fonction de la température afin de mieux caractériser la transition (le tracé de la fonction est sur la figure I.3) :

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \quad (\text{I.25})$$

De plus, en considérant l'équation (I.20), nous pouvons calculer la distribution en densité du nuage condensé [28] :

$$n_0(\vec{r}) = N_0 |\phi_0(\vec{r})|^2 = N_0 \left(\frac{m\omega_{ho}}{\pi\hbar} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m}{\hbar} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \right] \quad (\text{I.26})$$

La dimension caractéristique correspondant à ce condensat sans interactions est donnée par l_i où i est la direction considérée :

2. Cette fréquence est de l'ordre de grandeur de la fréquence géométrique moyenne du piège mis en jeu pour obtenir un condensat de Bose-Einstein expérimentalement.

$$l_x = \left(\frac{\hbar}{m\omega_x} \right)^{1/2}, l_y = \left(\frac{\hbar}{m\omega_y} \right)^{1/2}, l_z = \left(\frac{\hbar}{m\omega_z} \right)^{1/2} \quad (\text{I.27})$$

Cette dimension correspond bien à celle de l'état fondamental de l'oscillateur harmonique.

D'autre part, pour déterminer la distribution totale, nous devons tenir compte de la fraction non condensée et calculer la distribution dite "thermique". Cette distribution se déduit de l'équation (I.9), en passant d'une somme discrète à une intégrale (énergie du système grande devant $k_B T$), et en considérant une densité volumique d'états infinitésimale $d^3 n$ égale à $(1/2\pi\hbar)^3 d^3 p$:

$$n_T(\vec{r}) = \int \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \left[\exp\left(\frac{E(\vec{p}, \vec{r})}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1} d\vec{p} \quad (\text{I.28})$$

Où : $E(\vec{p}, \vec{r})$ est l'énergie du système, la somme de l'énergie cinétique des particules ($\vec{p}^2/2m$) et du potentiel externe appliqué ($V_{ext}(\vec{r})$).

La solution de cette intégrale est donnée par :

$$n_T(\vec{r}) = \lambda_{DB,th}^{-3} g_{3/2} \left[\exp\left(-\frac{V_{ext}(\vec{r})}{k_B T}\right) \right] \quad (\text{I.29})$$

Avec $g_\alpha(z) = \sum_0^\infty z^n / n^\alpha$.

Pour le potentiel harmonique isotrope $V_{ext}(\vec{r})$ défini par l'équation (I.19), la dimension caractéristique du nuage thermique dans la direction $i = x, y$ ou z , notée $R_{T,i}$, est donnée par :

$$R_{T,x} = l_x \left[\frac{k_B T}{\hbar\omega_x} \right]^{1/2}; R_{T,y} = l_y \left[\frac{k_B T}{\hbar\omega_y} \right]^{1/2}; R_{T,z} = l_z \left[\frac{k_B T}{\hbar\omega_z} \right]^{1/2} \quad (\text{I.30})$$

Nous pouvons ainsi tracer l'évolution de la distribution totale en fonction de la température du nuage au cours de la condensation (cf. figure I.4).

1.2.2. Gaz de bosons en interaction

Dans la partie précédente, nous avons étudié un gaz de bosons sans interaction. En réalité, les interactions jouent un rôle important dans la description du gaz condensé. Bien qu'elles fassent en principe appel à un problème à N corps, elles peuvent être décrites à la limite du gaz dilué par une approche de champ moyen, où la fonction d'onde à N particules s'écrit comme produit de N fonctions d'ondes à une particule identiques :

$$\psi(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_N) = \prod_1^N \Phi(\vec{r}_i) \quad (\text{I.31})$$

A très basse température, les interactions peuvent être décrites par un potentiel effectif $V_{eff}(\vec{r})$ donné par :

$$V_{eff}(\vec{r}) = g\delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (\text{I.32})$$

Avec :

— g : une constante de couplage dépendant de la longueur de diffusion a_s :

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a_s}{m} \quad (\text{I.33})$$

— δ la distribution de Dirac.

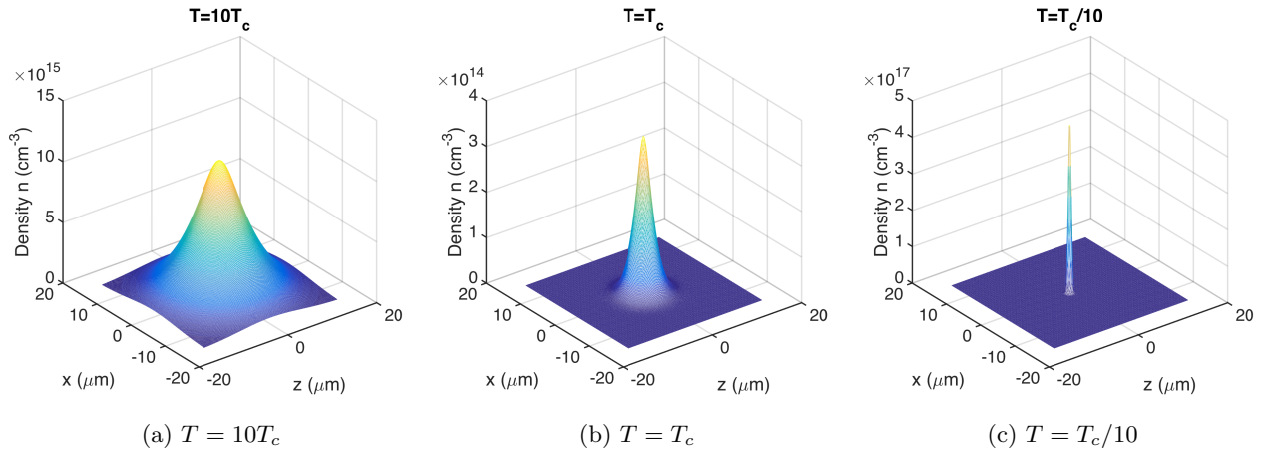


FIG. I.4 – Simulations numériques réalisées sur l'évolution de la distribution en densité d'un gaz d'atomes ultrafroids (Rubidium 87) au cours de la transition vers un condensat de Bose-Einstein. $N = 10^6$, $\omega_{ho} \sim 2\pi \times 230$ Hz (a) Au-dessus de la température critique, la distribution est définie par la statistique de Maxwell-Boltzmann (b) A $T = T_c$, la transition vers un condensat de Bose-Einstein se produit, ce qui implique deux contributions à la distribution totale : celle qui correspond aux particules thermiques non condensées qui obéissent à la statistique de Maxwell-Boltzmann et celle due à la formation du condensat de Bose-Einstein qui est une fonction gaussienne beaucoup plus "piquée" (c) A une température très inférieure à la température critique, nous obtenons un gaz purement quantique, uniquement défini par une fonction d'onde macroscopique $\phi_0(\vec{r})$.

On peut alors montrer que l'état fondamental est donné par la solution de l'équation de Gross-Pitaevskii [28] :

$$\mu\Phi(\vec{r}) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V_{ext}(\vec{r}) + g(N-1)|\Phi(\vec{r}, t)|^2 \right] \Phi(\vec{r}, t) \quad (\text{I.34})$$

où μ est le potentiel chimique.

Les trois termes du membre de droite correspondent respectivement aux contributions de l'énergie cinétique, du potentiel de piégeage et des interactions. Notons que dans le cas d'interactions attractives, la stabilité du condensat n'est plus assurée pour un trop grand nombre d'atomes, car la contribution de l'énergie cinétique, qui tend à ce que les atomes se repoussent, ne suffit plus pour compenser à la fois le piège et les interactions, qui tendent à augmenter la densité du centre. Ce problème ne se pose pas dans le cas d'interactions répulsives et la taille du condensat correspond à un équilibre entre les forces de piégeage d'une part, et les interactions répulsives et l'énergie cinétique d'autre part. L'atome mis en jeu dans notre expérience ayant une longueur de diffusion positive, nous nous placerons dorénavant dans le cas des interactions répulsives ($a_s > 0$).

Dans le cas où l'on étudie la dynamique du condensat, la relation (I.34) peut être généralisée à une équation de Gross-Pitaevskii dépendant du temps :

$$i\frac{\partial\Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V_{ext}(\vec{r}) + g(N-1)|\Phi(\vec{r}, t)|^2 \right] \Phi(\vec{r}, t) \quad (\text{I.35})$$

L'atome mis en jeu dans l'expérience de refroidissement ayant une longueur de diffusion positive, nous nous placerons dans le cas des interactions répulsives pour étudier l'influence de ces

dernières dans la production d'un condensat de Bose-Einstein.

Approximation de Thomas-Fermi [28]

L'équation de Gross-Pitaevskii étant difficile à résoudre analytiquement, nous simplifierons le problème en nous plaçant dans le cadre de l'approximation de Thomas-Fermi. Celle-ci s'applique lorsque l'énergie d'interaction est dominante, ce qui correspond au cas où un grand nombre d'atomes est mis en jeu. Ces conditions concordent à celles du dispositif expérimental construit pendant ma thèse. L'espèce utilisée est le rubidium 87, comme nous le détaillerons dans les chapitres suivants. La longueur de diffusion de cette espèce (a_s) étant positive, les interactions sont ainsi répulsives.

Comme dans la plupart des expériences mettant en jeu un grand nombre N d'atomes, nous pouvons vérifier la condition suivante dans le cadre de cette approximation :

$$\frac{Na_s}{a_{ho}} \gg 1 \text{ avec } : a_{ho} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_{ho}}} \quad (\text{I.36})$$

Ceci implique que le terme d'interaction dans l'équation (I.34) devient prépondérant et on peut ainsi réécrire cette équation sous la forme suivante, pour $N \geq 1$:

$$\mu\Phi(\vec{r}) = V_{ext}(\vec{r})\Phi(\vec{r}) + gN |\Phi(\vec{r}, t)|^2 \Phi(\vec{r}, t) \quad (\text{I.37})$$

Sachant que $n(\vec{r}) = |\Phi(\vec{r})|^2$, on obtient, en multipliant l'équation (I.37) par $\Phi^*(\vec{r})$:

$$\mu = V_{ext}(\vec{r}) + gNn(\vec{r}) \Leftrightarrow n(\vec{r}) = \frac{\mu - V_{ext}(\vec{r})}{Ng} \text{ pour } : \mu \geq V_{ext}(\vec{r}) \quad (\text{I.38})$$

De plus, considérons le potentiel extérieur appliqué $V_{ext}(\vec{r})$ comme celui défini dans l'équation (I.19), soit :

$$V_{ext}(r) = \frac{m}{2} [\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2]$$

Dans ce cas, la condition $n(\vec{r}) = 0$ fixe les limites spatiales du condensat, on obtient ainsi la relation entre le potentiel chimique et la dimension du condensat R_i (pour une direction i donnée) lorsqu'il est en régime d'interactions :

$$\mu = V_{ext}(R_i) \Leftrightarrow \mu = \frac{1}{2}m\omega^2 R_i^2 \Leftrightarrow R_i = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_i^2}} \quad (\text{I.39})$$

La normalisation de $n(\vec{r})$ donne une relation entre le potentiel chimique et le nombre total de particules dans le condensat :

$$\mu = \frac{\hbar\omega_{ho}}{2} \left(\frac{15Na_s}{a_{ho}} \right)^{2/5} \quad (\text{I.40})$$

Le profil de densité a ainsi la forme d'une parabole inversée, comme nous pouvons le constater sur la figure I.5. Cette parabole inversée croise l'axe des abscisses en $z = R_z$. En ce point, la densité s'annule, ce qui nous permet d'établir d'après l'équation (I.38) que $\mu = V_{ext}(R_z)$. Au-delà de ce point, la fonction $n(\vec{r})$ n'est pas définie (cf. équation (I.38)).

L'approximation de Thomas-Fermi est ainsi un formalisme intéressant pour étudier la condensation de Bose-Einstein dans un régime qui est en accord avec celui de l'expérience montée au cours de ma thèse (interactions répulsives, grand nombre d'atomes). Il s'agit par conséquent de détailler la méthode expérimentale qui permet d'aboutir au régime de dégénérescence quantique.

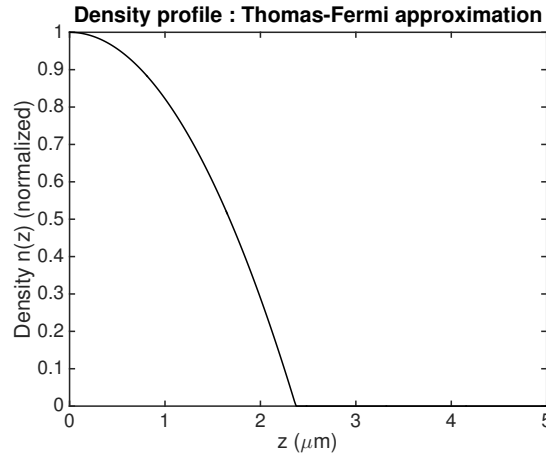


FIG. I.5 – Profil de densité d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes de Rubidium 87 en régime d'interactions dans l'approximation de Thomas-Fermi : $\omega_{ho} = 2\pi \times 230$ Hz, $N = 10^6$.

2. Refroidissement d'atomes par laser

Nous venons d'étudier le condensat de Bose-Einstein, qui est obtenu lorsque la longueur d'onde de de Broglie est très grande, autrement dit lorsque les atomes sont ultrafroids. Pour refroidir un gaz d'atomes initialement à température ambiante jusqu'à atteindre quelques centaines de nanokelvins, une des techniques expérimentales adoptées est le refroidissement d'atomes par laser.

2.1. Pression de radiation

Le principe du refroidissement d'atomes par laser repose sur la pression de radiation, c'est-à-dire la force qu'exerce un laser de fréquence proche d'une transition atomique sur le nuage.

Considérons un atome avec une transition atomique équivalente à un système à deux niveaux. L'énergie équivalente à cette transition est $\hbar\omega_0$, et sa largeur naturelle est notée Γ . Lorsqu'un photon d'énergie $\hbar\omega$ résonante avec la transition ($\hbar\omega = \hbar\omega_0$) se propage au voisinage de l'atome, celui-ci l'absorbe. Durant ce processus, il se produit également un transfert d'impulsion $\hbar\vec{k}$, dans la direction de propagation du photon. L'atome émet ensuite un photon pour retourner dans l'état fondamental, ce qui génère également un transfert d'impulsion. Celui-ci se produit dans une direction aléatoire car l'émission spontanée est isotrope dans le vide. Si l'on considère un grand nombre de cycles, le transfert d'impulsion moyen provenant de l'émission spontanée est nul et seul le transfert d'impulsion lié à l'absorption a un effet moyen non nul. Le principe du fonctionnement est résumé sur la figure I.6.

En utilisant la relation fondamentale de la dynamique, nous pouvons transcrire ce processus sous le format d'une force exercée sur l'atome \vec{F} :

$$\vec{F} = \frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t} = \hbar\vec{k}\Gamma p_e \quad (\text{I.41})$$

- $\Delta\vec{p}$: transfert d'impulsion par cycle d'absorption-émission, égal à $\hbar\vec{k}$;
- $(\Delta t)^{-1} = \Gamma p_e$: cette quantité est connue sous le nom de **taux de diffusion** avec Γ le taux d'émission spontanée (largeur naturelle de la transition et p_e la population de l'état excité).

En résolvant les équations de Bloch optiques [29], nous pouvons calculer la population atomique de l'état excité, qui peut s'exprimer en fonction de l'intensité de saturation I_0 (intensité au-delà de laquelle la population de l'état excité est maximale, les atomes n'absorbent plus de photons)

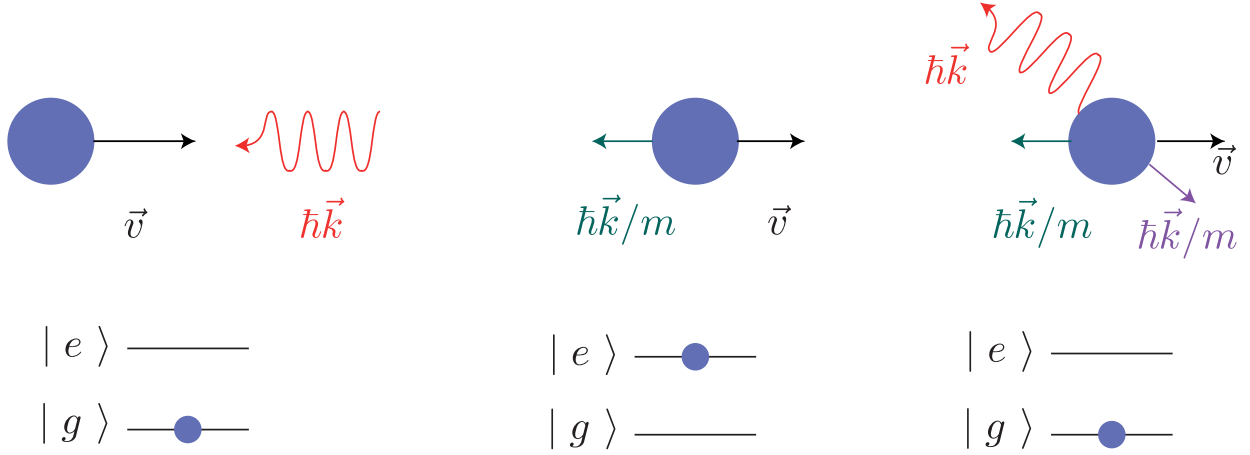


FIG. I.6 – Schéma pour illustrer le refroidissement d'atomes par laser. Dans un premier temps, l'atome absorbe le photon résonant symbolisé par une flèche rouge ($\hbar\vec{k}$) et passe dans l'état excité, ce processus étant accompagné d'un transfert d'impulsion schématisé en vert ($\vec{v} = \hbar\vec{k}/m$). Enfin, l'atome retourne à l'état fondamental en émettant un photon dans une direction aléatoire, symbolisé en violet ($\vec{v} = \hbar\vec{k}/m$).

et de l'intensité du faisceau I désaccordé de la fréquence δ par rapport à la transition :

$$\vec{F} = \hbar\vec{k} \underbrace{\frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + 4\delta^2/\Gamma^2}}_{\Gamma p_e} \quad (\text{I.42})$$

Si l'on considère une très forte saturation de la transition $I/I_0 \gg 1$ et $\delta = \Gamma/2$, nous pouvons donner un ordre de grandeur pour les atomes de Rubidium : $F/m \sim 10^4 g$ où g est l'accélération de la pesanteur. L'équipe de William D. Phillips a expérimentalement montré que la pression de radiation pouvait arrêter un jet d'atomes de sodium, de vitesse $v_0 = 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$ en 50 cm, suite à une décélération de 10^8 cm.s^{-2} , soit $10^5 g$ [30]. La pression de radiation est ainsi une force très importante.

Cependant, pour un atome de vitesse non nulle (\vec{v}), l'effet Doppler modifie la fréquence apparente de l'onde ω_L dans le référentiel de l'atome, qui devient : $\omega_L \rightarrow \omega_L - \vec{k} \cdot \vec{v}$. Par conséquent, il faut modifier la fréquence du laser pour que celui-ci soit "vu" à résonance avec la transition. La force de pression de radiation devient :

$$\vec{F} = \hbar\vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + 4(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})^2/\Gamma^2} \quad (\text{I.43})$$

Cette force permet de modifier la vitesse moyenne des atomes dans le nuage atomique. Cependant, pour refroidir celui-ci, il faut diminuer la largeur de la distribution de vitesse. En effet, celle-ci est directement liée à la température T comme nous pouvons le voir sur la distribution de vitesses de Maxwell-Boltzmann :

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} 4\pi v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) \quad (\text{I.44})$$

L'évolution de la largeur de la distribution de vitesses en fonction de la température est représentée sur la figure I.7.

Cette diminution de la largeur de la distribution de vitesse est obtenue en utilisant une paire de faisceaux contrapropageants.

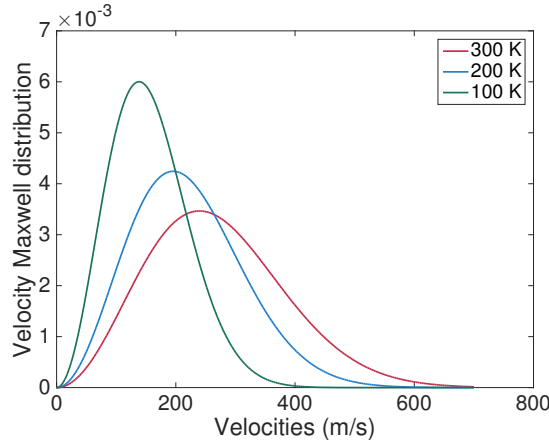


FIG. I.7 – Diminution de la largeur de la distribution de vitesses en fonction de la température

2.2. Refroidissement Doppler

Si l'on considère un atome entre deux faisceaux contrapropageants, nous pouvons refroidir les atomes. C'est l'idée originale proposée par Hänsch et Schawlow en 1975 qui voulaient refroidir des atomes de magnésium [31]. Cette technique repose sur l'effet Doppler. En effet, pour un atome au repos, nous additionnons deux forces qui se compensent, et aucun processus de refroidissement n'est censé se produire car la force moyenne exercée sur l'atome est nulle. Cependant, pour un atome en mouvement, les forces exercées sur l'atome sont différentes suivant la direction de propagation du faisceau. En effet, si l'on se place dans le référentiel de l'atome, celui-ci percevra le photon contrapropageant avec une fréquence plus élevée que celui qui se propage dans la même direction que lui (cf. figure I.8).



FIG. I.8 – Fréquences perçues par l'atome éclairé par deux faisceaux contrapropageants, pour un atome se déplaçant de gauche à droite.

Ce déséquilibre est à l'origine du refroidissement. Si le faisceau est légèrement désaccordé vers le rouge de la transition atomique ($\delta < 0$), l'atome absorbera préférentiellement les photons contrapropageants, de pulsation ω_2 , car ils seront plus proches de la résonance. Les atomes ralentissent sous l'effet de la pression de radiation exercée par le faisceau dont la direction est opposée à celle de leur propagation. Les atomes sont donc soumis à une force qui agit comme un frottement visqueux. Pour mieux s'en rendre compte, nous pouvons calculer la force totale agissant sur le système, qui est la somme des deux pressions de radiation exercées par les deux faisceaux contrapropageants :

$$\vec{F}_{tot} = \underbrace{\vec{F}_+}_{\text{Faisceau contrapropageant}} + \underbrace{\vec{F}_-}_{\text{Faisceau copropageant}} \quad (\text{I.45})$$

où :

$$\vec{F}_{\pm} = \pm \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + 4(\delta \mp \vec{k} \cdot \vec{v})^2/\Gamma^2}, \text{ d'après l'équation (I.43)} \quad (\text{I.46})$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde correspondant au faisceau contrapropageant. Le vecteur d'onde du faisceau copropageant vaut $-\vec{k}$.

Nous obtenons ainsi, en supposant que $\vec{k} \cdot \vec{v} \ll \Gamma$ [29] :

$$\vec{F}_{tot} = \underbrace{\frac{8\hbar k^2 \delta}{\Gamma} \frac{I/I_0}{[1 + I/I_0 + 4\delta^2/\Gamma^2]^2}}_{-\alpha} \vec{v} = -\alpha \vec{v} \quad (\text{I.47})$$

Cette force correspond bien à un frottement visqueux pour un désaccord négatif, de coefficient de friction α , c'est pourquoi on appelle ce processus une **mélasse optique**, que l'on peut généraliser en trois dimensions avec trois paires de faisceaux contrapropageants. Son évolution en fonction de la vitesse est représentée sur la figure I.9.

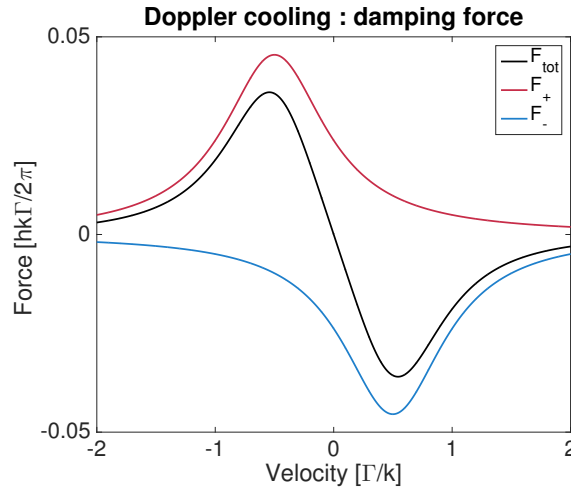


FIG. I.9 – Evolution de la force de friction en fonction de la vitesse des atomes. Le comportement est bien linéaire pour de faibles vitesses ($v \ll \Gamma/k$).

Cette technique de refroidissement est efficace, mais la température atteinte est limitée à une centaine de microkelvins. En effet, ce processus est en compétition avec un chauffage du nuage dû à l'émission spontanée qui se produit au cours des cycles absorption-émission. Les deux transferts d'impulsion se traduisent par un gain en énergie cinétique moyen qui équivaut à :

$$E_{cin} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \hbar \omega_r$$

où ω_r est la fréquence radiale de recul.

Par conséquent, au cours de l'absorption, l'énergie gagnée par l'atome E_{abs} est la somme de deux contributions, l'énergie du photon absorbé et l'énergie due au transfert d'impulsion : $E_{abs} = \hbar \omega_L + \hbar \omega_r$. De même, l'énergie perdue par l'atome pendant le processus de fluorescence E_{emit} est : $E_{emit} = \hbar \omega_L - \hbar \omega_r$. Si l'on fait un bilan énergétique du cycle, on obtient : $E_{cycle} = 2\hbar \omega_r$ [29].

Pour déterminer la température limite du refroidissement Doppler, nous calculons le taux de chauffage et le taux de refroidissement donnés par :

$$\begin{cases} \frac{dE}{dt}_{\text{refroidissement}} = -\vec{F}_{\text{tot}} \cdot \vec{v} = \frac{8\hbar k^2 \delta}{\Gamma} \frac{I/I_0}{[1 + I/I_0 + 4\delta^2/\Gamma^2]^2} |v|^2 \\ \frac{dE}{dt}_{\text{chauffage}} = \Gamma p_e E_{\text{cycle}} = 2\hbar\omega_r \frac{\Gamma}{2} \frac{2I/I_0}{[1 + 2I/I_0 + 4\delta^2/\Gamma^2]} \end{cases} \quad (\text{I.48})$$

A l'équilibre, c'est-à-dire lorsque $\frac{dE}{dt}_{\text{refroidissement}} = \frac{dE}{dt}_{\text{chauffage}}$, on obtient ainsi, pour $I \ll I_0$:

$$m |v|^2 = \frac{\hbar\Gamma}{4} \left[\frac{2|\delta|}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{2|\delta|} \right] \quad (\text{I.49})$$

Le membre de gauche de l'équation I.50 passe par un minimum pour un désaccord $|\delta| = \Gamma/2$ qui définit la température limite minimale T_{min} , donnée par :

$$k_B T_{\text{min}} = [m |v|^2]_{\delta=\Gamma/2} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \Leftrightarrow T_{\text{min}} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (\text{I.50})$$

Pour l'atome de Rubidium 87, la transition D2 (cf. chapitres suivants) de largeur $2\pi \times 6$ MHz est mise en jeu pour le refroidissement. La température minimale de refroidissement Doppler est ainsi de 146 μK .

2.3. Piège Magnéto-Optique

Le refroidissement Doppler est, en pratique, une étape incontournable pour le refroidissement d'atomes par laser. En général, un gradient de champ magnétique, généré par des bobines anti-Helmholtz disposées sur l'axe z , est ajouté pour obtenir une dépendance spatiale à la pression de radiation. En effet, si l'on se réfère à la figure I.10, le couplage de l'atome avec le champ magnétique lève la dégénérescence des niveaux hyperfins. De plus, l'utilisation de polarisations circulaires permet de créer une force de radiation dépendant de la position via les règles de sélection.

En effet, si l'on considère un axe de quantification global (cf. figure I.10a), un atome dont la position est en $z < 0$ et dans l'état $m_F = 0$, est ramené au centre avec le faisceau de polarisation σ_+ (en orange), en étant pompé optiquement vers l'état $m_F = +1$. Pour l'atome dont la position est en $z > 0$, le faisceau contrapropageant de polarisation σ_- permet de ramener l'atome dans l'état $m_F = 0$ au centre en étant pompé vers l'état $m_F = -1$.

Nous pouvons également traiter ce problème en choisissant une configuration où l'axe de quantification est défini comme étant parallèle au champ magnétique local (cf. figure I.10b). Dans ce cas, les deux faisceaux contrapropageants sont de polarisation σ_+ et ramènent les atomes au centre en pompant les atomes dans l'état $m_F = +1$.

La force résultante est ainsi équivalente à une force de rappel. Pour mieux s'en rendre compte, calculons cette force appliquée au système dans le cas où l'axe de quantification est défini de façon globale (cf. figure I.10a). Celle-ci a une expression similaire à la pression de radiation donnée par l'équation (I.46), car la fréquence de transition est modifiée par le couplage avec le champ magnétique.

$$\vec{F}_{\pm, \text{magn}} = \pm \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + 4(\delta - \omega_{\text{Zeeman}})^2/\Gamma^2} \quad (\text{I.51})$$

où ω_{Zeeman} correspond à la modification de la fréquence de transition due au couplage entre l'atome et le champ magnétique $\vec{B} = B\vec{e}_z$, donnée par :

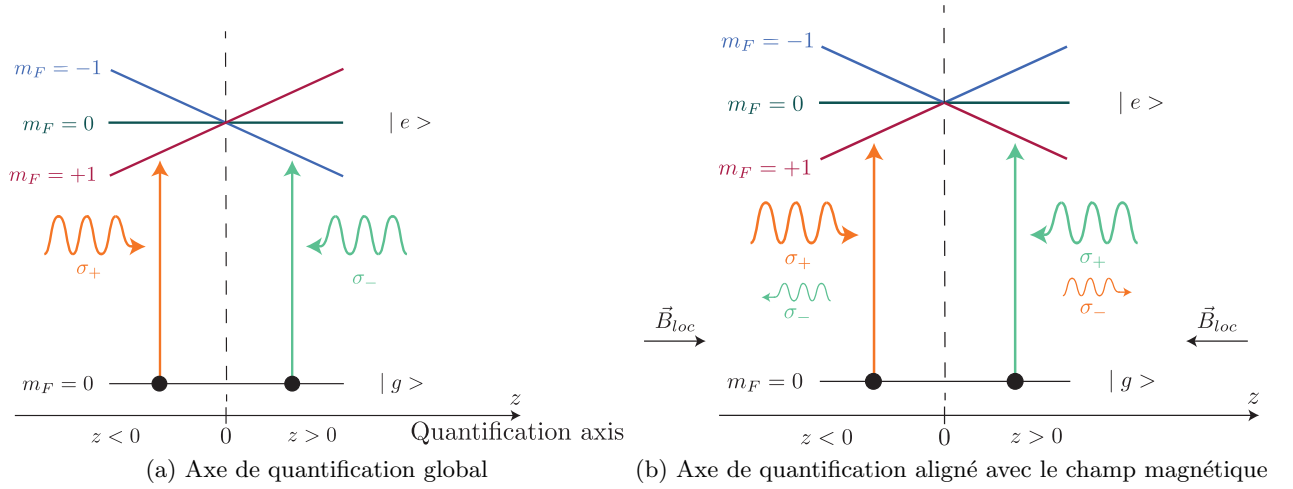


FIG. I.10 – Schéma du principe du piège magnéto-optique. (a) L'axe de quantification est défini de façon globale, c'est-à-dire qu'il est parallèle à l'axe z . (b) L'axe de quantification est défini comme étant parallèle au champ magnétique local.

$$\omega_{Zeeman} = \frac{g_F m_F \mu_B B}{\hbar} = \frac{g_F m_F \mu_B B' z}{\hbar}$$

Avec :

- m_F : la projection du moment angulaire F sur l'axe du champ magnétique ;
- μ_B : le magnéton de Bohr ;
- $B = B'z$: l'amplitude du champ à la position z équivaut, dans le cas d'une application d'un gradient de champ B' , au produit de celui-ci et de la position.
- g_F : le facteur de Landé.

En supposant que $\omega_{Zeeman} \ll \Gamma$, cette force est par conséquent :

$$\vec{F}_{tot,magn} = \vec{F}_{+,magn} + \vec{F}_{-,magn} = \underbrace{\frac{8k\delta m\mu_B B'}{\Gamma} \frac{I/I_0}{[1 + I/I_0 + 4\delta^2/\Gamma^2]^2}}_{-\kappa} z \vec{e}_z = -\kappa z \vec{e}_z \quad (\text{I.52})$$

Pour un désaccord négatif, nous obtenons bien une force de rappel sur les atomes. La force totale appliquée à ce système est ainsi :

$$\vec{F}_{tot} = -\alpha \vec{v} - \kappa z \vec{e}_z \quad (\text{I.53})$$

Le piège magnéto-optique, appelé également *MOT* (*Magneto-Optical Trap*), est ainsi utilisé dans la plupart des expériences de refroidissement d'atomes par laser et permet de refroidir des milliards d'atomes jusqu'à la limite de température fixée par l'émission spontanée. Le premier piège magnéto-optique a été réalisé en 1987 par l'équipe de D.E. Pritchard [32].

2.4. Refroidissement Sisyphe

En 1988, l'équipe de William D. Phillips parvient à observer un nuage d'atomes de sodium refroidis à une température bien inférieure à la limite attendue [33].

J. Dalibard et C. Cohen Tannoudji expliquent ce phénomène via les gradients de polarisation des faisceaux contrapropageants, qui permettent de grands changements de l'état interne de l'atome [34]. Notre configuration expérimentale utilise une configuration mettant en jeu des polarisations circulaires $\sigma_+ \perp \sigma_-$. Pour une meilleure compréhension du phénomène, nous allons nous intéresser dans un premier temps à une configuration plus simple mettant en jeu des polarisations linéaires.

2.4.1. Configuration lin \perp lin

Considérons d'abord deux ondes contrapropageantes selon z , polarisées linéairement et orthogonales entre elles. Cette configuration est appelée lin \perp lin.

Soient E_0 et E'_0 les amplitudes des ondes contrapropageantes. Les polarisations dans le repère cartésien sont définies par l'ensemble $(\vec{e}_x; \vec{e}_y; \vec{e}_z)$. Le champ se propageant dans le sens des z positifs, \vec{E}_+ , et celui se propageant dans le sens des z négatifs, \vec{E}_- , sont ainsi donnés par :

$$\begin{aligned}\vec{E}_+ &= \frac{1}{2} [E_0 \exp(ikz) \exp(-i\omega_L t) \vec{e}_x + c.c.] \\ \vec{E}_- &= \frac{1}{2} [E'_0 \exp(-ikz) \exp(-i\omega_L t) \vec{e}_y + c.c.] \end{aligned} \quad (\text{I.54})$$

Par conséquent, nous obtenons le champ résultant $\vec{E}(z)$, en postulant par commodité de calcul $E'_0 = -iE_0$:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_+ + \vec{E}_- \\ \vec{E} &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} [\cos(kz) \vec{e}_{\sigma_-} - i \sin(kz) \vec{e}_{\sigma_+}] \exp(-i\omega_L t) + c.c. \end{aligned} \quad (\text{I.55})$$

Avec les polarisations circulaires σ_+ et σ_- définies dans le repère cartésien par :

$$\begin{aligned}\vec{e}_{\sigma_+} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{e}_x + i\vec{e}_y); \\ \vec{e}_{\sigma_-} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{e}_x - i\vec{e}_y). \end{aligned} \quad (\text{I.56})$$

Le champ résultant est ainsi la superposition de deux champs en quadrature. La polarisation est circulaire gauche pour $z = 0, \lambda/2, \lambda, \dots$, circulaire droite pour $z = \lambda/4, 3\lambda/4, \dots$, linéaire dans les autres cas, comme le résume le schéma I.11.

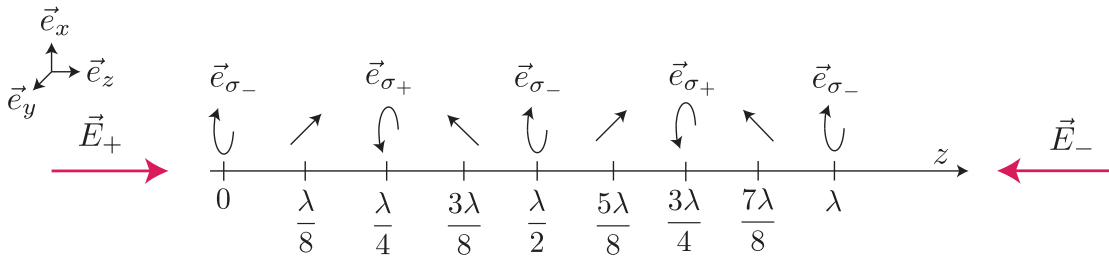


FIG. I.11 – Schéma de la rotation de la polarisation du champ résultant de la configuration lin \perp lin : circulaire gauche en $z = 0[\lambda/2]$, circulaire droite en $z = \lambda/4[\lambda/2]$, linéaire en dehors de ces points.

Ce champ résultant se couple aux sous-niveaux Zeeman de la structure électronique de l'atome, ce qui a pour effet de déplacer les niveaux d'énergie (effet Stark) et d'effectuer des changements

d'état interne de l'atome. La force de cette interaction dipolaire est quantifiée par les coefficients de Clebsch-Gordan. Par commodité, nous choisissons une transition atomique entre un état de moment cinétique $J_g = 1/2$ et un état de moment cinétique $J_e = 3/2$. Les coefficients de Clebsch-Gordan pour toutes les transitions entre les différents niveaux m_F sont donnés en figure I.12. Sur ce schéma sont également indiquées les polarisations nécessaires pour effectuer les transitions, conformément aux règles de sélection ($\Delta m_F = +1$ pour \vec{e}_{σ_+} , $\Delta m_F = -1$ pour \vec{e}_{σ_-} , $\Delta m_F = 0$ pour $\vec{e}_{\pi} = \vec{e}_z$).

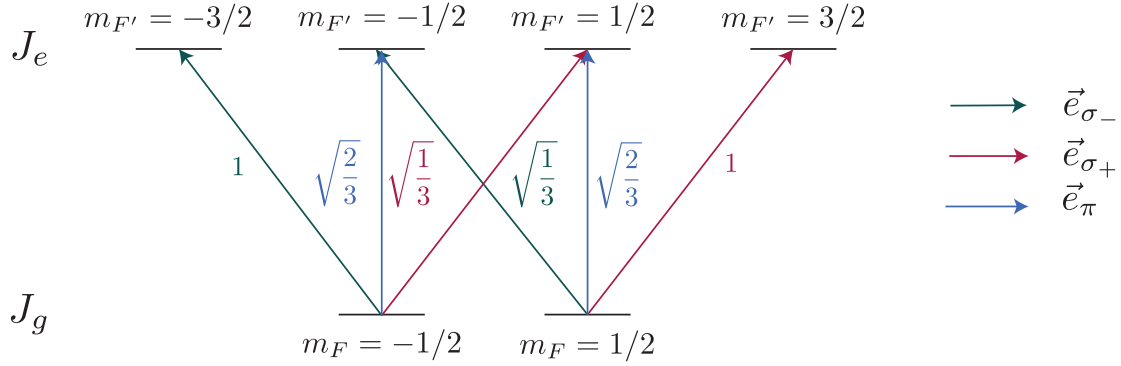


FIG. I.12 – Coefficients de Clebsch-Gordan quantifiant les interactions dipolaires pour chaque transition atomique des sous-niveaux Zeeman.

Par conséquent, les niveaux d'énergie sont modulés spatialement, car ils dépendent du champ appliqué à l'atome, lui-même changeant de polarisation au cours de sa propagation. Pour quantifier cette modulation, qui doit tenir compte à la fois de la polarisation de la lumière et des coefficients de Clebsch-Gordan, nous allons nous intéresser aux niveaux de l'état fondamental de moment cinétique J_g , pour un faisceau de faible intensité et de désaccord grand devant la largeur naturelle de la transition ($\delta < 0, |\delta| \ll \Gamma$). Dans ces conditions, les déplacements des niveaux d'énergie des niveaux $m_F = -1/2$ et $m_F = 1/2$, notés respectivement $U_{-1/2}$ et $U_{+1/2}$, sont donnés par :

$$\begin{aligned} U_{-1/2}(z) &= \frac{\hbar}{4\delta} \left[\Omega_-(z)^2 + \frac{1}{3}\Omega_+(z)^2 \right] \\ U_{+1/2}(z) &= \frac{\hbar}{4\delta} \left[\Omega_+(z)^2 + \frac{1}{3}\Omega_-(z)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{I.57})$$

Où : $\Omega_-(z)$ et $\Omega_+(z)$ sont les fréquences de Rabi associées aux ondes de polarisation \vec{e}_{σ_-} et \vec{e}_{σ_+} . Elles caractérisent le couplage entre le champ et l'atome :

$$\begin{aligned} \Omega_-(z) &= -\frac{\vec{d} \cdot \vec{E}_{\sigma_-}}{\hbar} = -\frac{\vec{d} \cdot E_0 \cos(kz) \vec{e}_{\sigma_-}}{\hbar} = \sqrt{2}\Omega_0 \cos(kz) \\ \Omega_+(z) &= \sqrt{2}\Omega_0 \sin(kz) \text{ (de façon analogue à } \Omega_-(z)) \end{aligned} \quad (\text{I.58})$$

En injectant l'équation (I.58) dans (I.57), on quantifie la modulation des niveaux d'énergie :

$$\begin{aligned} U_{-1/2}(z) &= -\frac{\hbar\Omega_0^2}{6|\delta|} [2 + \cos(2kz)] \\ U_{+1/2}(z) &= -\frac{\hbar\Omega_0^2}{6|\delta|} [2 - \cos(2kz)] \end{aligned} \quad (\text{I.59})$$

Cette modulation périodique, de période $\lambda/2$, crée des "vallées" et des "collines" de potentiel, qui vont être parcourues par l'atome.

Pour comprendre le mécanisme de refroidissement, considérons l'évolution des populations des niveaux atomiques de l'état fondamental ($J_g, m_F = \pm 1/2$) en fonction de la position de l'atome.

Soit un atome initialement à l'état $m_F = 1/2$. Pour passer à l'état $m_F = -1/2$, il doit absorber un photon ayant une polarisation \vec{e}_{σ_-} et émettre un photon de polarisation \vec{e}_{π} (cf. figure I.12). Or l'évolution temporelle de la population d'un niveau atomique dépend de la fréquence de Rabi associée à l'onde couplée aux niveaux atomiques. Le taux de transition $\gamma_{+1/2 \rightarrow -1/2}$ de $m_F = +1/2$ à $m_F = -1/2$ peut ainsi s'exprimer sous la forme suivante :

$$\gamma_{+1/2 \rightarrow -1/2}(z) \propto \Omega_-(z)^2 \Rightarrow \gamma_{+1/2 \rightarrow -1/2}(z) \propto \cos^2(kz) \quad (\text{I.60})$$

De même, le taux de transition pour passer de l'état $m_F = -1/2$ à $m_F = +1/2$ dépend de la fréquence de Rabi liée à l'interaction avec l'onde de polarisation \vec{e}_{σ_+} :

$$\gamma_{-1/2 \rightarrow +1/2}(z) \propto \Omega_+(z)^2 \Rightarrow \gamma_{-1/2 \rightarrow +1/2}(z) \propto \sin^2(kz) \quad (\text{I.61})$$

Les taux de transition sont ainsi corrélés aux déplacements des niveaux d'énergie.

Par conséquent, en $z = 0$, un atome dans l'état $m_F = -1/2$ se situe au fond d'une vallée de potentiel ($U_{-1/2}(z)$ est minimum en ce point), avec une probabilité nulle d'effectuer une transition vers l'état $m_F = 1/2$ puisque le taux de transition $\gamma_{-1/2 \rightarrow +1/2}(0)$ est nul. Quand l'atome poursuit son mouvement dans le sens des z positifs, son énergie cinétique se convertit en énergie potentielle car il "monte" la colline de potentiel. En revanche, en $z = \lambda/4$, au sommet de la colline de potentiel ($U_{-1/2}(z)$ est maximal en ce point), la probabilité d'effectuer une transition vers l'état $m_F = +1/2$ est maximale ($\gamma_{-1/2 \rightarrow +1/2}(\lambda/4) \propto 1$). L'atome passe alors dans l'état $m_F = +1/2$ en émettant un photon de polarisation \vec{e}_{π} , puis monte la colline de potentiel $U_{+1/2}(z)$ jusqu'à ce qu'il soit en $z = \lambda/2$: en ce point, la probabilité d'effectuer une transition vers l'état $m_F = -1/2$ est maximale et l'atome revient à l'état $m_F = -1/2$. Ces pompages optiques successifs, schématisés sur la figure I.13, se répètent ainsi au cours de la propagation de l'atome grâce au couplage avec le faisceau possédant un gradient de polarisation, avec une périodicité égale à $\lambda/2$. Au cours de ce processus, l'énergie cinétique de l'atome décroît car celui-ci ne fait que monter des collines de potentiel. Cette perte de vitesse explique le refroidissement observé par l'équipe de W. Phillips en 1988. Ce mécanisme est appelé **refroidissement Sisyphes**, par analogie au mythe grec.

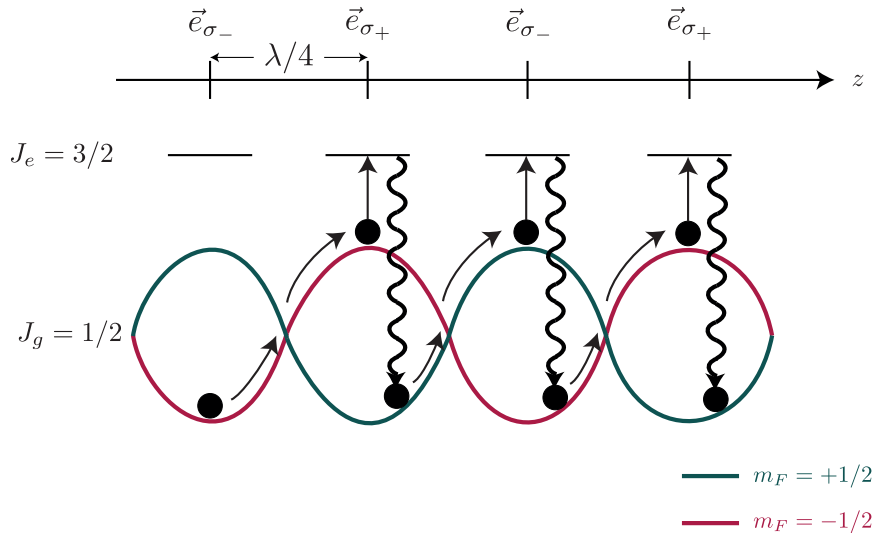


FIG. I.13 – Illustration du mécanisme de refroidissement Sisyphes

Ce refroidissement peut être traité de façon quantitative en calculant la force appliquée par le champ laser sur les atomes [34]. Celle-ci dérive du potentiel dipolaire qui résulte du couplage atome/champ, et par conséquent de l'évolution spatiale de populations atomiques $\Pi_+(z)$ (pour $m_F = +1/2$) et $\Pi_-(z)$ (pour $m_F = -1/2$) qui sont liées aux probabilités de transition calculées précédemment :

$$F(z) = k \frac{\hbar\Omega_0^2}{3|\delta|} \sin(2kz)(\Pi_+(z) - \Pi_-(z)) \quad (\text{I.62})$$

En moyennant sur une longueur d'onde, on obtient :

$$\vec{F} = -3\hbar k^2 \frac{|\delta|}{\Gamma} \frac{\vec{v}}{1 + \frac{2kv^2}{\gamma}} = -\frac{\alpha}{1 + \frac{v^2}{v_c^2}} \vec{v} \quad (\text{I.63})$$

Avec :

$$- \alpha = \frac{3\hbar k^2 |\delta|}{\Gamma}$$

- v_c : la vitesse critique, définie par : $kv_c = 1/(2\tau)$ avec $\tau = 1/\gamma$ [34].

Ce mécanisme de refroidissement diffère du refroidissement Doppler. En effet, si l'on compare les équations des forces mises en jeu pour le processus Doppler (I.47) et Sisyphes (I.63), la force mise en jeu dans le processus Sisyphes est indépendante de l'intensité lumineuse, ce qui n'est pas le cas dans le processus Doppler. Ceci se traduit par une température d'équilibre inversement proportionnelle au désaccord dans le cas du refroidissement Sisyphes :

$$T_{min,Sisyphes} = \frac{\hbar\Omega^2}{8k_B |\delta|} \quad (\text{I.64})$$

Le nuage est ainsi d'autant plus froid que l'intensité est faible et le désaccord est grand, alors que la température minimale obtenue avec un refroidissement Doppler dépend uniquement de la largeur naturelle de la transition. Ce mécanisme permet par conséquent d'obtenir des températures plus faibles. En théorie, il n'y aurait pas de limite pour la température minimale puisqu'il serait possible de désaccorder les lasers indéfiniment. Mais ce calcul n'est valable que si les atomes ont une vitesse v supérieure à l'impulsion de recul d'un photon $v_r = \hbar\vec{k}/m$ [35] :

$$v \gg \frac{\hbar k |\delta|}{m \Gamma} \quad (\text{I.65})$$

Y. Castin et J. Dalibard ont traité de façon théorique le refroidissement Sisyphes de façon quantitative et sont parvenus à déterminer une limite pour la valeur efficace minimale de la distribution de vitesses d'un nuage d'atomes, dont dépend la température : $v_{min,eff} \simeq$ quelques $\hbar k/m$ [36]. Le groupe de recherches du laboratoire Kastler-Brossel a réussi à observer expérimentalement des nuages d'atomes froids de Césium dont les températures sont de l'ordre de $3 \mu\text{K}$ ($3-4 \hbar\vec{k}$) [37], ce qui est bien en-deçà de la limite Doppler de $125 \mu\text{K}$. Le refroidissement Sisyphes est également réalisable en générant un autre gradient de polarisation à partir de faisceaux contrapropageants de polarisations circulaires.

2.4.2. Configuration $\sigma_+ \perp \sigma_-$

Considérons deux ondes contrapropageantes polarisées circulairement dans la direction z : l'onde qui se propage dans le sens des z positifs est σ^+ , et celle qui se propage dans le sens opposé est σ^- . Cette configuration est ainsi appelée $\sigma^+ \perp \sigma^-$. Elle est adoptée dans le montage expérimental de la thèse.

La direction de la polarisation du champ résultant tourne autour de l'axe z , comme nous pouvons le voir sur la figure I.14.

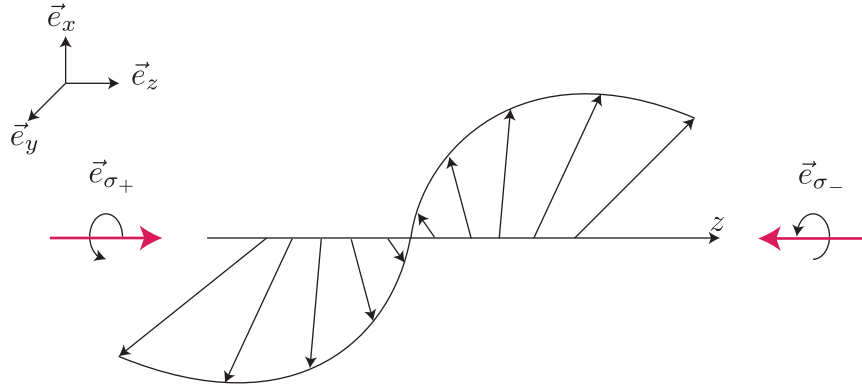


FIG. I.14 – Schéma de la rotation de la polarisation du champ résultant de la configuration $\sigma_+ - \sigma_-$.

La dépendance spatiale des énergies des états fondamentaux est ainsi plus difficile à retranscrire. La force de refroidissement et la température limite ont été calculées dans la référence [34], dans le cadre de l'approximation $v_{eff,min} \gg \hbar k/m$:

$$\vec{F} = -\alpha\vec{v} = -\frac{24\hbar k^2}{17|\delta|} \frac{\Gamma}{\frac{\Gamma^2}{\delta^2} + \frac{4}{5}} \vec{v} \quad (I.66)$$

$$T_{min} = \frac{\hbar\Omega^2}{k_B |\delta|} \left[\frac{29}{300} + \frac{254}{75} \frac{\Gamma^2}{4} \frac{1}{1 + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2}} \right]$$

En comparant la force mise en jeu dans le mécanisme de refroidissement pour la configuration $\text{lin}\perp\text{lin}$ (cf. équation (I.63)) et $\sigma_+ \perp \sigma_-$ (cf. équation (I.66)), on remarque que les températures atteignables sont similaires pour un grand désaccord. En revanche, la force de friction pour la configuration $\sigma_+ \perp \sigma_-$ est plus faible que pour $\text{lin}\perp\text{lin}$ car la première dépend du rapport Γ/δ alors que la deuxième est proportionnelle à δ/Γ [34]. Néanmoins, la configuration $\sigma_+ \perp \sigma_-$ est très utilisée dans les laboratoires car le piège magnéto-optique (MOT) est une des premières étapes de refroidissement, s'appuyant sur des faisceaux contrapropageants de polarisations circulaires (cf. partie 2.3. de ce chapitre).

Par conséquent, nous venons d'étudier un mécanisme de refroidissement permettant d'atteindre des températures de l'ordre de quelques microkelvins, qui s'adapte également au rubidium ayant une structure hyperfine complexe. Cependant, il ne permet pas d'atteindre les températures de l'ordre de la centaine de nanokelvins avec une haute densité dans l'espace des phases qui sont nécessaires à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein. Il s'agit alors de s'intéresser à un autre processus de refroidissement : le refroidissement par évaporation.

3. Refroidissement par évaporation

Le refroidissement par évaporation intervient suite aux refroidissements Doppler et sub-Doppler que nous venons de décrire. Il permet d'atteindre le régime de dégénérescence quantique nécessaire dans le cadre de la construction du simulateur quantique. Le premier condensat de Bose-Einstein a été obtenu grâce à cette méthode, ce qui a valu le prix Nobel pour Eric Cornell, Carl Wieman et Wolfgang Ketterle en 2001 [38, 39].

3.1. Principe du refroidissement par évaporation

Le principe de ce mécanisme de refroidissement s'inspire de la vie quotidienne. En effet, toute personne a déjà soufflé sur sa tasse contenant une boisson chaude dans le but de la refroidir. Les molécules les plus chaudes s'évaporent pour ne laisser que les molécules les plus froides. Ce processus est très efficace car il suffit d'un faible nombre de molécules évaporées pour que la température diminue (la perte de volume de liquide dans la tasse n'est pas visible à l'oeil nu).

Ce phénomène a sans doute inspiré Harald F. Hess qui propose pour la première fois une méthode de refroidissement par évaporation pour les atomes d'hydrogène, afin d'atteindre des températures de l'ordre de la trentaine de microkelvins et des densités de 10^{14} cm^{-3} en 1986 [40]. Les atomes d'hydrogène interagissent avec le champ magnétique appliqué qui les confine. Ce confinement permet d'avoir des conditions favorables pour obtenir des collisions élastiques entre les atomes, ce qui permet à ceux qui possèdent le plus d'énergie de sortir du piège. Le nuage se thermalise et acquiert à l'équilibre une température plus faible. En contrôlant la hauteur du puits de potentiel, on est capable de tronquer le piège et de réitérer ce processus, avec des puits de moins en moins profonds, afin d'obtenir un nuage de plus en plus froid. Le mécanisme de refroidissement est résumé sur la figure I.15.

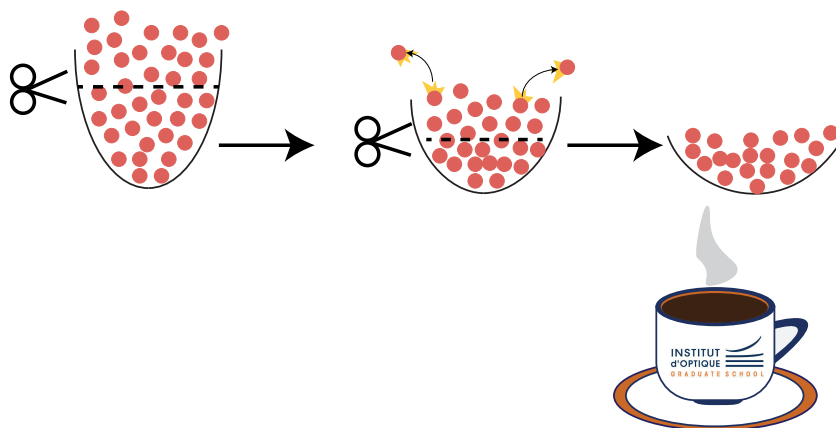


FIG. I.15 – Schéma du principe du refroidissement par évaporation.

Il s'agit alors de décrire quelques notions relatives au refroidissement par évaporation afin de pouvoir optimiser l'expérience permettant d'atteindre le condensat de Bose-Einstein à partir d'un refroidissement par laser.

3.2. Taux de collisions et régime d'emballlement

Lors du refroidissement par évaporation, le piège est tronqué à une énergie $\eta k_B T$, où $\eta = U/k_B T$ avec U la profondeur du piège. A chaque troncature, des collisions élastiques sont générées et les atomes d'énergie supérieure à la profondeur du piège sortent de celui-ci. L'énergie cinétique moyenne des atomes évaporés est donnée par $\kappa k_B T$ où κ est un paramètre sans dimension entre 0 et 1 ($\kappa \ll \eta$) [41].

Pour déterminer l'efficacité d'une évaporation, définissons dans un premier temps le paramètre α , dont le rôle est d'évaluer le coût en atomes nécessaire à un abaissement de la température [42] :

$$\alpha = \frac{\dot{T}/T}{\dot{N}/N} = \frac{\eta + \kappa - 3}{3} \quad (\text{I.67})$$

où \dot{T} et \dot{N} sont respectivement les dérivées temporelles de la températures T et du nombre d'atomes N . Cette équation est donnée dans le cas d'un potentiel harmonique 3D.

Nous pouvons déduire de cette équation que l'optimisation du refroidissement par évaporation est directement reliée à l'optimisation du paramètre α , ce qui reviendrait à augmenter le paramètre η de façon infinie.

Cependant, cette loi ne tient pas compte de l'aspect cinétique du processus qui dépend notamment du taux de collisions élastiques γ_{el} défini par [42] :

$$\gamma_{el} = n_0 \sigma \bar{v} \sqrt{2} \quad (\text{I.68})$$

Avec σ la section efficace de collisions élastiques.

Ce taux de collisions est lié à la durée de l'évaporation τ_{ev} par la relation suivante [42], dans le cas où $\eta \gg 1$:

$$\tau_{ev} = \frac{\sqrt{2} \exp(\eta)}{\eta \gamma_{el}} \quad (\text{I.69})$$

D'après cette équation, nous pouvons en déduire que le temps d'évaporation est d'autant plus long que η est grand pour un taux de collisions constant ($\exp(\eta) > \eta$). Or d'autres processus interviennent au cours du refroidissement évaporatif, tels que les collisions inélastiques avec les atomes composant le gaz résiduel ou les pertes par effet Majorana dans le cas d'une évaporation dans un piège magnétique. Par conséquent, si l'évaporation est trop lente, les autres processus seront à l'origine de la perte d'atomes sans pour autant obtenir un refroidissement par évaporation. η ne peut donc pas être augmenté de façon infinie pour optimiser le refroidissement évaporatif³.

De plus, nous pouvons également déduire de l'équation (I.69) que la dynamique d'évaporation est d'autant plus rapide que le taux de collisions est élevé, si on considère η constant.

Par conséquent, pour avoir une évaporation efficace, il est important de maintenir un taux de collisions élastiques élevé et de piéger les atomes dans une enceinte où la pression est très basse, typiquement de 10^{-10} - 10^{-11} mbar.

Il est important par ailleurs de noter que le refroidissement par évaporation est plus efficace si le taux de collisions ne décroît pas au cours du temps, ce qui correspond au régime d'emballement, obtenu si $\eta + \kappa \geq 6$ [27].

Il s'agit alors de définir des stratégies de piégeage qui garantissent des évaporations efficaces.

3.3. Refroidissement par évaporation dans des pièges conservatifs

Pour procéder au refroidissement par évaporation, les atomes sont piégés grâce à des forces qui dérivent de potentiels conservatifs, alors que les techniques de refroidissement par laser décrites précédemment impliquent des forces dissipatives. Ces pièges conservatifs sont utilisés pour éviter les processus de relaxation par émission spontanée qui chauffent les atomes du piège par transfert d'impulsion [41]. Deux techniques existent, résultant des deux interactions possibles entre les atomes et les champs extérieurs appliqués : le piège magnétique et le piège dipolaire.

3.3.1. Piège magnétique

Nous avons vu dans la description du MOT (cf. section 2.3.) que le champ magnétique créé par deux bobines anti-Helmholtz (schématisé en figure I.16a) permettait de lever la dégénérescence

3. Pour calculer un ordre de grandeur pour l'atome de rubidium ayant une section efficace de collision $\sigma = 7.46 \times 10^{-16} \text{ m}^2$, considérons une densité d'atomes n_0 équivalente à 10^{17} m^{-3} refroidis à une température T de $100 \mu\text{K}$. Le taux de collisions est ainsi d'environ 30 s^{-1} . Pour cette évaporation, le temps nécessaire pour thermaliser le gaz est ainsi de 3 s pour $\eta = 6$, et double pour $\eta = 7$ (7,4 s).

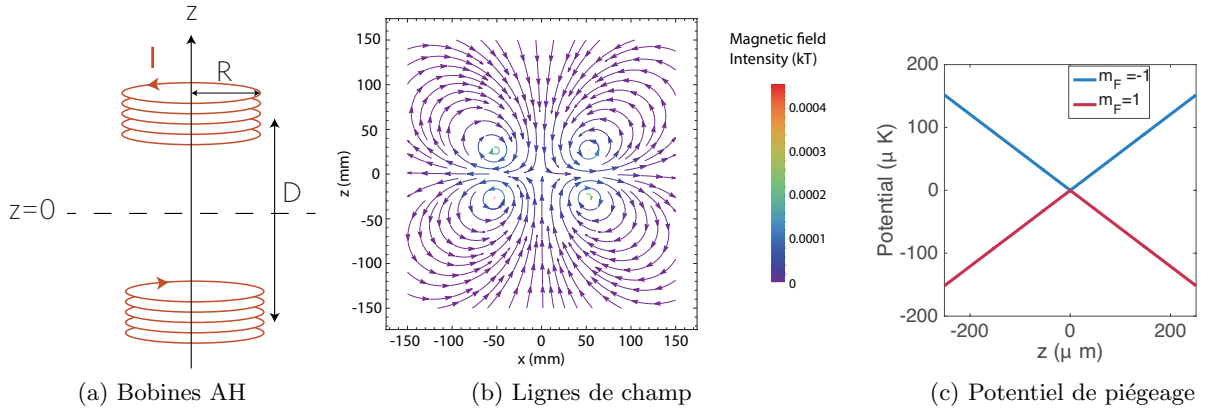


FIG. I.16 – Piège quadrupolaire (a) Schéma de la configuration anti-Helmholtz : deux bobines de rayon R séparées d'une distance D , parcourues par un même courant I mais avec sens de circulation opposés. (b) Lignes de champ créées par des bobines anti-Helmholtz pour un gradient de 1.8 T/m , $R = 51 \text{ mm}$, $D = 52 \text{ mm}$, tracées grâce au code écrit dans la référence [44]. (c) Potentiel de piégeage d'atomes de Rubidium couplé à un gradient de champ magnétique de 1.8 T/m (exemple inspiré du refroidissement par évaporation mis en place durant ma thèse). L'axe de quantification est choisi comme étant parallèle au champ magnétique local.

des niveaux d'énergie hyperfins grâce au couplage entre le moment magnétique μ avec le champ magnétique \vec{B} . Ce couplage se traduit par l'énergie d'interaction suivante :

$$U_{\text{magn}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = g_F \mu_B m_F |B(\vec{r})| \quad (\text{I.70})$$

Avec : μ_B le magnéton de Bohr, g_F le facteur de Landé.

Or, le champ magnétique total \vec{B} créé par ces bobines varie linéairement avec la position, on parle alors de gradient de champ. Le champ est ainsi défini via le développement limité suivant :

$$\vec{B} \sim \frac{\partial B_x}{\partial x} x \vec{e}_x + \frac{\partial B_y}{\partial y} y \vec{e}_y - 2 \frac{\partial B_z}{\partial z} z \vec{e}_z \sim B' [x \vec{e}_x + y \vec{e}_y - 2z \vec{e}_z] \text{ car : } \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.71})$$

Avec : B' : le gradient de champ, donné par [43] :

$$B' = \frac{3\mu_0 I D R^2}{2(D^2 + R^2)^{5/2}} \quad (\text{I.72})$$

Où :

- μ_0 est la permittivité du vide ;
- D équivaut à la distance séparant les deux bobines ;
- I correspond au courant circulant dans les spires des deux solénoïdes ;
- R est le rayon de chaque bobine.

Le tracé des lignes de champ est sur la figure I.16b.

Le potentiel de piégeage U_{magn} , représenté en figure I.16c, possède ainsi un minimum de potentiel dans lequel les atomes se confinent dans le cas où le produit $g_F m_F$ serait positif. Si le produit $g_F m_F$ est négatif, les atomes seraient piégés dans un maxima de potentiel, mais ceci est interdit dans le vide par les équations de Maxwell [41].

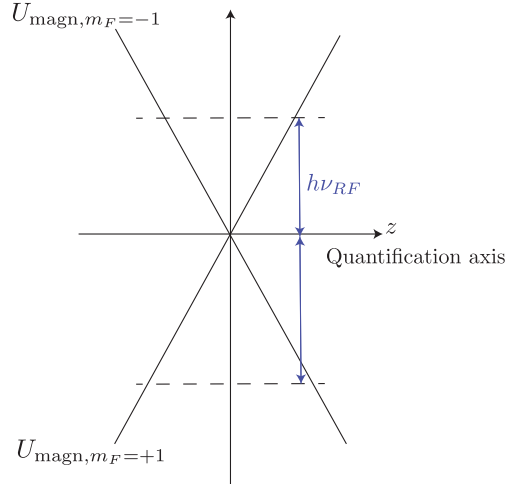


FIG. I.17 – Description du refroidissement par évaporation forcée par onde radiofréquence. On considère un état hyperfin $F = 1$, avec un état piégé $m_F = -1$ et un état anti-piégé $m_F = 1$.

La configuration que nous venons de décrire est également connue sous le nom de piège quadripolaire. Celui-ci a été réalisé pour la première fois dans la communauté des atomes froids dans l'équipe de William D. Phillips [45].

Ce potentiel de piégeage est très utilisé car il est plus facile à mettre en place. En effet, les bobines en configuration anti-Helmholtz sont déjà utilisées pour le MOT. D'autre part, cette stratégie a pour avantage d'offrir un confinement très élevé, avec un grand volume de piégeage.

Le refroidissement par évaporation forcée, dû à une troncature contrôlée du potentiel de piégeage, est obtenu en couplant les atomes avec une onde radiofréquence qui provoque une transition des atomes vers des états anti-piégés [46]. A chaque module de champ B correspond une fréquence de transition de l'onde radiofréquence donnée par [42] :

$$\nu_{RF} = \frac{g_F m_F \mu_B B}{2\pi \hbar} \quad (\text{I.73})$$

L'ordre de grandeur de l'onde radiofréquence est ainsi de l'ordre du MHz ($10 \text{ G} \Leftrightarrow 7 \text{ MHz}$). Le processus est schématisé en figure I.17.

Cependant, cette technique de piégeage présente des inconvénients. D'une part, quand le minimum de champ magnétique est nul, le spin de l'atome ne peut plus s'aligner avec le champ magnétique. Ceci engendre des retournements de spin et les atomes ne sont plus piégés : ce sont des pertes par effet Majorana. Le taux de pertes est donné par [47] :

$$\Gamma_m = \frac{\pi}{2} \omega \exp \left[-\frac{\omega_L}{\omega} - \frac{1}{2} \right] \quad (\text{I.74})$$

Avec : ω la fréquence de piégeage et $\omega_L = \mu|B|/\hbar$ la fréquence de Larmor.

En pratique, ce taux est difficile à calculer avec cette équation car il faut évaluer les fréquences de piégeage tout au long de l'évaporation. Le raisonnement proposé par l'équipe de E. Cornell [48], puis repris par l'équipe de J.V. Porto [49], est de calculer le flux d'atomes au voisinage du zéro de champ. Cela permet de donner une bonne estimation du taux de pertes par effet Majorana :

$$\Gamma_m = 1,85 \frac{\hbar}{m} \left(\frac{\mu B'}{k_B T} \right)^2 \quad (\text{I.75})$$

Néanmoins, les retournements de spin peuvent être limités si le minimum de champ est non nul. Ceci peut être obtenu en appliquant un champ de biais qui modifie la position du zéro en effectuant une rotation autour du zéro de champ donné par le piège quadrupolaire (*Time Orbiting Potential* [48]) par exemple, ou en générant un champ magnétique tridimensionnel avec un minimum non nul via une micropuce par exemple[50].

D'autre part, le piège quadrupolaire requiert de grandes puissances pour le refroidissement par évaporation. Si l'on considère le montage expérimental développé pendant ma thèse, les bobines dissipent environ 2 kilowatts par effet Joule à cause des forts courants qui génèrent un gradient de 1.8 T/m. Ceci implique qu'il faut maintenir la température des solénoïdes constante pour éviter un échauffement trop important des bobines, via un circuit de refroidissement à eau par exemple. En effet, une élévation trop importante de la température des bobines entraîne une augmentation de la résistance qui limite le courant en sortie du générateur. Le gradient de champ magnétique est par conséquent plus faible que celui créé par des bobines à température ambiante. De plus, une surchauffe peut détériorer les bobines.

Une autre technique de piégeage conservatif a été développée dans le cas où l'on souhaite effectuer un refroidissement par évaporation indépendamment de l'état de spin de l'atome.

3.3.2. Piège dipolaire

Le principe de ce piège repose sur l'interaction des atomes avec un laser de pulsation ω désaccordé par rapport à la fréquence de résonance ω_0 d'une transition atomique. Le désaccord sera noté par la suite $\delta = \omega - \omega_0$. Le potentiel d'interaction U_{dip} entre les atomes et le champ électrique appliqué \vec{E} est donné par :

$$U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2} \langle \vec{d} \cdot \vec{E} \rangle \quad (\text{I.76})$$

Où : \vec{d} est le moment dipolaire induit sur l'atome suite à l'application du champ, proportionnel à celui-ci via la relation suivante : $\vec{d} = \alpha(\omega)\vec{E}$ (α est la polarisabilité atomique).

En posant $I = 2\epsilon_0 c |E|^2$ (ϵ_0 et c sont respectivement la permittivité du vide et la célérité de la lumière), on parvient à l'expression suivante [51] :

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha(\omega)) I(\vec{r}) \quad (\text{I.77})$$

Or la polarisabilité $\alpha(\omega)$ s'exprime en fonction des paramètres ω , ω_0 et l'émission spontanée Γ via [51] :

$$\alpha(\omega) = \frac{6\pi\epsilon_0 c^3 \Gamma}{\omega_0^2} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i \frac{\omega^3}{\omega_0^2} \Gamma} \quad (\text{I.78})$$

La partie imaginaire est due à l'absorption des photons par les atomes. En injectant l'équation (I.78) dans l'équation (I.77), on obtient [51] :

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left[\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega + \omega_0} \right] I(\vec{r}) \quad (\text{I.79})$$

Dans le cas où l'on serait proche de résonance, le désaccord $\delta = \omega - \omega_0$ serait très inférieur à ω_0 et le potentiel dipolaire serait donc approximé par :

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \delta} I(\vec{r}) \quad (\text{I.80})$$

Par conséquent, pour $\delta < 0$, les atomes sont piégés au point de focalisation où l'intensité est maximale. A l'inverse, pour $\delta > 0$, les atomes sont piégés dans un minima d'intensité.

Si l'on considère un faisceau gaussien de longueur d'onde λ , de puissance P dont le rayon du col est la *waist* w_0 , le profil d'intensité est le suivant :

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w(z)^2}\right) \quad (\text{I.81})$$

Avec $w(z)$ le rayon du faisceau à une position z donnée équivalent à :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \quad \text{avec : } z_r = \pi w_0^2 / \lambda \text{ la longueur de Rayleigh.} \quad (\text{I.82})$$

D'autre part, définissons I_0 , l'intensité de saturation définie comme un paramètre dépendant de la section efficace à résonance $\sigma_0 = 3\lambda_0^2/2\pi$ donnée par [52] :

$$I_0 = \frac{\hbar\omega_0\Gamma}{2\sigma_0} = \frac{\hbar\omega_0^3\Gamma}{12\pi c^2} \quad (\text{I.83})$$

Le potentiel dipolaire devient par conséquent :

$$U_{\text{dip}} = -\underbrace{\frac{\hbar\Gamma^2 P}{4\pi I_0 w_0^2} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega}\right)}_{U_0, \text{ sans approximation}} \frac{1}{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w(z)^2}\right) \quad (\text{I.84})$$

Au voisinage du minimum du potentiel de piégeage (pour $\delta < 0$), celui-ci peut être décrit par un potentiel harmonique. Dans ce cas, nous pouvons calculer des fréquences de piégeage dans les directions radiale r (ω_r) et longitudinale z (ω_z) :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4|U_0|}{mw_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2|U_0|}{mz_R^2}} \quad (\text{I.85})$$

Le tracé de ce potentiel de piégeage est en figure I.18.

En pratique, nous pouvons ainsi augmenter la puissance du faisceau ou diminuer le *waist* pour obtenir un confinement plus important.

Le refroidissement par évaporation est obtenu en diminuant la puissance du faisceau, ce qui revient à baisser la hauteur de la barrière de potentiel qui est égale à $|U_0|$. L'une des premières expériences réalisées avec cette technique est celle de l'équipe de S. Chu [53] pour des atomes de Sodium. Elle a été par la suite développée pour l'ensemble des alcalins tels que le Césium [54], le Rubidium [55, 56], ou des métaux tels que le chrome [57] ou l'ytterbium [58]. En effet, cette technique présente l'avantage d'être indépendante de l'état de spin de l'atome, par rapport au piège magnétique : les pertes par effet Majorana sont ainsi évitées. De plus, ce piégeage propose un fort confinement pour des évaporations efficaces, mais qui requiert l'utilisation de lasers de hautes puissances pour confiner les atomes (\sim dizaines de watts).

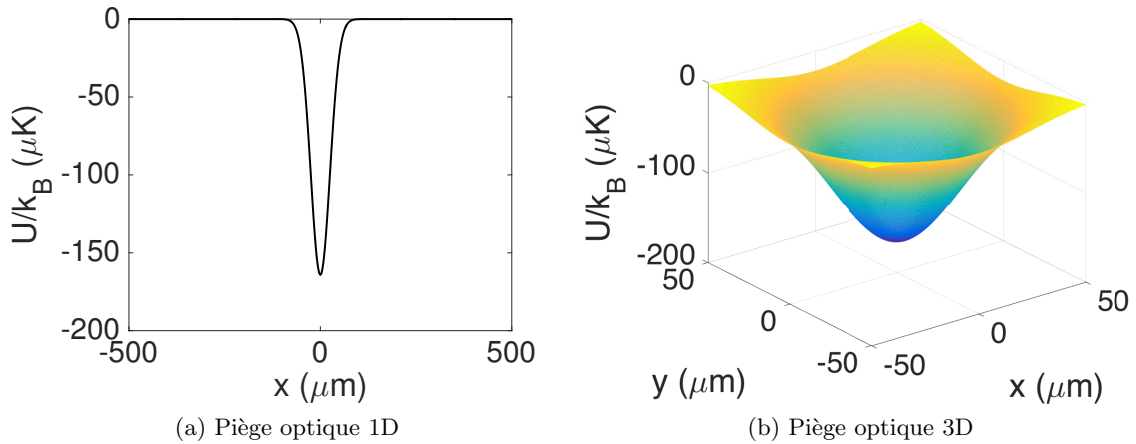


FIG. I.18 – Potentiel de piégeage pour un faisceau gaussien dont les paramètres sont $P = 5$ W, $w_0 = 50$ μm , $\lambda=1064$ nm (a) 1D (b) 3D (Coupe en $z = 0$)

Cependant, un faisceau focalisé produit un piège anisotrope. Cette configuration modifie ainsi les échelles de thermalisation. L'utilisation de faisceaux croisés permet d'avoir un confinement plus isotrope [53]. De plus, la diffusion de photons peut réduire l'efficacité de piégeage en rendant le piège non conservatif. Le taux de diffusion γ_{scatt} est déduit de l'équation (I.42), mais peut être approximé, dans le cadre de grands désaccords ($|\delta| \gg \Gamma$), par :

$$\gamma_{\text{scatt}} = \frac{\Gamma^3}{8\delta^2} \frac{I}{I_{\text{sat}}} [59] \quad (\text{I.86})$$

En comparant les équations (I.80) et (I.86), on remarque que le potentiel dipolaire évolue en I/δ alors que le taux de diffusion est proportionnel à I/δ^2 . L'échauffement des atomes dû à la diffusion de photons dans le piège diminuera donc très sensiblement avec l'augmentation du désaccord pour une intensité du laser donnée. Mais il faut augmenter la puissance pour maintenir une profondeur de piège fixe.

Ainsi, nous avons vu les différentes techniques de refroidissement qui permettent d'atteindre le régime de dégénérescence quantique à partir d'un échantillon à température ambiante grâce aux pièges dissipatif et conservatif. Il s'agit alors de démontrer l'analogie entre des atomes ultrafroids confinés dans des réseaux optiques et les électrons dans un cristal réel.

4. Atomes froids dans des réseaux optiques

Dans cette dernière partie, nous allons étudier les gaz d'atomes ultrafroids confinés dans des réseaux, en montrant la nécessité de réduire la périodicité pour améliorer les simulations des phénomènes quantiques. Le projet dans lequel s'inscrit ma thèse, Atomes Ultrafroids dans des Réseaux Optiques NanoStructurés (AUFRONS), qui vise à mettre en place une nouvelle méthode de piégeage pour avoir une faible distance intersite (~ 50 nm), sera présenté.

4.1. Piégeage d'atomes ultrafroids dans des réseaux optiques

Le confinement d'atomes ultrafroids dans des réseaux optiques repose sur le même principe que celui du piège dipolaire. Le profil d'intensité est cette fois-ci une onde stationnaire qui est la résultante de l'interférence entre deux ondes contrapropageantes [51]. En effet, les ventres de

vibration de l'onde stationnaire (pour $\delta < 0$) constituent des puits de potentiel périodiques où les atomes peuvent être confinés.

Si l'on considère le cas le plus simple, celui d'un réseau unidimensionnel (cf. fig. I.19) avec deux faisceaux contrapropageants de vecteur d'onde \vec{k} et $-\vec{k}$ suivant l'axe $[Ox]$, le potentiel de piégeage est donné par :

$$V = V_0 \sin^2(kx) \quad (\text{I.87})$$

Avec V_0 la profondeur de piège calculée à l'équation (I.84), en utilisant deux champs contrapropageants. Le paramètre V_0 s'exprime souvent en unité d'énergie de recul définie par $E_r = \hbar^2 k^2 / 2m$. Cette quantité correspond à une échelle d'énergie à laquelle se référer dans le cas d'atomes froids piégés dans des réseaux optiques.

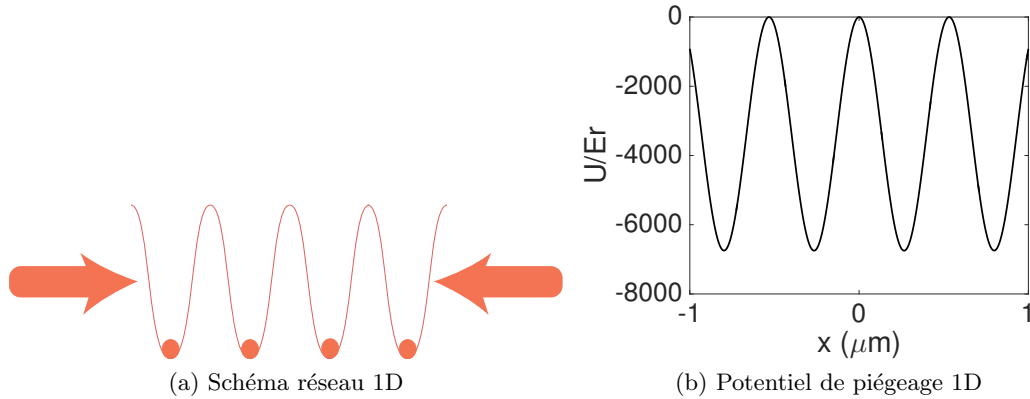


FIG. I.19 – Représentation du potentiel de piégeage périodique dans le cas 1D (a) Schéma du principe de la création d'un réseau optique 1D pour piéger les atomes. (b) Calcul numérique du potentiel de piégeage 1D avec $P = 5\text{W}$, $w_0 = 50 \mu\text{m}$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$

Dans le cas étudié, la distance intersite d est égale à $\lambda/2$, typiquement de quelques centaines de nanomètres.

Le réseau unidimensionnel peut se généraliser en multidimensionnel en ajoutant des paires de faisceaux contrapropageants suivant les autres directions spatiales (cf. figure I.20). Le potentiel de piégeage dans le cas tridimensionnel devient alors :

$$V = V_0 [\sin^2(kx) + \sin^2(ky) + \sin^2(kz)] \quad (\text{I.88})$$

L'avantage de cette technique est de proposer des géométries plus variées en jouant sur l'angle entre les faisceaux par exemple, ou en superposant plusieurs paires de faisceaux contrapropageants. Des réseaux triangulaires ont ainsi pu être étudiés [60], mais également des configurations plus exotiques telles qu'une structure de type "kagomé" [61] ou en nid d'abeilles [62]. La diversité des géométries s'accompagne également d'une agilité de profondeur de piégeage, qui est uniquement liée à la puissance du faisceau. Celle-ci permet d'influer directement sur les échelles d'énergie des interactions mises en jeu. Il s'agit donc de démontrer les similitudes entre les interactions entre les atomes froids piégés dans des réseaux et celles entre les électrons existants dans les cristaux, qui attestent du fait que ce système quantique est un bon candidat pour la simulation quantique de la matière condensée.

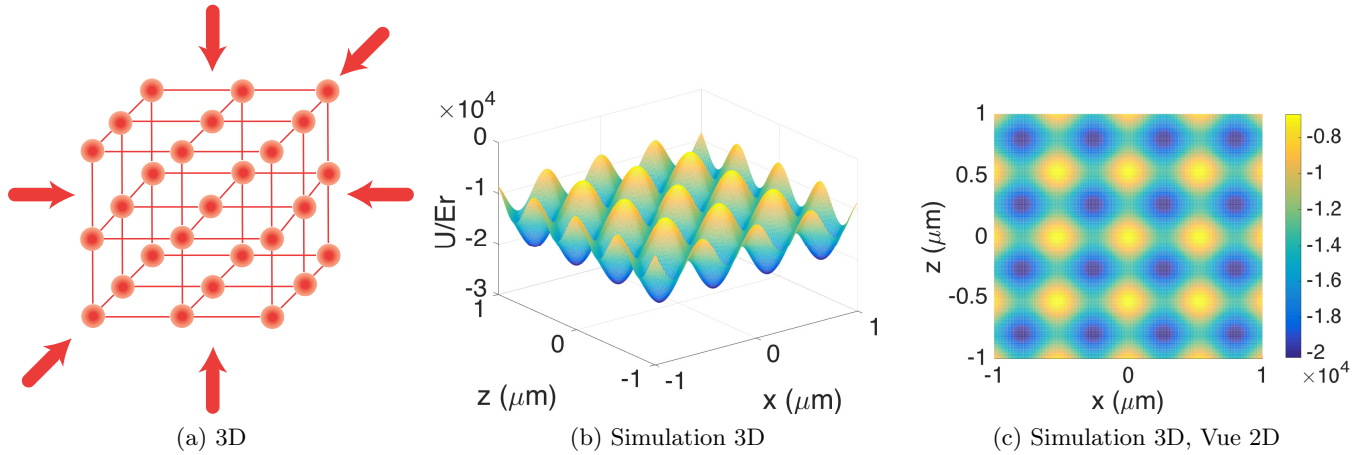


FIG. I.20 – Représentation des réseaux optiques confinant les atomes. (a) Schéma du cas 3D. (b) Simulation numérique du potentiel de piégeage, visuel 3D. (c) Visualisation du potentiel de piégeage en 2D.

4.2. Analogie entre un gaz d'atomes ultrafroids piégé dans un réseau et un cristal réel

4.2.1. Réseau de Bravais - Potentiel périodique d'électrons dans un cristal

Tout cristal est composé d'un arrangement périodique d'ions, appelé réseau de Bravais, dont la maille élémentaire est définie par un vecteur $\vec{R} = n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3$, avec $n_i \in \mathbb{Z}$ et \vec{a}_i l'ensemble des vecteurs qui engendrent le réseau [63]. Dans le cas d'un réseau cubique, ces vecteurs sont : $\vec{a}_1 = a\vec{e}_x$; $\vec{a}_2 = a\vec{e}_y$; $\vec{a}_3 = a\vec{e}_z$, où a est la norme de la période spatiale du réseau.

Le potentiel $U(\vec{r})$ qui régit l'évolution des électrons dans le cristal est supposé périodique : $U(\vec{r} + \vec{R}) = U(\vec{r})$. L'Hamiltonien à partir duquel se déduisent les valeurs propres et les énergies propres des électrons supposés indépendants est donné par :

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2m} + U(\vec{r}) \quad (\text{I.89})$$

Où \vec{p} est l'impulsion de l'électron et m sa masse.

Dans le cas où $U(\vec{r})$ est périodique, les états propres $\psi_q(\vec{r})$ sont le produit d'une onde plane $\exp(i\vec{q}\cdot\vec{r})$ et d'une fonction périodique avec une périodicité égale à celle du réseau de Bravais $u_q(\vec{r})$ [63] :

$$\psi_q(\vec{r}) = \exp(i\vec{q}\cdot\vec{r})u_q(\vec{r}) \quad (\text{I.90})$$

Ceci est le **théorème de Bloch**. \vec{q} correspond au vecteur d'onde des fonctions d'onde ψ_q , également appelées ondes de Bloch. Dans le cas unidimensionnel, suivant $[Ox)$, ces ondes sont décrites par un développement en série de Fourier [64] :

$$\psi_q(\vec{r}) = \sum_{j \in \mathbb{Z}} C_j(\vec{q}) \exp \left[ix \left(q + \frac{2\pi j}{a} \right) \right] \quad (\text{I.91})$$

De même, les énergies propres E_n suivent des lois de périodicité :

$$E_n \left(q + \frac{2\pi}{a} \right) = E_n(q) \quad (\text{I.92})$$

Nous obtenons alors des bandes d'énergie. Si l'on considère un intervalle $]-\pi/a; \pi/a]$, la bande d'énergie correspondante est la première zone de Brillouin, correspondant à la maille élémentaire de Bravais dans l'espace réciproque.

Le traitement du mouvement des électrons dans le cristal a ainsi été effectué pour n'importe quel potentiel périodique. Ce problème peut ainsi être traité avec un potentiel $V(x)$ sinusoïdal ($V(x) = V_0 \sin^2(kx)$), qui correspond au potentiel de piégeage de gaz d'atomes ultrafroids dans des réseaux. Par conséquent, les gaz d'atomes ultrafroids sont de bons candidats pour la simulation quantique de la matière condensée. En effet, les deux systèmes sont soumis aux mêmes hamiltoniens, autrement dit des états propres et des énergies propres analogues.

4.2.2. Interactions des particules dans un réseau : modèle de Bose-Hubbard

Nous nous plaçons dans le formalisme des liaisons fortes, pour lequel $V_0 \gg E_r$. Nous supposons également que les particules se situent à des niveaux d'énergies faibles. Pour mieux se rendre compte des processus intervenant dans un réseau de périodicité a , nous définissons la base des fonctions de Wannier $w_{n,j}(x)$ [64] :

$$\begin{aligned} w_{n,j}(x) &= \left(\frac{a}{2\pi}\right) \int_{-\pi/a}^{\pi/a} \psi_{n,q}(x) \exp(-ijaq) dq \\ \Rightarrow \psi_{n,q}(x) &= \sqrt{\frac{a}{2\pi}} \sum_{j \in \mathbb{Z}} w_{n,0}(x - ja) \exp(ijaq) \end{aligned} \quad (\text{I.93})$$

Car : $w_{n,j}(x) = w_{n,0}(x - ja)$ et $\sum_j \exp(ijaq) = (2\pi/a)\delta(q)$.

La fonction d'onde se construit en transposant la fonction de Wannier centrée sur le site 0 sur l'ensemble des sites du réseau.

L'Hamiltonien décrivant ce système est donné par :

$$\hat{H} = \sum_n \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dq E_{n,q} |\psi_{n,q}\rangle \langle \psi_{n,q}| = \sum_n \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dq E_{n,q} \hat{a}_{n,q}^\dagger \hat{a}_{n,q} \quad (\text{I.94})$$

Les opérateurs $\hat{a}_{n,q}^\dagger$ et $\hat{a}_{n,q}$ sont respectivement les opérateurs création et annihilation d'une particule dans un état de Bloch de quasi-moment q dans la bande d'énergie n .

D'autre part, réécrivons les fonctions d'onde $|\psi_{n,q}\rangle$ en terme de fonctions de Wannier $|w_{n,j}\rangle$ sous ce même formalisme (avec les opérateurs $\hat{b}_{n,j}$ et $\hat{b}_{n,j}^\dagger$), d'après l'équation (I.93) :

$$\hat{a}_{n,q} = \sqrt{\frac{a}{2\pi}} \sum_j \exp(ijaq) \hat{b}_{n,j} \quad (\text{I.95})$$

Par conséquent, l'Hamiltonien devient :

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \sum_n \frac{a}{2\pi} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dq E_{n,q} \sum_{j,j'} \exp[i(j-j')aq] \hat{b}_{n,j}^\dagger \hat{b}_{n,j'} \\ &= \sum_{n,j,j'} J_n(j-j') \hat{b}_{n,j}^\dagger \hat{b}_{n,j'} \end{aligned} \quad (\text{I.96})$$

$$\text{avec : } J_n(j) = \int dq \exp(ijaq) E_n(q) = \int dx w_{n,j}(x)^* \left(\frac{\hat{p}^2}{2m} + V(x) \right) w_{n,0}(x)$$

Sous ce formalisme, nous pouvons déduire de l'équation (I.96) que le terme $J_n(j - j')$ correspond à l'amplitude de probabilité de saut d'un atome du site j' vers le site j . Cet effet tunnel constitue l'un des paramètres importants de la dynamique des particules dans un réseau.

Cet Hamiltonien tient compte de l'évolution d'une particule dans un potentiel de piégeage, mais n'explique pas les interactions entre les particules dans le réseau. Pour cela, nous posons \hat{H}_{int} l'Hamiltonien d'interaction dans le régime d'interactions faibles sous le formalisme de la seconde quantification [17] :

$$\hat{H}_{int} = \frac{g}{2} \int dx \hat{\psi}^\dagger(x) \hat{\psi}^\dagger(x) \hat{\psi}(x) \hat{\psi}(x) \quad (\text{I.97})$$

Avec $g = 4\pi\hbar^2 a_s/m$ la constante de couplage dépendante de la longueur de diffusion a_s définie lors du traitement des interactions dans un gaz de bosons.

Si l'on se limite uniquement à la bande d'énergie $n = 0$, dans le cas d'un traitement du problème en régime de liaisons fortes, et en décomposant $\hat{\psi}$ sur la base des fonctions de Wannier ($\hat{\psi} = \sum_{n,j} \hat{w}_{n,j} \hat{b}_{n,j}$), on obtient :

$$\hat{H}_{int} = \frac{g}{2} \sum_j \hat{b}_j^\dagger \hat{b}_j^\dagger \hat{b}_j \hat{b}_j \int dx w_0(x)^4 = \frac{U}{2} \sum_j \hat{n}_j (\hat{n}_j - 1) \quad (\text{I.98})$$

Où $U = g \int dx w_0(x)^4$ correspond à l'énergie d'interaction entre deux atomes sur un même site, paramètre également important pour l'étude des régimes d'interactions dans un réseau.

Par conséquent, l'Hamiltonien du système global est la somme de deux contributions : l'effet tunnel (nous allons considérer uniquement deux sites voisins) et l'interaction entre deux atomes sur le même site. L'expression suivante de l'Hamiltonien final tient compte également des potentiels résiduels (piégeage magnétique, etc.) définis par $\sum_j \epsilon_j \hat{n}_j$ [17] :

$$H_{tot} = -J \sum_{|j'-j|=1} \hat{b}_{j'}^\dagger \hat{b}_j + \frac{U}{2} \sum_j \hat{n}_j (\hat{n}_j - 1) + \sum_j \epsilon_j \hat{n}_j \quad (\text{I.99})$$

Nous pouvons déduire de l'équation (I.99) l'état du système suivant l'influence des paramètres :

- Si $J \gg U$, la probabilité de sauts par effet tunnel est très forte : les atomes vont être délocalisés sur le réseau comme les électrons sur la surface du cristal. Les propriétés conductrices du matériau sont marquées (superfluide).
- Si $U \gg J$, les atomes vont, au contraire, être localisés sur leur site. Le matériau obtenu est un isolant de Mott.

La transition entre ces deux états est une transition de phase quantique qui a été simulée avec des atomes froids piégés dans des réseaux par l'équipe de I. Bloch [65]. Le passage d'un régime à l'autre s'effectue en augmentant la hauteur de la barrière de potentiel, autrement dit en augmentant la puissance du faisceau qui construit le réseau.

D'autre part, les propriétés de conductivité particulières de matériaux tels que le graphène ont également été reproduits avec un gaz d'atomes ultrafroids [62]. Le magnétisme quantique est d'ailleurs un des sujets très étudiés. En effet, des transitions de phase magnétique d'un état ferromagnétique vers un état antiferromagnétique ont été observées en couplant les atomes du réseau à un champ magnétique [66]. De plus, plusieurs études ont été effectuées sur les régimes d'interactions sur une chaîne de spins, décrits théoriquement par le modèle d'Ising (frustration magnétique [67], corrélations [68]...).

La simulation des modèles décrivant les propriétés de la matière condensée avec des gaz d'atomes ultrafroids piégés dans des réseaux optiques est ainsi en plein essor. Ces réseaux reproduisent fidèlement les phénomènes étudiés, avec un grand contrôle des paramètres (géométrie des réseaux, interactions, effet tunnel...). Toutefois, ces simulations sont limitées par la distance intersite du réseau.

4.3. La distance intersite dans un réseau : vers une nouvelle approche en champ proche

4.3.1. Diminution de la périodicité : une augmentation des échelles d'énergie

Nous venons de décrire l'évolution des particules dans un réseau, simulée par des gaz d'atomes ultrafroids en les confinant dans des réseaux optiques. La distance intersite pour ces simulateurs est ainsi fixée par l'interfrange des interférences, environ égale à $\lambda/2$. Cependant, réduire la périodicité du réseau permettrait de se rapprocher des périodicités des cristaux réels, qui sont de l'ordre de l'angström. De plus, ceci augmenterait les échelles d'énergie J et U pour une étude plus précise des processus mis en jeu dans les réseaux cristallins, comme les interactions de longue portée [69], ou les interactions de superéchange (échanges de spins entre deux puits voisins, cf. figure I.21) qui font partie des mécanismes à l'origine des transitions de phase quantiques magnétiques [70].

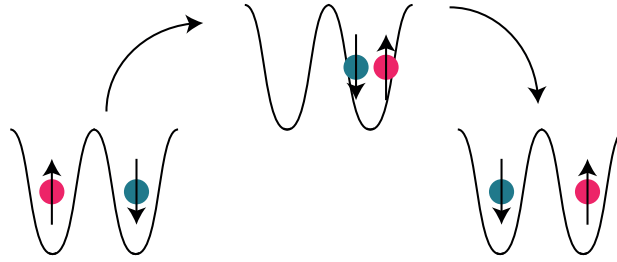


FIG. I.21 – Processus de superéchange : échanges de spins entre deux puits de potentiel voisins dans un réseau, via un état intermédiaire virtuel où les deux atomes sont sur un même site

Pour mieux s'en rendre compte, nous pouvons calculer l'évolution de la probabilité d'effet tunnel J et de l'énergie d'interaction U en fonction de la distance intersite, qui sont données, dans le cas où le taux de remplissage est d'un atome par site, par [71] :

$$J = \frac{4}{\sqrt{\pi}} E_r \left(\frac{V_0}{E_r} \right)^{3/4} \exp \left[-2 \left(\frac{V_0}{E_r} \right)^{1/2} \right]; \quad U = \sqrt{\frac{8}{\pi}} k a_s E_r \left(\frac{V_0}{E_r} \right)^{3/4} \quad (\text{I.100})$$

L'expression permettant de calculer J via l'équation ci-dessus n'est valable qu'à la limite $V_0 \gg E_r$. La périodicité du réseau est contenue dans le vecteur d'onde k , qui est égal à $2\pi/a$ où a est la période. Le tracé des énergies J et U est en figure I.22.

Sur la figure I.22, nous pouvons voir qu'il faut refroidir les atomes à une température d'une centaine de nanokelvins si l'on veut déterminer les énergies J et U dans le cas d'une approche en champ lointain (réseau optique "classique"). En revanche, en diminuant la distance intersite, ces énergies augmentent de manière exponentielle : pour un réseau de périodicité de 50 nm, nous obtenons un gain de température d'un facteur $10^2 - 10^3$. Si l'on reprend l'exemple de l'énergie de superéchange, celle-ci est proportionnelle à J^2/U [70]. Ceci implique qu'il faut refroidir les atomes jusqu'à une centaine de nanokelvins pour étudier ce phénomène si l'on considère un réseau optique, alors qu'il suffit d'atteindre un microkelvin pour un réseau de période égale à 50 nm. La réduction de la périodicité du réseau permettrait ainsi d'étudier ce phénomène avec une précision beaucoup plus importante. Par conséquent, des stratégies de piégeage sont à définir pour pouvoir créer des réseaux d'atomes ultrafroids dont la périodicité est sub-longueur d'onde.

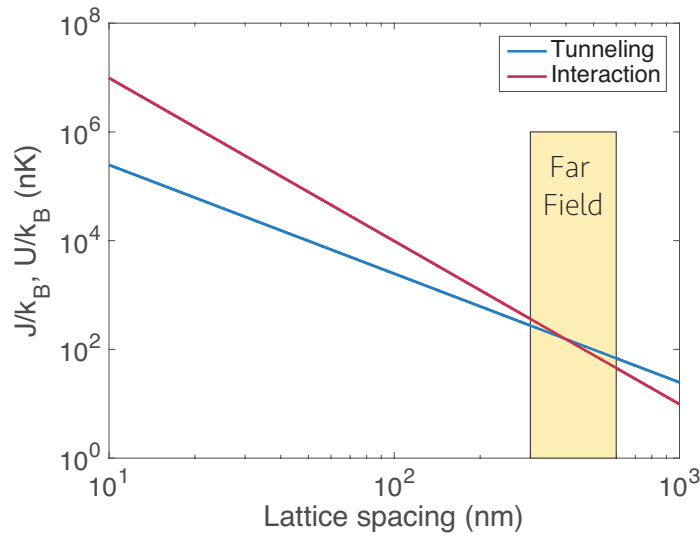


FIG. I.22 – Evolution de J et U en fonction de la distance intersite a pour $V_0/E_R = 2$

4.3.2. AUFRONS : Atomes UltraFroids dans des Réseaux Optiques Nanostructurés : une nouvelle approche en champ proche

Depuis quelques années, des stratégies de piégeage en champ proche sont en cours de développement afin d’atteindre des réseaux sub-longueur d’onde. Une des stratégies prometteuses repose sur des nanostructures métalliques. En effet, l’excitation collective des électrons à la surface des métaux (résonance plasmon de surface) suite à l’application d’un champ électrique extérieur (typiquement une onde laser) permet de créer des gradients de champ avec des minima de potentiel au voisinage des nanostructures dans lesquels les atomes peuvent se confiner [72, 69].

Parmi les approches en champ proche, le principe d’une autre technique de piégeage réside en l’utilisation des forces du vide [73], comme les forces de Casimir-Polder [74], qui sont habituellement une contrainte pour le piégeage d’atomes au voisinage d’une surface. En effet, les forces de Casimir-Polder définissent un potentiel d’interaction attractif entre les atomes et la surface métallique (ou diélectrique) qui empêchent habituellement le piégeage d’un gaz d’atomes ultrafroids au voisinage de celle-ci. Ici, l’équipe de recherche de H. Kimble [73] a utilisé le fait que les forces de Casimir-Polder agissent différemment suivant l’état dans lequel se trouve l’atome (état fondamental $|g\rangle$ ou état excité $|e\rangle$). Les potentiels liés à ces forces modifient les énergies des états, modulant spatialement la fréquence de résonance. Le minimum du potentiel de piégeage est obtenu en couplant ces deux états avec un laser à résonance en z_b . Au voisinage de ce point, une barrière de potentiel se crée via ce couplage et permet d’empêcher les atomes de s’effondrer sur la surface. Le schéma de cette technique est en figure I.23.

Le projet dans lequel s’inscrit ma thèse, AUFRONS (Atomes UltraFroids dans des Réseaux Optiques Nanostructurés) propose une nouvelle méthode de piégeage en champ proche qui combine les avantages des structures plasmoniques et des forces du vide, afin de créer un potentiel bidimensionnel dans lequel seront confinés les atomes ultrafroids. Il s’agit de piéger les atomes de rubidium au voisinage d’une surface nanostructurée, où des piliers en dioxyde de silicium (SiO_2) sont disposés sur une surface en or. Les briques de cette technique sont les suivantes :

- d’une part, un faisceau laser à 1529 nm excite les plasmons à la surface du métal. Le profil d’intensité résultante au voisinage de la surface est une fonction exponentielle décroissante [75]. Or, l’état excité du Rubidium 87 présente une résonance au voisinage de cette longueur

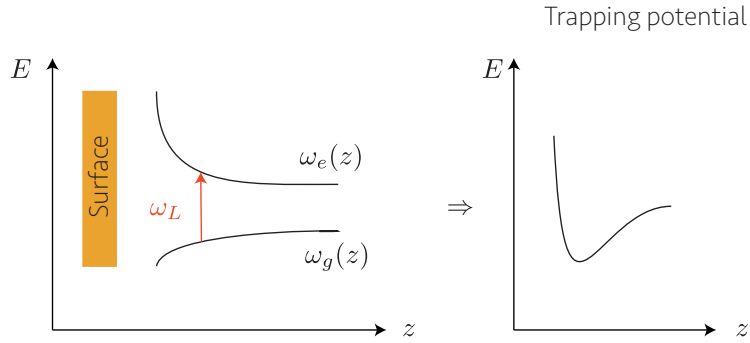


FIG. I.23 – Principe de la technique de piégeage reposant sur les forces du vide

d'onde, il est ainsi fortement modulé spatialement par ce laser par effet Stark, alors que l'état fondamental ressent peu l'effet de ce faisceau (nous développerons ce point dans le chapitre 3). Une barrière de potentiel est ainsi créée, prévenant des forces attractives de Casimir-Polder. La fréquence de résonance est par conséquent modulée spatialement. Le potentiel de piégeage est ainsi obtenu dans la direction perpendiculaire à la surface, au voisinage de $z = z_b$ en couplant les états fondamental et excité avec un laser résonant en ce point-là. L'ensemble des étapes est résumé sur la figure I.24.

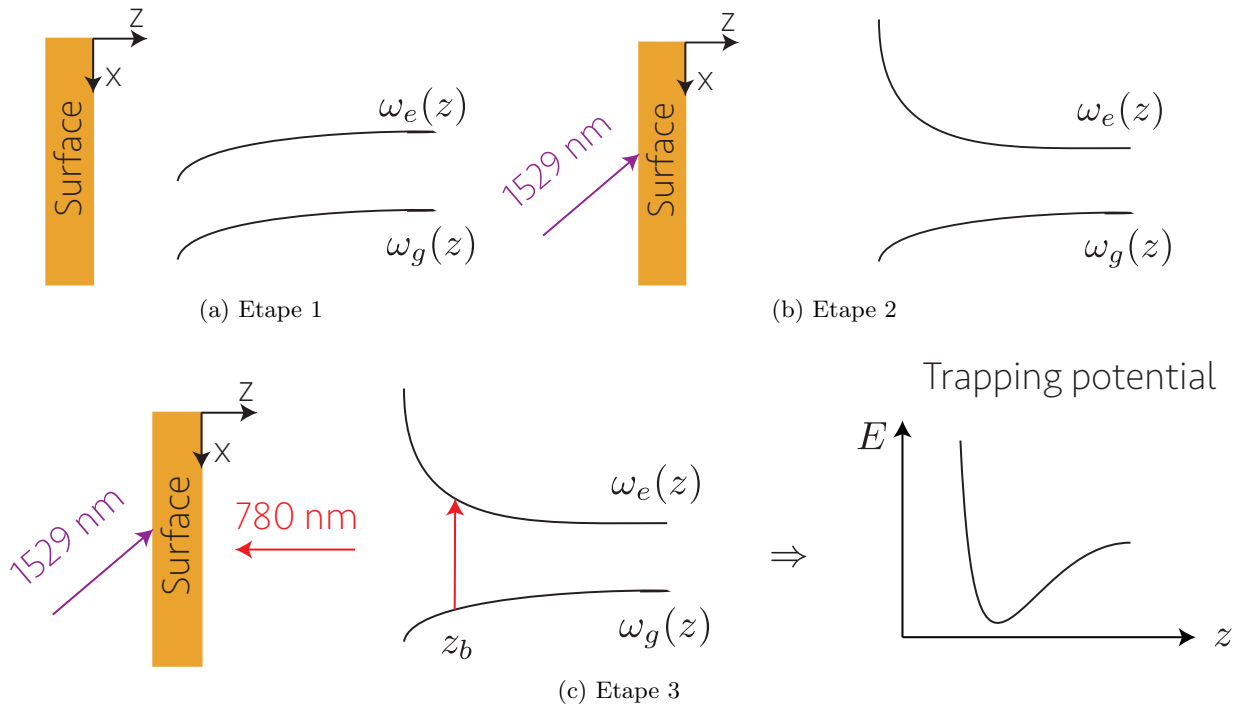


FIG. I.24 – Nouvelle technique de piégeage d'atomes au voisinage d'une surface nanostructurée (a) Energies de l'état fondamental et de l'état excité en l'absence de champs extérieurs : un potentiel dû aux forces de Casimir attire les atomes vers la surface. (b) Un laser à 1529 nm excite les plasmons de surface de l'or pour obtenir un profil d'intensité décroissant, qui module par effet Stark l'état excité. (c) Un laser à 780 nm couple les deux états lorsqu'il est à résonance en $z = z_b$ pour obtenir un potentiel de piégeage, avec un minima en z_b où les atomes sont confinés.

— d'autre part, après avoir confiné les atomes pour empêcher que ces derniers s'écrasent

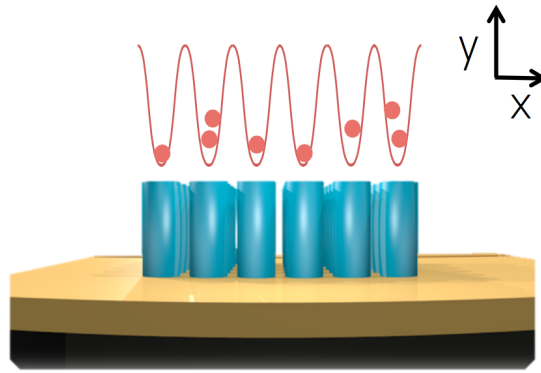


FIG. I.25 – Schéma du principe de création d'un réseau bidimensionnel à partir des fluctuations du vide. Image de la surface nanostructurée : ©Maxime Bellouvet

sur la surface, la création d'un réseau périodique bidimensionnel est obtenue grâce aux fluctuations du vide. En effet, si l'on considère la figure I.25, la nanostructuration de la surface permet de moduler les forces de Casimir-Polder : au voisinage d'un pilier, le potentiel attractif sera plus important qu'entre deux piliers. Cette modulation sinusoïdale crée un potentiel de piégeage périodique sub-longueur d'onde, car la distance intersite est donnée par la distance entre deux piliers (centaine de nanomètres).

Par conséquent, cette nouvelle méthode de piégeage permettra de réaliser des réseaux sub-longueur d'onde, de périodicité de l'ordre de la centaine de nanomètres, avec une grande versatilité dans les paramètres. D'une part, les géométries des réseaux sont directement données par celles des surfaces, avec l'avantage d'avoir la possibilité d'introduire des impuretés existantes dans les cristaux réels, en enlevant un pilier par exemple. En effet, dans les réseaux optiques, il est impossible de retirer un puits de potentiel car le potentiel de piégeage est une figure d'interférence, seuls des cristaux parfaits peuvent être étudiés. D'autre part, la profondeur du puits de potentiel est liée à la hauteur de la colonne de SiO_2 . Des travaux sont actuellement en cours pour calculer le potentiel de piégeage afin d'anticiper les résultats expérimentaux.

5. Résumé du chapitre

Ainsi, dans ce chapitre, un objet quantique a été défini, le condensat de Bose-Einstein, qui est obtenu en refroidissant un gaz d'atomes. Puis, les différentes techniques qui permettent d'atteindre ce régime de dégénérescence quantique ont été détaillées. Enfin, l'évolution des électrons dans un potentiel périodique a permis de démontrer l'analogie existante entre un gaz d'atomes ultrafroids piégés dans des réseaux périodiques, typiquement des réseaux optiques, et les électrons dans un cristal réel. Les interactions mises en jeu dans un réseau ont pu être étudiées, ce qui a mis en exergue la nécessité de réduire la distance intersite pour des simulations quantiques plus précises de la matière condensée. Le projet dans lequel s'inscrit ma thèse vise donc à développer une nouvelle technique de piégeage en champ proche pour confiner un gaz d'atomes ultrafroids dans un potentiel périodique sub-longueur d'onde bidimensionnel. Ce chapitre avait ainsi pour but de décrire les notions utilisées dans la suite du manuscrit et de contextualiser le travail effectué au cours de ma thèse. Dans le chapitre suivant, il s'agira de présenter le développement du montage expérimental dans le cadre du projet AUFRONS.

Chapitre II

Refroidissement d'atomes de Rubidium 87

Sommaire

1. Dispositif expérimental	53
1.1. Présentation de l'espèce atomique	54
1.2. Enceinte à vide	56
1.3. Laser et banc optique à 780 nm	58
1.4. Bobines de champ magnétique	63
1.5. Détection	65
1.6. Séquenceur	68
2. Séquence expérimentale - Evaporation dans un piège hybride	69
2.1. Séquence de refroidissement	69
2.2. Principe du piège hybride	71
2.3. Simulations numériques	72
2.4. Montage du piège dipolaire	73
2.5. Résultats	74
3. Limitations expérimentales - Reconstruction de l'expérience	76
3.1. Limitations pour obtenir un condensat de Bose-Einstein	76
3.2. Reconstruction de l'expérience	77
3.3. Nouveaux résultats sur le piège hybride : mise en évidence d'une nouvelle fuite	82
4. Entrée dans le régime de dégénérescence quantique	83
4.1. Optimisation de la séquence de refroidissement	84
4.2. Entrée dans le régime de dégénérescence quantique	94
5. Conclusions et perspectives	99

Dans ce chapitre, le dispositif expérimental de refroidissement d'atomes de Rubidium 87 sera présenté. Tout d'abord, l'ensemble des technologies utilisées sera détaillé. Puis, l'optimisation de toutes les étapes de la séquence expérimentale sera exposée, notamment une technique de piégeage hybride pour obtenir un condensat de Bose-Einstein. Enfin, après avoir surmonté les difficultés expérimentales pour atteindre le régime de dégénérescence quantique, le gaz d'atomes ultrafroids sera caractérisé en évaluant la température critique de transition et les fréquences de piégeage pendant l'évaporation.

1. Dispositif expérimental

L'objectif de la première partie de ce chapitre est de détailler le dispositif expérimental, en présentant notamment le choix des espèces atomiques à refroidir dont la transition refroidissante est déterminante pour le laser à utiliser. La géométrie de l'enceinte à vide est également présentée, ainsi que la manière dont les champs magnétiques sont générés de façon contrôlée, dont la détection est réalisée, et plus généralement les outils utilisés pour le contrôle en temps réel des paramètres de l'expérience avec un séquenceur.

1.1. Présentation de l'espèce atomique

Le choix de l'espèce atomique utilisée pour le refroidissement s'est porté sur les alcalins car ils possèdent une structure électronique assez simple puisqu'ils n'ont qu'un seul électron sur la dernière couche électronique. Les alcalins présentent par ailleurs des interactions interatomiques faibles, qui peuvent être contrôlées par l'application de champs externes. De plus, ces transitions électroniques se produisent dans les gammes de longueurs d'onde du visible et du proche infrarouge où des technologies laser simples et robustes peuvent être mises en œuvre.

1.1.1. Rubidium 87

Le Rubidium 87 a été choisi dans la construction de notre système expérimental car c'est une des espèces atomiques bosoniques les mieux refroidies. Le premier condensat de Bose-Einstein a été obtenu avec cet alcalin [76]. Ceci s'explique par des propriétés collisionnelles favorables pour le refroidissement par évaporation qui permet d'atteindre le régime de dégénérescence quantique. En effet, la longueur de diffusion positive est grande $a_s \sim 100 a_0$, ce qui implique une grande section efficace de collisions élastiques ($\sigma = 8\pi a_s^2$).

D'autre part, la longueur d'onde de transition de refroidissement est 780 nm (cf. figure II.1). Les lasers proposés sur le marché à cette longueur d'onde sont très nombreux, car ils ont été initialement développés pour la lecture des CDs. De plus, les technologies fibrées utilisées pour les télécommunications (1560 nm), très performantes, peuvent se transposer pour le refroidissement par laser en doublant les fréquences [77, 78].

Le schéma de la structure hyperfine de la transition de refroidissement utilisée dans le dispositif expérimental (transition D2 du Rubidium 87) est représentée en figure II.1. Nous pouvons remarquer un autre avantage dans le choix de cette espèce atomique : les niveaux hyperfins peuvent être résolus spectralement, ce qui permet d'asservir plus facilement les lasers. Pour le refroidissement, nous utiliserons la transition cyclante suivante : $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F=3\rangle$. De plus, une autre transition entre en jeu dans le processus de refroidissement. En effet, les atomes pouvant se désexciter dans l'état "noir" $|5S_{1/2}, F=1\rangle$, il est nécessaire de mettre en place un faisceau qui va pomper les atomes dans l'état $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ via la transition suivante : $|5S_{1/2}, F=1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F=2\rangle$. Les atomes peuvent ainsi cycler à nouveau entre les états $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ et $|5P_{3/2}, F=3\rangle$.

1.1.2. Perspective : Potassium 40

L'objectif du projet AUFRONS est de simuler le comportement des gaz bidimensionnels d'électrons dans les solides. Ceci permettrait d'étudier des matériaux tels que le graphène par exemple, ou de comprendre la supraconductivité à haute température [?]. Pour reproduire la statistique des électrons il est nécessaire de travailler avec un atome de type fermionique.

Le fermion choisi pour la construction du dispositif expérimental est le Potassium 40. En effet, comme on peut le voir sur la figure II.2, les longueurs d'onde mises en jeu pour le refroidissement, que ce soit la transition D2 ou D1 (utilisée pour les mélasse grises [80]) sont proches de celle du Rubidium. La proximité fréquentielle permet d'utiliser les mêmes optiques pour refroidir les deux espèces, ce qui simplifie la conception de l'expérience.

De plus, le potassium présente l'avantage d'avoir des résonances de Feshbach importantes, c'est-à-dire que les interactions entre les atomes peuvent être modifiées via un couplage avec un champ magnétique. Les changements de régime peuvent d'ailleurs être très importants, jusqu'à assister à une transition d'un gaz présentant des interactions fortes (formation d'un condensat de molécules) à un nuage avec des interactions faibles (état superfluide avec la constitution de paires

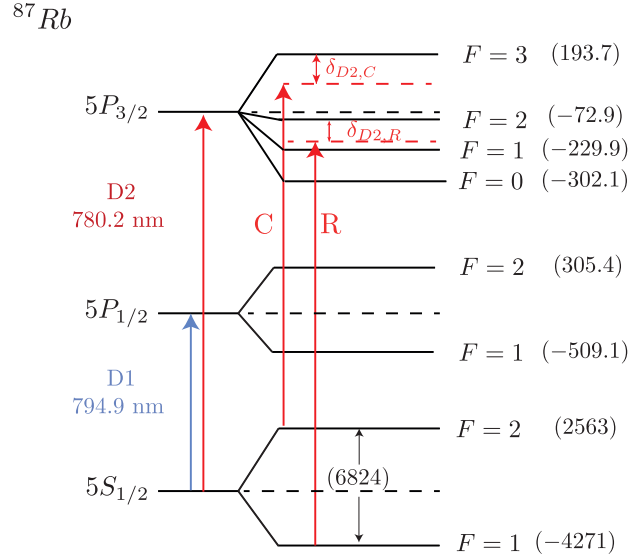


FIG. II.1 – Structure hyperfine du Rubidium 87, inspirée de [79]. Les nombres entre parenthèses représentent les différences fréquentielles relatives entre les niveaux hyperfins, en MHz. $C = \text{Cooling}$, pour le faisceau refroidisseur, $R = \text{Repompeur}$.

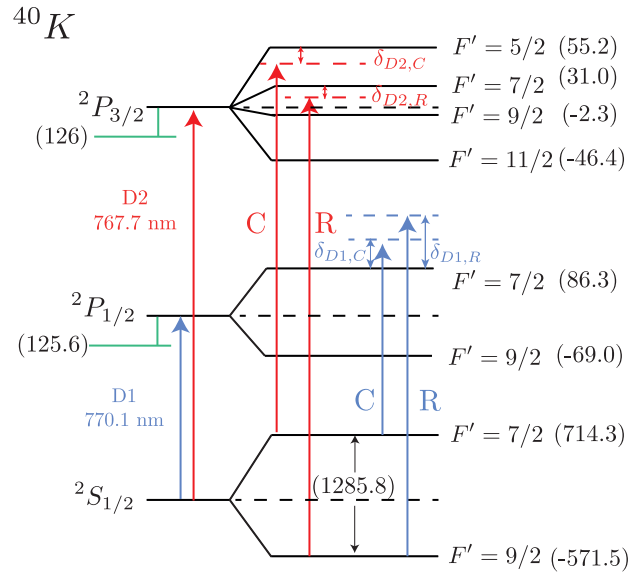


FIG. II.2 – Structure hyperfine du Potassium, inspirée de [81]. Les nombres entre parenthèses représentent les différences fréquentielles relatives entre les niveaux hyperfins, en MHz. $C = \text{Cooling}$, pour le faisceau refroidisseur, $R = \text{Repompeur}$. Les lignes vertes correspondent aux écarts fréquentiels avec un autre isotope, le potassium 39.

de Cooper).

Cependant, l'inconvénient du Potassium est sa structure hyperfine resserrée, comme on peut le constater sur la figure II.2. Les niveaux sont ainsi difficiles à résoudre spectralement, ce qui complique la spectroscopie sub-Doppler pour l'asservissement des lasers. Cette difficulté peut être contournée grâce à la nouvelle architecture laser présentée dans le chapitre 5.

Il est important de noter que le refroidissement de l'espèce bosonique reste importante dans

le projet. En effet, le principe d'exclusion de Pauli empêche les collisions entre les fermions pour atteindre le régime ultrafroid. Cependant, ce régime peut être atteint en thermalisant le nuage de fermions avec le gaz de bosons [82]. Ceci justifie le choix d'avoir refroidi en priorité les atomes de Rubidium.

1.2. Enceinte à vide

Le système d'enceintes à vide a été conçu en fonction de la séquence expérimentale utilisée pour le refroidissement d'atomes.

Les premières expériences d'atomes froids utilisaient les ralentisseurs Zeeman pour décélérer les atomes afin qu'ils soient mieux capturés par un piège magnéto-optique tridimensionnel [30], comme nous l'avons vu dans le chapitre 1. L'inconvénient de cette méthode est l'encombrement spatial du dispositif, qui peut être long d'un mètre [83]. Pour rendre ce système plus compact, un piège magnéto-optique bidimensionnel (MOT2D) a été développé [84] dans le but de produire un jet d'atomes ralenti collimaté avec des performances similaires au ralentisseur Zeeman [85, 86, 87]. C'est la solution qui a été adoptée dans la construction de notre dispositif expérimental.

Le système d'enceintes à vide est constitué de deux parties : la première est dédiée au MOT2D, qui charge un jet d'atomes ralentis dans la deuxième chambre où se produit toute la séquence de refroidissement jusqu'à atteindre un régime de dégénérescence quantique. Les réseaux sub-longueur d'onde seront également générés dans cette deuxième enceinte à vide que l'on appellera chambre de science.

1.2.1. Enceinte du MOT2D

L'enceinte du MOT2D est un dispositif commercial développé au département SYRTE (SYstèmes de Référence Temps Espace) de l'Observatoire de Paris [84]. Nous allons décrire le principe de fonctionnement de ce système, résumé dans la figure II.3.

Les atomes de Rubidium 87 sont disposés à l'état solide dans une cellule, puis deviennent gazeux par sublimation en chauffant l'ampoule. Ensuite, un piège magnéto-optique bidimensionnel est mis en place pour ralentir ce nuage, composé de :

- deux faisceaux rétro-réfléchis perpendiculaires entre eux et également transverses à la direction de propagation du jet d'atomes ;
- deux paires de bobines en configuration anti-Helmholtz, afin de générer un gradient de champ magnétique transverse dont le minimum se situe sur l'axe de propagation du gaz.

Le flux maximal d'atomes obtenu est d'environ 10^{10} atomes/s, ralentis à une vitesse de 13 m/s pour une température transverse de 400 microkelvins, d'après les spécifications du SYRTE [88]. Le gaz est transféré dans la chambre de science grâce à un faisceau *pousseur* qui exerce une force radiative dans la direction du jet atomique. Le nuage gazeux passe dans l'enceinte principale par un trou de 1.5 mm de diamètre qui connecte la sortie de la zone de refroidissement à l'enceinte principale via une zone intermédiaire appelée zone de jet. Ceci permet de filtrer les atomes non ralentis et de maintenir une pression très basse dans la chambre de sciences avec un pompage différentiel. Celui-ci est effectué avec une pompe ionique qui permet de maintenir une pression dans l'enceinte du MOT2D de 10^{-7} mbar et inférieure à 10^{-9} mbar dans la zone de sortie de jet.

1.2.2. Chambre de science

L'enceinte à vide utilisée est une enceinte commerciale de l'entreprise Kimball en acier inoxydable, où sont disposées deux brides CF100 de 100 mm de diamètre dans la direction verticale et de huit brides CF40 de 40 mm dans les autres directions. Ceci garantit un grand accès optique

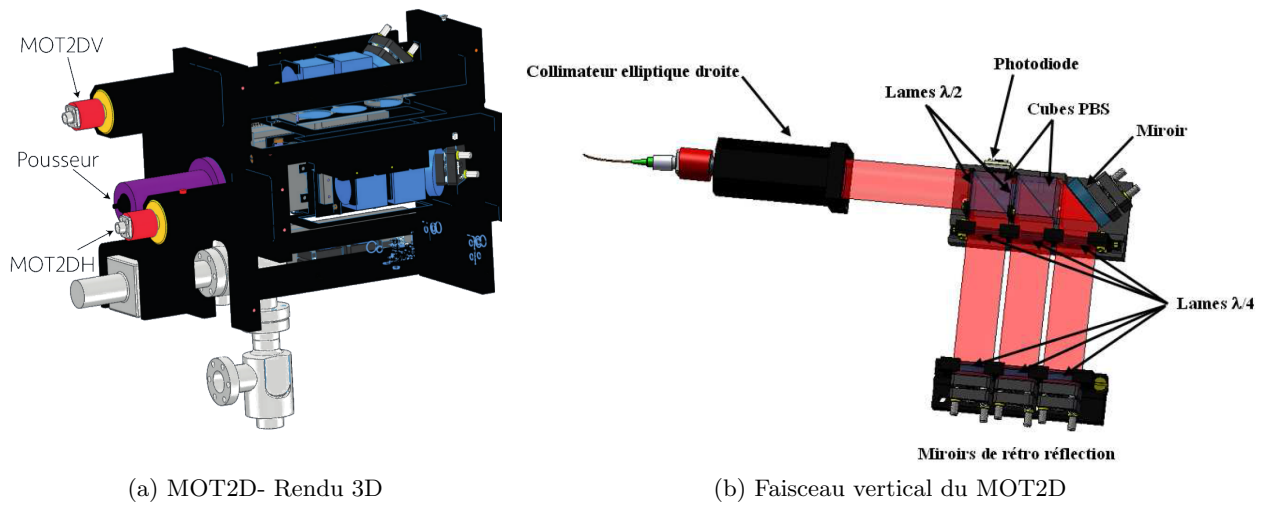


FIG. II.3 – MOT2D (a) Représentation de l'enceinte à vide du MOT2D utilisée dans le dispositif expérimental d'après les fichiers SolidWorks fournis par le constructeur : MOT2DH = collimateur pour le faisceau horizontal ; MOT2DV = collimateur pour le faisceau vertical. (b) Représentation de la propagation du faisceau du MOT2D rétro-réfléchi dans la direction verticale, tiré de [88]

pour réaliser un MOT tridimensionnel, ainsi que le piège dipolaire utilisé dans la séquence de refroidissement et la construction d'un double réseau pour réaliser l'imagerie sub-longueur d'onde (cf. chapitre 3). En effet, les deux brides CF100 fournissent l'accès optique pour les faisceaux verticaux du MOT, quatre brides CF40 sont dédiées aux faisceaux longitudinaux du MOT, deux brides CF40 permettent d'effectuer le piège dipolaire et les réseaux. Les deux raccords CF40 restants servent à relier l'enceinte à vide au MOT2D d'un côté, et à un tube en T de l'autre pour le pompage turbomoléculaire. Les hublots utilisés ont été développés par MDC Caburn. Le schéma de cette enceinte est en figure II.4.

L'ultravide, correspondant à une pression de $10^{-10} - 10^{-11}$ mbar est réalisé en étuvant d'abord l'enceinte, puis en activant des pompes ioniques. Celles-ci assurent d'ailleurs le maintien de cette faible pression au quotidien. Les pompes utilisées dans le montage expérimental sont fabriquées par l'entreprise Nextorr : l'une assure un pompage différentiel entre l'enceinte du MOT2D et celle du MOT3D, l'autre permet de maintenir l'ultravide dans la chambre de science (cf. figure II.4). Des vannes sont disposées de part et d'autre de la chambre de science afin de pouvoir l'isoler du MOT2D d'une part, de la connection à la pompe turbomoléculaire d'autre part.

Deux dispositifs ont été développés pour la chambre de science, comme nous le verrons par la suite. Dans la deuxième version de l'enceinte, les hublots utilisés auront été changés pour bénéficier de traitements optiques aux longueurs d'onde utilisées. De plus, ceux associés aux brides CF100 seront des hublots rentrants afin de remédier aux difficultés pour atteindre le condensat de Bose-Einstein.

Après avoir présenté l'enceinte à vide, nous allons détailler une autre brique importante dans la construction du dispositif : le banc laser à 780 nm.

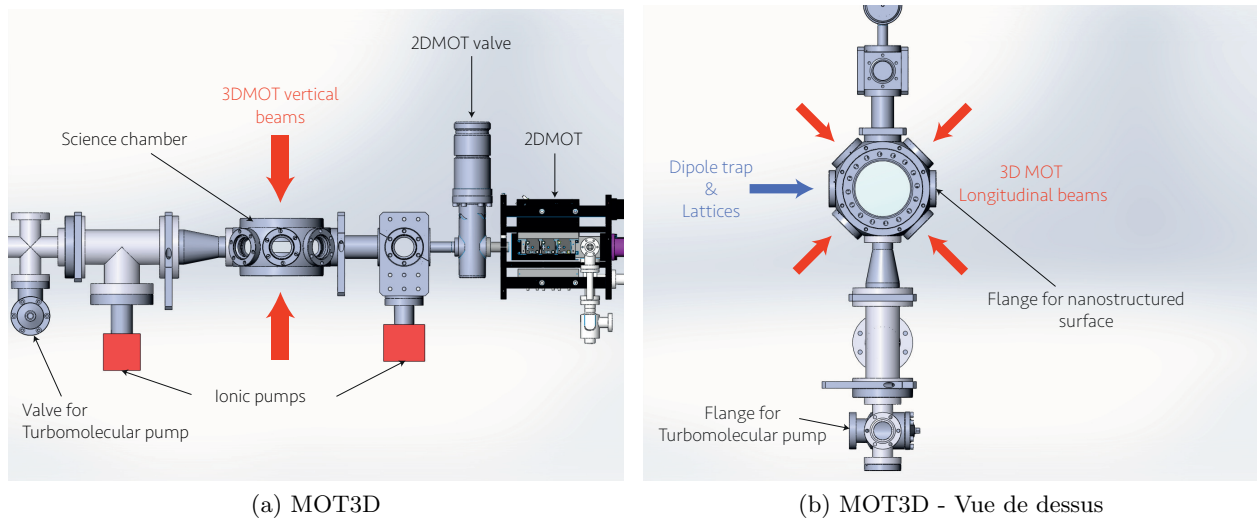


FIG. II.4 – Représentation des enceintes à vide dans le dispositif expérimental, schématisation des faisceaux mis en jeu dans la séquence (a) Schéma de la chambre de science reliée au MOT2D et aux différentes pompes ioniques, avec la disposition des faisceaux verticaux du MOT3D (b) Vue de dessus du dispositif avec le schéma de la propagation des faisceaux du MOT3D, du piège dipolaire et des réseaux pour l'imagerie sub-longueur d'onde

1.3. Laser et banc optique à 780 nm

Architecture laser

Nous avons vu précédemment que le Rubidium 87 présentait l'avantage d'avoir une transition dont la longueur d'onde correspond à de nombreuses architectures laser développées commercialement.

Le système laser choisi pour le refroidissement Doppler et les mélasses optiques a été développé par l'entreprise Muquans car il répond aux besoins de l'expérience : grande stabilité afin de pouvoir faire des prises de données de longue durée pour optimiser les étapes de refroidissement, faible largeur spectrale dans le but de résoudre les niveaux hyperfins, puissance suffisante pour que l'intensité de chaque faisceau interagissant avec les atomes soit de l'ordre de l'intensité de saturation de la transition refroidissante.

Le principe de cette architecture repose sur les technologies de télécommunication doublées en fréquence. Il s'agit de bénéficier des performances des composants fibrés dans cette gamme de longueurs d'onde qui ont été développés pour fonctionner dans des environnements non contrôlés, et qui offrent par conséquent un système laser d'une grande stabilité et compacité [77].

Ce système, appelé *Julius*, est composé de trois diodes laser fibrées RIO dont la longueur d'onde est de 1560 nm. Leur largeur spectrale est très faible (5 kHz), ce qui permet de résoudre les niveaux hyperfins. Les trois faisceaux sont ensuite amplifiés avec un amplificateur optique fibré de type *Erbium Doped Fibered Amplifier* (EDFA). Après amplification, les faisceaux sont doublés en fréquence via un cristal de niobate de lithium qui présente des propriétés de non linéarité optique dans cette gamme de longueurs d'onde, ce qui en fait un composé de choix pour obtenir un faisceau à 780 nm par génération de seconde harmonique. En pratique, le composé utilisé est appelé un PPLN pour *Periodically Poled Lithium Niobate*, celui qui a été choisi étant également fibré.

Chaque diode a une fonction spécifique :

- la diode **maître** M sert à produire le faisceau repompeur, avec une puissance en sortie de 130 mW. Elle est asservie par absorption saturée (cf. chapitre 5 et figure II.5) sur la transition entre l'état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ et le pic de résonance de croisement ou *crossover* entre la transition $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 1\rangle$ et $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$. Celui-ci est dû au recouvrement des profils spectraux Doppler, c'est-à-dire des pics gaussiens dont la largeur est essentiellement due à la température. Cette transition a été choisie car des modulateurs acousto-optiques vont être disposés sur le banc optique pour contrôler la propagation des faisceaux. Ces dispositifs décalent la fréquence du laser de 78 MHz, ce qui correspond à la différence fréquentielle entre le pic de *crossover* et la transition pour repomper les atomes.

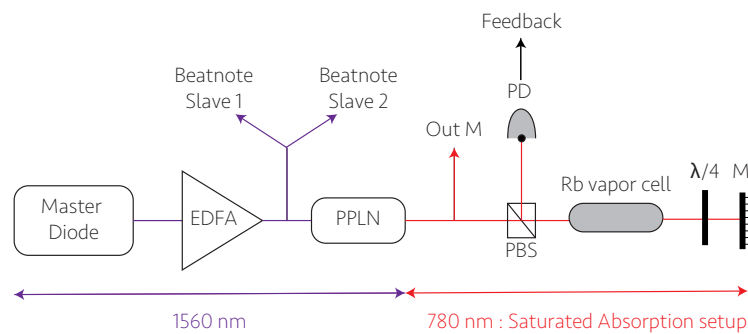


FIG. II.5 – Architecture laser de Julius : asservissement de la diode maître. *PBS* : *Polarizing Beam Splitter*, ou cube polarisant ; $\lambda/4$: lame quart d'onde ; M : miroir ; *PD* : photodiode.

- Les diodes **esclaves** S_1 et S_2 sont asservies en phase par battement avec le laser maître avant doublage, à 1560 nm (cf. figure II.6). La première est dédiée aux faisceaux refroidisseurs du MOT2D et du pousueur. La deuxième diode esclave produit les faisceaux pour le MOT3D et l'imagerie. La puissance en sortie est de 310 mW pour chaque diode.

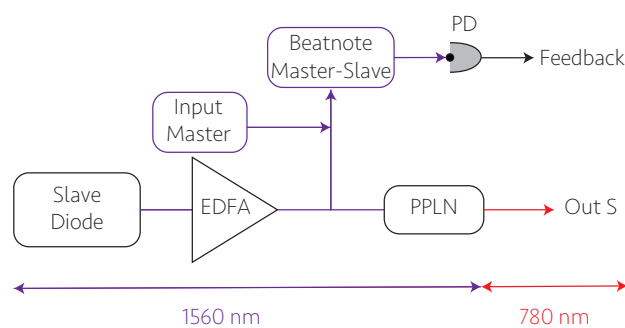


FIG. II.6 – Architecture laser de Julius : asservissement de la diode esclave

La fréquence du battement est fixée par une DDS (*Direct Digital Synthesizer*). Il s'agit d'un générateur de signaux analogiques avec un oscillateur contrôlé numériquement. La DDS a un temps de réponse suffisamment court et un bruit de phase suffisamment faible pour accorder les fréquences au cours de la séquence expérimentale : elle effectue soit des sauts en fréquence, soit des rampes. Le composant utilisé est la référence AD9959 du constructeur Analog Devices. Il s'agit de quatre DDS échantillonnées à 500 MSPS (*Millions Samples Per Second*). Leur gamme de fonctionnement se situe ainsi entre 0 et 160 MHz, fréquence au-delà de laquelle le signal généré

numériquement se dégrade. Or, le battement entre les faisceaux repompeur et refroidisseur est de 6,8 GHz, soit de 3,4 GHz si l'on fait battre les faisceaux à 1560 nm avant doublage (cf. diagramme II.1). Le système laser intègre ainsi un diviseur fréquentiel pour convertir la fréquence du battement en une valeur qui se situe dans la gamme de fonctionnement de la DDS, c'est-à-dire une centaine de MHz.

Dans le séquenceur, la valeur de la fréquence balayée f sera le désaccord avec la transition. Elle sera exprimée en unité Γ (la largeur de la transition du Rubidium). Un programme réalise la conversion en une fréquence lisible par la DDS f' .

Le battement entre les faisceaux maître et esclave en sortie du dispositif (à 780 nm) est en figure II.7. La largeur spectrale obtenue après asservissement est d'environ 10 kHz. La largeur spectrale du faisceau interagissant avec les atomes est limitée par la largeur de raie des oscillateurs contrôlés en tension utilisés comme source radiofréquence pour piloter les modulateurs acousto-optiques.

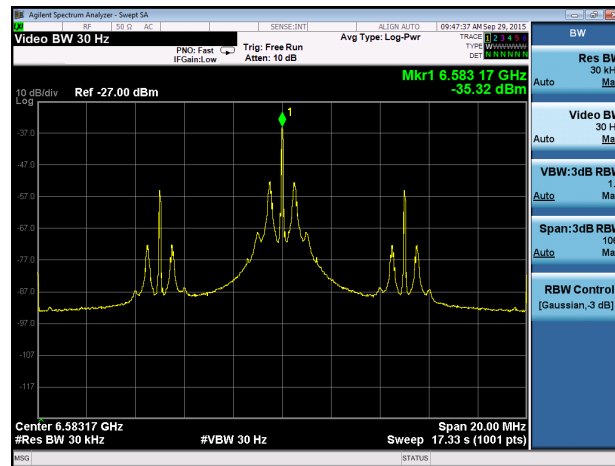


FIG. II.7 – Battement maître-esclave 1 à 780 nm

Banc optique à 780 nm

Ce banc optique permet d'obtenir l'ensemble des faisceaux nécessaires pour les refroidissements Doppler et sub-Doppler, ainsi que les faisceaux de détection et de pompage optique, à partir des trois diodes doublées en fréquence de Julius. Son schéma en figure II.8 a été repris de [89] .

La conception du banc a tenu compte du fait que les faisceaux générés doivent être contrôlés en puissance, en fréquence, avec des temps d'allumage et d'extinction très faibles (typiquement, de l'ordre de la microseconde) afin de pouvoir réaliser la séquence expérimentale. Le contrôle des paramètres est effectué grâce à des modulateurs acousto-optiques (*Acousto-Optical Modulator*). Ces composés sont constitués d'un cristal qui fait diffracter le laser sous l'effet d'une onde acoustique. L'ensemble du banc est aligné sur le premier ordre de diffraction de tous les AOMs. Ils ont un temps de réponse de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, ce qui permet d'éteindre ou allumer rapidement les faisceaux pendant la séquence expérimentale. Ce dispositif est complété d'obturateurs mécaniques qui permettent de s'assurer de l'absence de lumière résiduelle. Le temps de coupure est de 100 μ s mais il faut attendre un délai de 5 ms pour que le dispositif se mette en mouvement.

D'autre part, les paramètres des faisceaux sont contrôlés via la chaîne de composants électroniques qui génèrent l'onde radiofréquence alimentant les AOMs :

- un oscillateur contrôlé en tension détermine la fréquence de l'onde acoustique, la fréquence en sortie de l'AOM étant une somme des fréquences de l'onde laser entrante et de cette onde acoustique (typiquement 80 MHz) ;

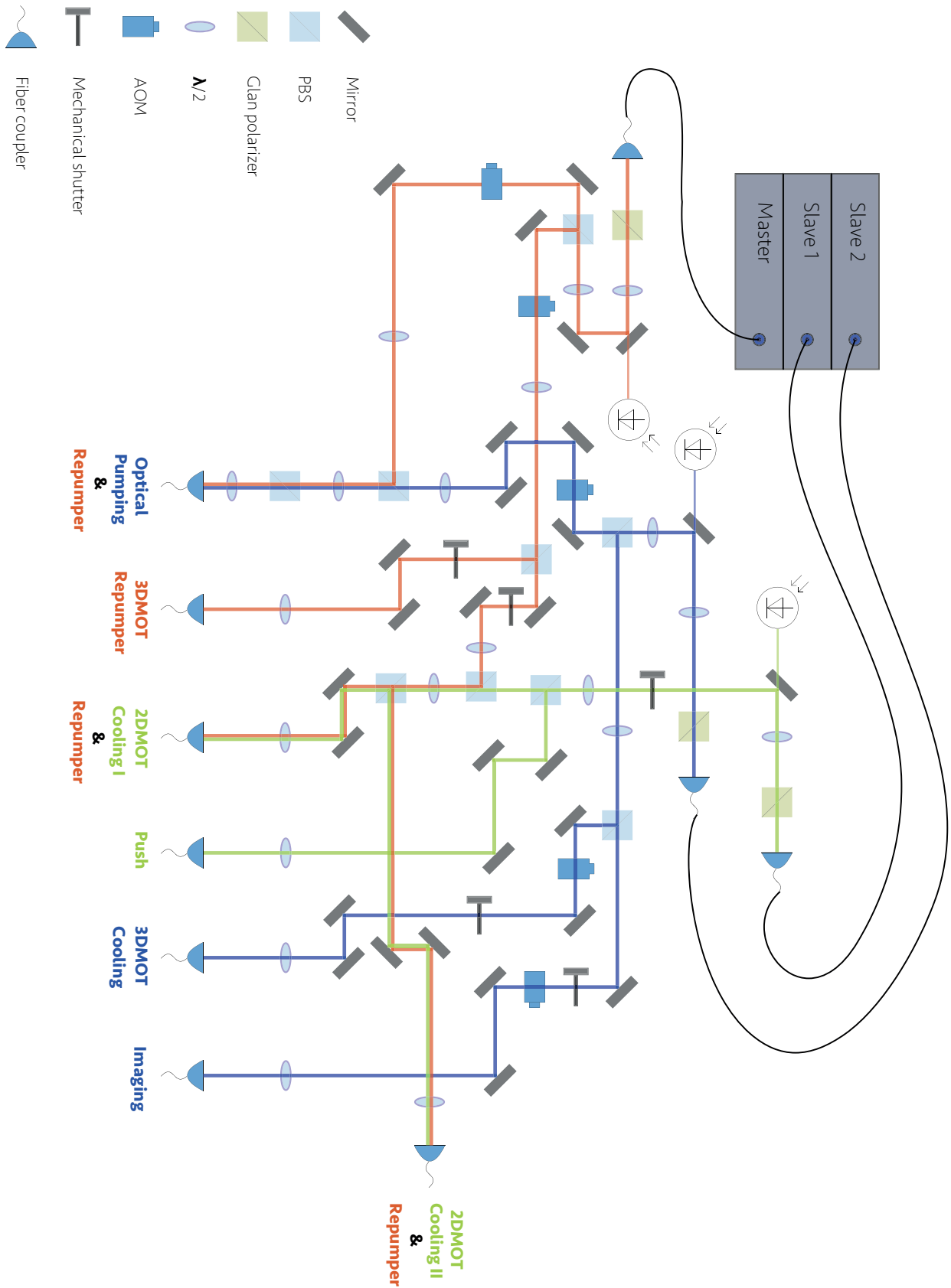


FIG. II.8 – Schéma du banc optique tiré de [89]. N.B. : Le pompage optique n'est pas encore utilisé sur l'expérience, mais une sortie fibrée a été anticipée.

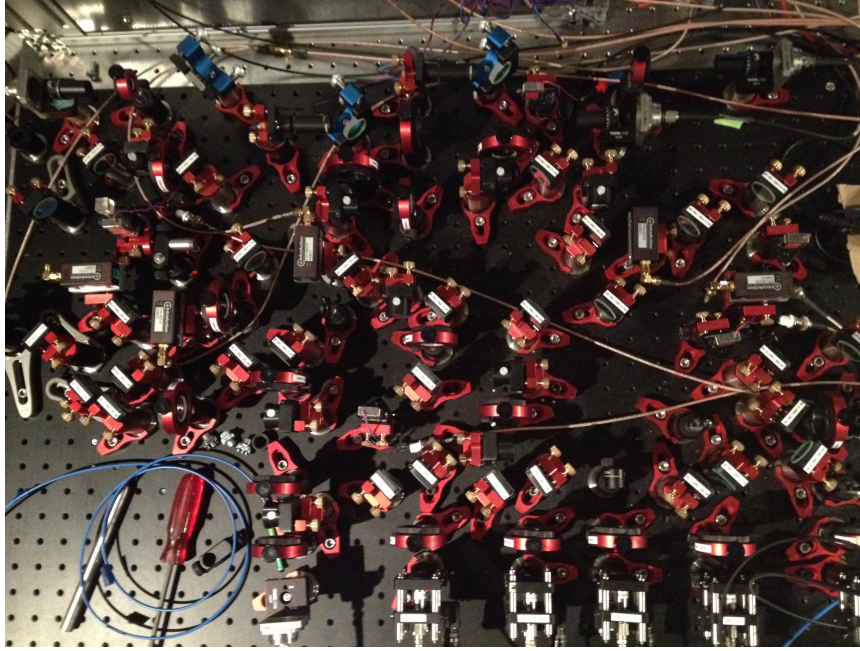


FIG. II.9 – Photo du banc optique.

- un atténuateur contrôlé en tension permet de contrôler la puissance de l'onde RF, et par conséquent la puissance du laser dans les ordres de diffraction ;
- un interrupteur contrôlé par un signal digital afin d'alimenter ou non l'AOM avec une onde radiofréquence ;
- un amplificateur pour augmenter la puissance de cette onde RF en sortie, qui doit être de l'ordre de 30 dBm (1 W) pour avoir une bonne efficacité de diffraction.

Par ailleurs, afin de garantir de bonnes conditions dans la réalisation de l'expérience, les modes des faisceaux doivent être spatialement propres. Pour cela, toutes les sorties du banc sont fibrées, ce qui permet de filtrer le mode spatial des faisceaux. Les faisceaux repompeur et refroidisseur pour le MOT3D sont répartis sur trois paires de collimateurs via un diviseur fibré 2 par 6 développé par Schäfter Kirchoff. Ce dispositif permet d'obtenir six faisceaux en sortie pour chaque collimateur du MOT3D à partir de deux entrées : le faisceau refroidisseur et le faisceau repompeur.

Il est intéressant de réaliser un bilan de puissances du système pour vérifier que les intensités des faisceaux interagissant avec les atomes sont suffisamment élevées pour assurer un bon refroidissement. Nous nous intéressons aux collimateurs du MOT2D et du MOT3D qui sont critiques. L'imagerie et le faisceau pousseur ne requièrent que de faibles puissances (centaine de microwatts).

Si l'on regarde ce bilan (cf. figure II.10), en considérant une taille de faisceau d'un pouce (25,4 mm), les puissances des faisceaux refroidisseurs sont égales à $18 I_{sat}$ pour le MOT2D et $3 I_{sat}$ pour le MOT3D, où I_{sat} est l'intensité de saturation. Les transitions refroidissantes sont suffisamment saturées pour garantir un bon refroidissement.

Suite à la description de la partie optique du montage, nous allons détailler les composants qui permettent de créer des gradients de champ magnétique et de les contrôler.

Faisceau	Puissance totale en sortie	Puissance par collimateur
MOT2D : C	180 mW	90 mW
MOT2D : R	22 mW	11 mW
MOT3D : C	136 mW	16 mW
MOT3D : R	26 mW	1,5 mW

FIG. II.10 – Bilan de puissances : $C = Cooling$, $R = Repumping$. Deux collimateurs sont utilisés pour le MOT2D (un pour le faisceau vertical, un pour l’horizontal). Pour le MOT3D, les puissances en sortie du banc pour le refroidisseur et le repompeur sont mesurées à l’entrée du diviseur 2 par 6, qui induisent des pertes de puissance mesurées pour chaque collimateur.

1.4. Bobines de champ magnétique

Les bobines de champ magnétique et leur contrôle font également partie des éléments-clés d’une expérience d’atomes froids.

Bobines anti-Helmholtz

Une paire de bobine anti-Helmholtz est utilisée à la fois pour le MOT et pour le piège conservatif lors du refroidissement par évaporation. Deux versions ont été développées dans le cadre de ma thèse, mais nous allons détailler la première qui a permis d’obtenir les résultats qui seront décrits dans la suite du chapitre, la deuxième sera détaillée lors de la présentation de la restructuration du laboratoire pour remédier aux difficultés d’atteindre un condensat de Bose-Einstein.

Les bobines de 16 cm de diamètre sont séparées de 15 cm dans la direction verticale, enroulées sur 176 spires, et connectées en série. Les fils sont en cuivre avec une largeur de 2.2 mm et une épaisseur d’1 mm. Ces bobines permettent de générer un gradient de champ magnétique de 2.32 Gauss/cm.A. La résistance totale R est d’un ohm, la puissance dissipée E est ainsi directement donnée par le carré de l’intensité du courant I ($E = RI^2$). Celle-ci est de l’ordre de 10 W pendant le MOT et 1 kW pendant le refroidissement par évaporation.

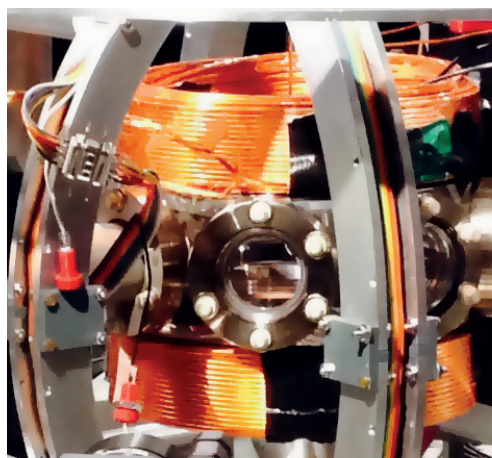


FIG. II.11 – Photo des bobines en configuration anti-Helmholtz

Le contrôle du courant de ces bobines est très important au cours de la séquence expérimentale. En effet, il s’agit de pouvoir rapidement éteindre les champs (dans l’étape de la mélasse optique ou de la détection par exemple) ou les allumer (l’étape de refroidissement par évaporation requiert

la génération rapide d'un fort gradient de champ). L'échelle de temps typique est la milliseconde. De plus, il faut être en mesure de modifier le champ en temps réel (augmenter ou diminuer le gradient) ou de le maintenir constant (pour éviter les fluctuations de piège). Pour cela, un circuit d'asservissement a été développé au laboratoire. Une tension consigne (typiquement, une sortie analogique d'une carte du séquenceur) est comparée au champ mesuré via une sonde à effet Hall.¹ La correction est effectuée via un proportionnel intégrateur qui est notamment composé d'un MOSFET (*Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor*), modulant la résistance suivant la tension le traversant. De plus, un IGBT (*Insulated Gate Bipolar Transistor*) est intégré au circuit ; il s'agit d'un interrupteur électronique rapide pour les forts courants. Le schéma du principe de fonctionnement du contrôle des champs est en figure II.12a. Les temps de montée et de descente typiques ont été mesurés avec un gaussmètre et sont représentés en figure II.12b.

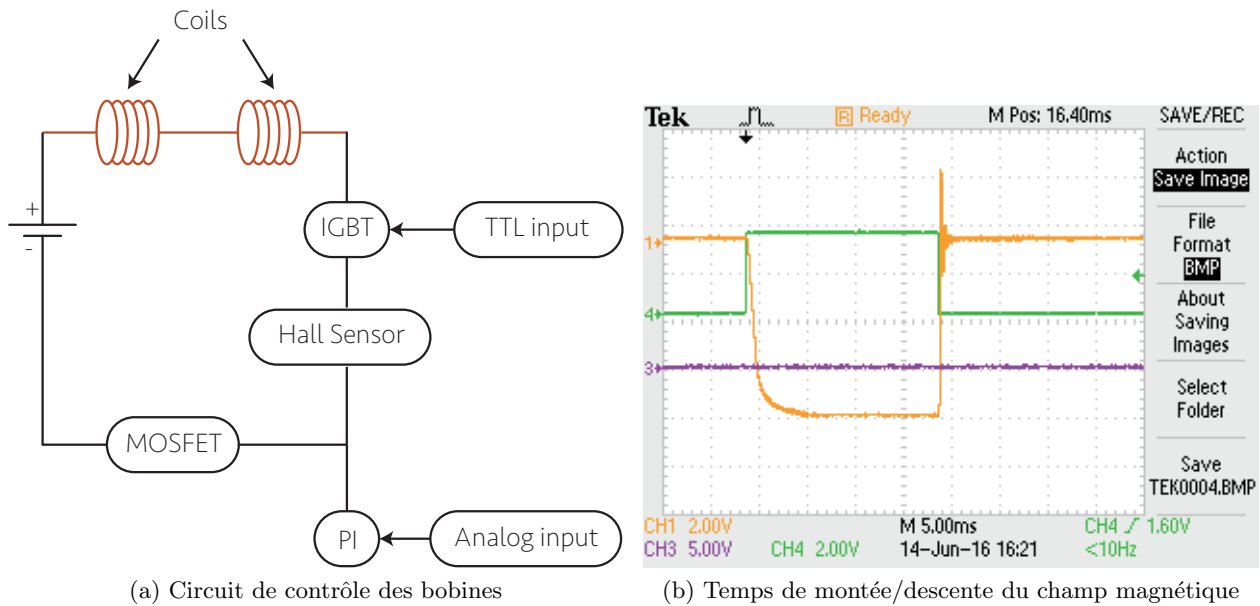


FIG. II.12 – Bobines anti-Helmholtz (a) Schéma du principe de fonctionnement du circuit de contrôle des gradients de champ magnétique (b) Mesure des temps de montée (5 ms) et de descente (1ms) des champs : en vert le signal *trigger* qui calibre la plage temporelle d'enregistrement ; en orange le champ magnétique mesuré avec un gaussmètre.

Bobines Helmholtz

D'autre part, durant la séquence expérimentale, l'étape de la mélasse optique est sensible au champ magnétique terrestre et d'autres champs parasites dus aux appareils électroniques par exemple. Des bobines en configuration Helmholtz ont ainsi été mises en place dans les trois directions spatiales afin d'obtenir un champ nul au centre de l'enceinte (en l'absence de gradient). Il s'agit de bobines de très grands diamètres afin d'obtenir un champ uniforme. La configuration pour chaque direction est la suivante :

- x , de bobines dont le diamètre est de 480 mm, produisant un champ magnétique de 3,7 G/A ;
- y , de bobines de diamètre 400 mm, générant un champ de 4,5 G/A ;
- z , de bobines de diamètre 600 mm, créant un champ de 2,7 G/A.

La figure II.13 permet de schématiser les positions de toutes les bobines par rapport au montage expérimental.

1. Par la suite, ces sondes seront remplacées par des résistances variables thermalisées qui permettent de mesurer les variations de courant, ce qui est plus précis.

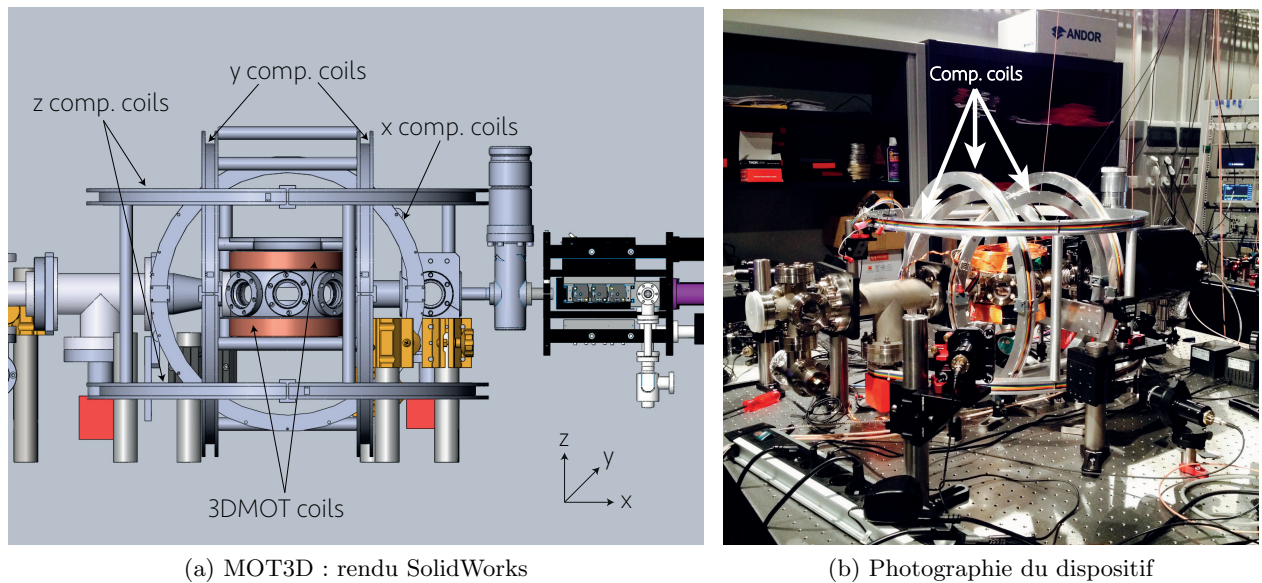


FIG. II.13 – Dispositif expérimental. (a) Visualisation 3D du dispositif expérimental sur le logiciel SolidWorks, avec les positions des bobines annotées. (b) Photographie du dispositif expérimental.

Après avoir mis en place l'enceinte à vide, les faisceaux laser et les champs magnétiques, il faut pouvoir être en mesure de détecter les atomes pour mesurer les paramètres clé du refroidissement : température, densité dans l'espace des phases, etc.

1.5. Détection

Nous avons développé deux systèmes d'imagerie dans le cadre de l'expérience AUFRONS. Le premier est utilisé pour la détection des atomes au cours de la séquence de refroidissement (typiquement, MOT, mélasse, etc.). Le deuxième a une résolution plus importante et servira à prendre des images des atomes dans le réseau sub-longueur d'onde. Il sera présenté dans le chapitre 3 du manuscrit.

Nous allons ainsi nous intéresser à la détection d'atomes au cours de la séquence expérimentale du refroidissement. Plusieurs techniques ont été développées pour tirer parti des phénomènes d'absorption (absorption de photons suivie d'une émission spontanée) ou de déphasage lors de l'interaction de l'atome avec la lumière :

- L'atome absorbe les photons proches de résonance, et on peut donc observer l'image du nuage sur une caméra avec un faisceau proche de résonance. Cette méthode d'imagerie est quantitative et permet d'effectuer les mesures de température.
- Les photons réémis spontanément après absorption peuvent être également collectés sur une caméra ou une photodiode. Dans le cadre de ma thèse, elle a été utilisée pour optimiser le chargement du MOT. Mais elle est également utilisée pour détecter les gaz d'atomes ultrafroids piégés dans des réseaux pour résoudre les atomes individuellement sur chaque site [90, 91].
- Si la sonde est hors résonance, la lumière subit un déphasage. Des techniques d'imagerie par contraste de phase sont développées avec des faisceaux dont la fréquence est loin de résonance [92] ou en faisant interférer un faisceau traversant le nuage et un qui passe à travers la chambre sans interagir avec les atomes [93, 94].

Temps de vol

Les informations essentielles du nuage sont extraites des mesures de la distribution de vitesses du nuage qui est obtenue par temps de vol, c'est-à-dire après expansion ballistique du gaz en chute libre [37].

Le principe de cette technique repose sur la méthode d'imagerie par absorption. Un pulse d'un faisceau résonant avec la transition $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F=3\rangle$ est absorbé par les atomes. Par conséquent, l'intensité de la lumière diminue après avoir traversé le nuage. Le profil d'intensité résultant est donné par :

$$I = I_0 \exp(-OD) \quad (\text{II.1})$$

Où OD correspond à la densité optique du nuage atomique et I_0 est l'intensité de la lumière qui sonde les atomes.

Le profil d'intensité pertinent dans l'analyse des données est celui pour lequel nous avons soustrait le fond, c'est-à-dire l'intensité de lumière sans atomes ni faisceau. La densité optique est ainsi donnée par :

$$OD = -\ln \left[\frac{I_{\text{atomes}} - I_{\text{fond}}}{I_{\text{sans atomes}} - I_{\text{fond}}} \right] \quad (\text{II.2})$$

En pratique, la séquence expérimentale pour le système d'imagerie sera divisée en trois temps. Tout d'abord, une image sera prise pour détecter les atomes. Puis, une autre sera enregistrée 500 ms plus tard (quand on est sûr de ne plus pouvoir être en mesure de détecter des atomes) pour visualiser seulement le faisceau. Enfin, une troisième photographie cartographie le fond en n'imaginant ni atomes ni faisceau.

Nous allons nous intéresser à l'extraction des informations pertinentes de l'image. Celles-ci découlent de la mesure de la densité optique, qui est en fait égale au produit de la densité d'atomes $n(x, y)$ par la section efficace d'absorption σ_{abs} de ces derniers [37] :

$$OD(x, y) = n(x, y)\sigma_{abs} \quad (\text{II.3})$$

Le nombre d'atomes total N est ainsi obtenu en intégrant cette densité optique sur l'image :

$$N = \int \int n(x, y) dx dy \quad (\text{II.4})$$

La température est obtenue à partir de l'expansion spatiale du nuage au cours de sa chute libre [37].

Tout d'abord, la distribution des atomes est une distribution de type Maxwell-Boltzmann. Le nombre moyen d'atomes $\langle n \rangle$ sur l'intervalle $[v; v + dv]$ est défini par :

$$\langle n \rangle = \frac{Nvm}{Z} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) dv \quad (\text{II.5})$$

Avec Z la fonction de partition, v la vitesse des atomes, m leur masse.

La taille de l'image σ est donnée par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{k_B T}{m} t^2 + \sigma_0^2} \quad (\text{II.6})$$

Par conséquent, en effectuant une mesure de temps de vol pour plusieurs temps successifs, nous sommes en mesure de déterminer l'évolution de la taille du nuage au cours du temps et d'en déduire la taille initiale ainsi que la température.

La taille initiale est par ailleurs aussi importante à connaître que la température. En effet, des informations précieuses telles que la densité dans l'espace des phases PSD et le taux de collisions Γ_{coll} peuvent être déduites de ces deux quantités :

$$PSD = n\lambda_{DB}^3 = \frac{N}{(\sqrt{2\pi})^3\sigma_{0,x}\sigma_{0,y}\sigma_{0,z}} \left[\hbar\sqrt{\frac{2\pi}{mk_B T}} \right]^3 \quad (II.7)$$

$$\Gamma_{coll} = n\sigma_{abs}\hat{v}\sqrt{2} = n\sigma_{abs}\sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$$

où \hat{v} est la vitesse quadratique moyenne. N.B. : Nous avons considéré une seule dimension pour cette démonstration. Sur l'expérience, un profil bidimensionnel (en x et en y) a été analysé pour chaque image afin de calculer ces paramètres sur les deux dimensions de la distribution.

Système d'imagerie

Le système d'imagerie est composé d'une lentille de 150 mm qui conjugue l'image de l'objet à observer sur une caméra CCD. L'ensemble du dispositif est disposé à 65 cm de l'enceinte à vide (cf. figure II.14).

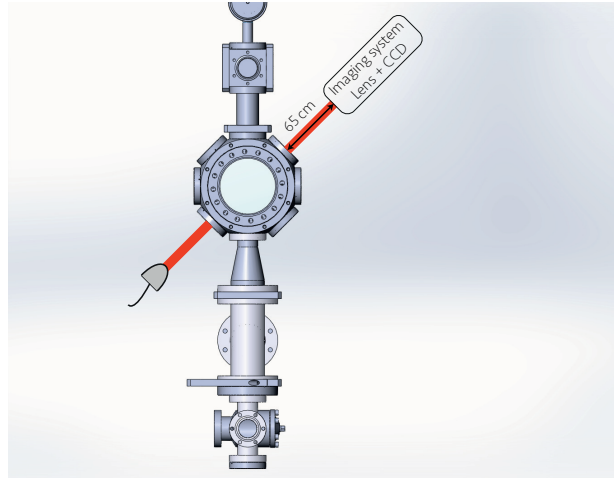


FIG. II.14 – Disposition du système d'imagerie par rapport à l'enceinte à vide.

Le grandissement a été mesuré à partir de la trajectoire y des atomes pendant le temps de vol. En effet, celle-ci est donnée par :

$$y_{pixels} = \frac{1}{2}g\frac{\gamma}{t_{pix}}t^2 + v_0t + y_0 = at^2 + bt + c \quad (II.8)$$

Dans le cadre de ma thèse, la caméra utilisée est une caméra Point Grey Chameleon avec un pixel carré de côté $t_{pix}=3.75 \mu\text{m}$. Par conséquent, le grandissement γ est calculé à partir des coefficients (a, b, c) trouvés lors de l'ajustement de la courbe (ou *fit*) avec l'équation suivante :

$$\gamma = \frac{a}{0.5g} \times t_{pix} \quad (II.9)$$

Sur la figure II.15 est représenté la trajectoire du gaz froid (température de l'ordre de la centaine de nanokelvins) obtenu sur l'expérience pendant le temps de vol. Le grandissement mesuré, déduit après ajustement de la courbe, est $\gamma = 0.21$.

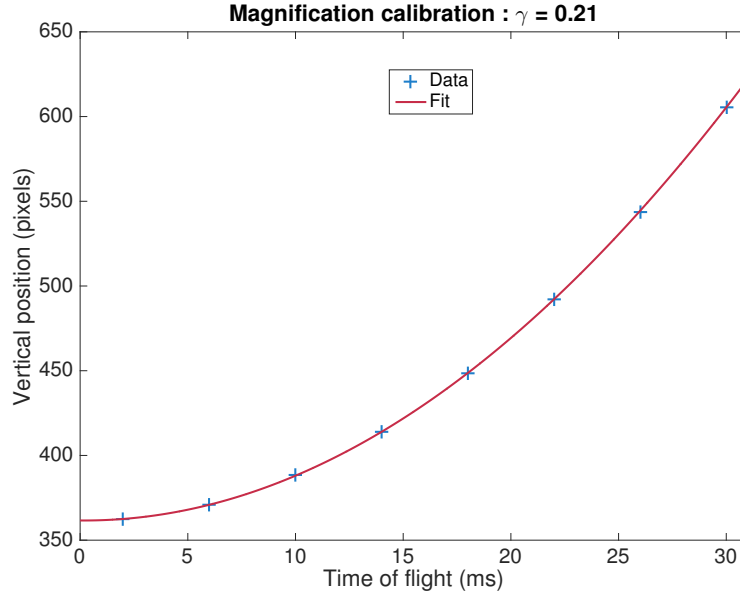


FIG. II.15 – Trajectoire du condensat du gaz froid pendant un temps de vol. Nous en déduisons $\gamma = 0.21$.

La taille du nuage mesurée pendant le temps de vol doit tenir compte également du grandissement et de la taille du pixel de la caméra. Pour l'analyse de données, l'équation permettant de déterminer la taille du nuage est la suivante :

$$\sigma(t) = \frac{t_{pix}}{\gamma} \sqrt{\frac{k_B T}{m} t^2 + \sigma_0} \quad (\text{II.10})$$

1.6. Séquenceur

Pour contrôler l'ensemble des paramètres de l'expérience (obturateurs mécaniques, AOMs, champs magnétiques...), le séquenceur utilisé est un châssis PXIe-1078 développé par National Instruments composé de trois cartes analogiques et une carte digitale synchronisées sur des horloges de référence internes au châssis.

La carte analogique PXI-6733 est connectée à un boîtier où sont disposées huit sorties analogiques avec une connectique de type BNC. La résolution des signaux est de 5 mV (16 bits), avec une fréquence d'échantillonnage égale à 1 Méch./s. Ces cartes sont utiles pour contrôler la puissance et la fréquence dans le premier ordre de diffraction des AOMs, ainsi que les courants dans les bobines de champs magnétiques. De plus, des rampes peuvent être effectuées pour modifier ces paramètres en temps réel, sur des échelles de temps courtes (ms).

D'autre part, la carte PXIe-6536 offre 32 signaux digitaux. La tension de sortie est de 3,3 V. Elle permet d'allumer/éteindre rapidement les AOMs, obturateurs mécaniques, champs magnétiques, etc.

L'ensemble des commandes est généré via le logiciel *Cicero Word Generator* développé par l'équipe de W. Ketterle au MIT et configuré pour des cartes National Instruments. Il est composé d'une interface *Cicero* qui permet de programmer les commandes de façon intuitive. A chaque séquence lancée, l'ensemble des instructions est envoyé au serveur, *Atticus*, qui traduit les commandes et les stocke dans des mémoires tampon lues par les cartes analogiques et digitales de National Instruments.

2. Séquence expérimentale - Evaporation dans un piège hybride

Le refroidissement d'atomes de Rubidium 87 nécessite la mise en place d'une séquence expérimentale, dont chaque étape permet de diminuer la température du nuage atomique et/ou augmenter la densité dans l'espace de phase dans le but d'obtenir un condensat de Bose-Einstein. La deuxième partie de ce chapitre vise ainsi à passer en revue l'ensemble de ces étapes, ainsi que les résultats obtenus avant la réalisation d'un piège hybride.

2.1. Séquence de refroidissement

Le refroidissement d'atomes s'effectue par étapes, dont l'optimisation a été décrite par le premier doctorant sur AUFRONS [89], Hugo Salvador Vásquez Bullón. Nous rappelons ici le rôle de chacune de ces étapes avec les résultats obtenus.

2.1.1. Refroidissement Doppler

MOT2D - MOT3D

Comme nous l'avons vu précédemment, le MOT2D permet de ralentir le jet d'atomes et d'effectuer un pré-refroidissement. Il a une grande influence sur le temps de chargement des atomes dans le MOT3D. Après optimisation (champ magnétique, polarisation des faisceaux, désaccord avec la transition, alignement du poussoir), nous avons pu ainsi charger 3 milliards d'atomes en 10 secondes.

Le MOT3D a été optimisé de façon similaire pour parvenir à une température de $321 \mu\text{K}$ pour une densité dans l'espace des phases de 9×10^{-8} , avec un désaccord des faisceaux de -3.25Γ (Γ est la largeur naturelle du rubidium) et un gradient de champ magnétique de 6 Gauss/cm .

MOT comprimé : CMOT

Cette technique de refroidissement a été mise en place pour augmenter la densité d'atomes dans le MOT [95]. Le principe de cette méthode réside en l'augmentation du désaccord des faisceaux et du gradient de champ magnétique. En effet, la densité maximale résulte de la compétition entre la force de rappel dues aux bobines anti-Helmholtz et les effets de réémission de photons qui limitent la densité [95].

Ce processus s'est avéré efficace. En effet, après avoir augmenté en 20 ms le désaccord et le gradient qui s'élèvent respectivement à -10Γ et 12 Gauss/cm , la température du nuage a diminué de plus d'un facteur 2 ($129 \mu\text{K}$) et la densité dans l'espace des phases a augmenté de plus d'un facteur 10 (5.6×10^{-7}).

2.1.2. Refroidissement sub-Doppler : mélasse

Le principe de cette technique repose sur le refroidissement Sisyphe exposé dans le chapitre 1. Le désaccord est augmenté jusqu'à -16Γ pour que ce processus soit dominant par rapport à l'effet Doppler. De plus, la température minimale atteinte est inversement proportionnelle au désaccord (cf. équation (I.66)). Les champs magnétiques des bobines anti-Helmholtz ont été coupés. Seules les bobines de compensation génèrent un champ magnétique qui a été optimisé pour compenser les champs parasites.

La température du nuage a ainsi diminué de plus d'un facteur 2 ($55 \mu\text{K}$) pour une augmentation

de la densité dans l'espace des phases d'un facteur 10 ($4,5 \times 10^{-6}$).

Pour obtenir des températures plus basses, il est nécessaire de procéder au refroidissement par évaporation dans un piège conservatif.

2.1.3. Évaporation dans un piège magnétique

Suite à la mélasse, le piège magnétique est obtenu en créant brutalement un gradient de champ magnétique de 60 G/cm. Ceci a pour conséquence de chauffer le nuage d'atomes qui atteint une température de 224 μK . De plus, 2/3 des atomes sont perdus car nous ne piégeons qu'un état hyperfin. La densité dans l'espace des phases est par conséquent plus faible : $2,5 \times 10^{-7}$.

Pour augmenter la densité dans l'espace des phases, nous effectuons un refroidissement par évaporation en appliquant des champs radiofréquence (RF), comme nous l'avons décrit plus tôt.

La séquence d'évaporation s'est effectuée en deux étapes de trois secondes chacune, où la fréquence de l'onde RF diminue linéairement, d'abord de 18 MHz à 2.5 MHz, puis de 2.5 MHz à 1 MHz. Durant la deuxième étape, le gradient de champ a diminué de 60 Gauss/cm à 15 Gauss/cm pour pouvoir charger les atomes dans le piège hybride que nous allons détailler dans la suite du chapitre.

A la fin du processus, la température minimale atteinte est de 2 μK . Par ailleurs, la densité dans l'espace des phases est de 6.2×10^{-4} . En effet, le taux de collisions est faible, puisqu'il s'élève à 8 coll./s en début d'évaporation et de 4 coll./s à la fin (ce changement est dû à l'ouverture du piège, *id est* la diminution du gradient). Il est le facteur limitant pour la densité dans l'espace des phases atteinte. Ceci s'explique par le faible gradient de champ en début d'évaporation, qui est habituellement au-delà de la centaine de Gauss/cm [48, 49], voire de 1000 G/cm [46]. Mais nous n'avons pas pu générer de gradients plus élevés en raison de limitation technique. En effet, l'alimentation produit une puissance maximale d'1,8 kW, autrement dit dans notre cas une tension de 60 V et un courant de 30 A. Cette évaporation peu efficace est une des raisons pour lesquelles nous n'avons pas pu atteindre le condensat de Bose-Einstein au début de ma thèse.

Le temps de vie des atomes dans le piège magnétique est limité à la fois par les pertes par effet Majorana et par les collisions avec les atomes de gaz résiduels présents dans la chambre. L'évolution de ce paramètre au cours du temps permet d'estimer la qualité du vide dans l'enceinte.

Le temps de vie τ (cf. figure II.16) est déterminé par une décroissance exponentielle du nombre d'atomes :

$$N = N_0 \exp(-t/\tau) \quad (\text{II.11})$$

En réalisant le *fit* la courbe, le temps de vie τ obtenu est de 21 s, ce qui permet de réaliser les évaporations qui durent 6 s, ainsi que de réaliser les expériences sur le condensat. Bien qu'assez faible par rapport à ce qui est communément observé sur les expériences de gaz quantiques, ce temps est *a priori* suffisant dans le cadre de notre expérience car la méthode d'évaporation dans le piège hybride permet de réaliser des évaporations en six secondes environ [49].

Les pertes par effet Majorana représentent un effet qui peut rendre l'évaporation inefficace. A la fin de la première évaporation, ce taux est calculé à partir de l'équation (I.75) et vaut $\sim 0.1 \text{ s}^{-1}$. La durée nécessaire pour qu'un atome soit éjecté du piège est donc de 10 secondes. Ce temps est légèrement supérieur au temps d'évaporation et n'est pas limitant *a priori*. En effet, lors de la deuxième rampe d'évaporation, nous avons vu que ce gradient diminue jusqu'à 15 Gauss/cm. Ceci permet par conséquent de diminuer encore ce taux de pertes car celui-ci est proportionnel au gradient de champ magnétique. Cependant, ces faibles pertes par effet Majorana sont obtenues au prix d'une réduction drastique du taux de collisions.

Après avoir décrit les étapes de refroidissement, nous allons dresser le bilan de la séquence de refroidissement.

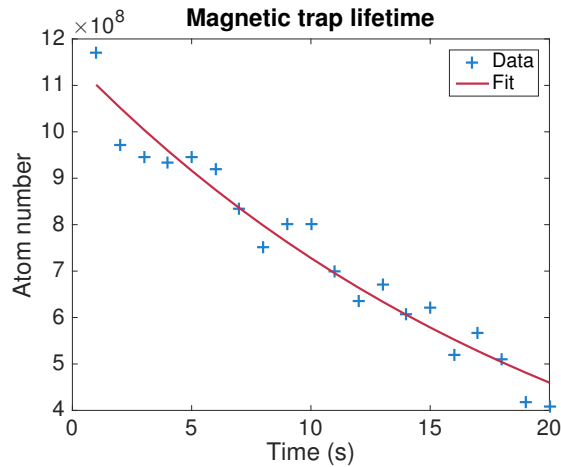


FIG. II.16 – Mesure du temps de vie des atomes dans le piège magnétique

2.1.4. Bilan de la séquence

L'ensemble des résultats obtenus est résumé en figure II.17.

	MOT	CMOT	Molasse	MT loading	M. Evap.1	M. Evap.2
N	3.10^9	3.10^9	3.10^9	10^9	7.10^7	$1,9.10^7$
T (μ K)	321	129	55	224	21	2
Density (at.cm ⁻³)	8.10^{10}	$1,3.10^{11}$	$2,8.10^{11}$	$1,2.10^{11}$	$1,6.10^{11}$	$2,6.10^{11}$
PSD	9.10^{-8}	$5,6.10^{-7}$	$4,5.10^{-6}$	$2,5.10^{-7}$	1.10^{-5}	$6,2.10^{-4}$
Γ (coll/s)					8	4

FIG. II.17 – Résultats obtenus lors de la séquence de refroidissement

2.2. Principe du piège hybride

Afin d'atteindre le régime de dégénérescence quantique, nous avons mis en place une technique de piégeage hybride. Celle-ci a été suggérée par l'équipe de J.V. Porto [49].

Le principe de cette méthode repose sur le chargement du nuage dans un piège dipolaire après avoir effectué une évaporation RF dans un piège magnétique quadrupolaire. L'objectif de cette technique est de s'affranchir des inconvénients imposés par les deux types de pièges conservatifs rappelés en figure II.18. En effet, il s'agit de bénéficier du grand volume de piégeage du piège magnétique sans être limité par les pertes par effet Majorana qui limitent la densité dans l'espace des phases. Ceci est possible en chargeant le nuage dans un piège dipolaire indépendant de l'état de spin. Ce piège dipolaire est créé à partir d'un faisceau de longueur d'onde 1064 nm focalisé dans l'enceinte à vide.

Nous pouvons noter que le piège hybride permet de réaliser une évaporation efficace pour un

piège dipolaire dans une configuration autre que celle avec des faisceaux croisés qui est souvent mise en œuvre dans les pièges optiques [53]. En effet, celle-ci n'aurait pas pu être mise en place dans notre montage expérimental à cause de l'encombrement spatial de la surface qui servira à générer les potentiels nanostructurés. Ceci représente une autre raison pour laquelle nous avons adopté cette technique dans notre dispositif.

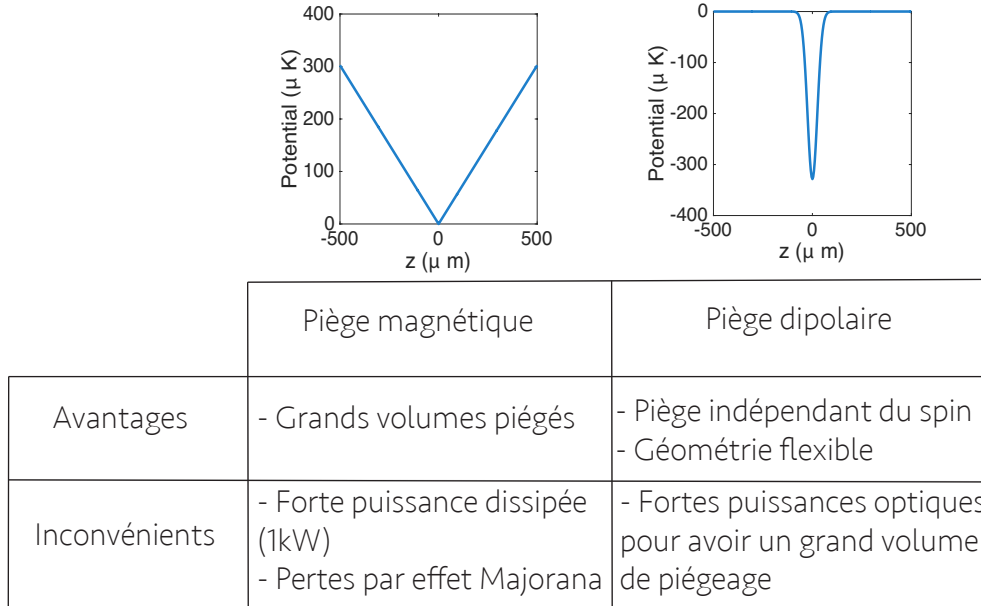


FIG. II.18 – Rappel des avantages et inconvénients des deux types de piège conservatif

Le gaz d'atomes froids est ainsi d'abord refroidi par évaporation dans un piège magnétique. Puis, le gradient de champ est diminué jusqu'à atteindre 15 G/cm pour $F = 2$, 30 G/cm pour $F = 1$. Ces valeurs sont celles pour lesquelles on obtient un gradient qui compense la gravité. Seul le piège dipolaire sera confinant dans la direction verticale (z). Ce gradient permet également d'assurer un piège dans la direction axiale lors du chargement vers le piège dipolaire dont le confinement est surtout radial. Lors de l'ouverture du piège, la température obtenue en fin du processus est suffisamment basse ($\sim 10 \mu\text{K}$) pour pouvoir transférer les atomes adiabatiquement dans le piège dipolaire qui a une profondeur de piégeage de l'ordre de $100 \mu\text{K}$. Les positions des deux minima de potentiel où sont piégés les atomes ne coïncident pas pour éviter les pertes par effet Majorana.

Au cours de ma thèse, nous avons mis en place deux configurations de piège hybride car nous avons reconçu l'expérience pour atteindre le condensat. La première génération de l'expérience ne permettait pas de générer des champs suffisant pour travailler sur l'état $F = 1$ dont nous avons besoin pour les expériences d'imagerie sub-longueur d'onde (configuration 2). Dans l'attente du nouveau système, nous avons travaillé à moindre champ sur l'état $F = 2$ (configuration 1). Des simulations numériques ont été réalisées dans les deux cas pour estimer les résultats attendus.

2.3. Simulations numériques

Pour réaliser les simulations numériques du piège hybride, il faut connaître le potentiel de piégeage total, qui est donné par [49, 89] :

	Configuration 1	Configuration 2
P (W)	2.42	3.22
$ U_0 $ (μK)	96	127
m_F	2	-1
B' (G/cm)	15	30
δ_{pos} (μm)	400	70
Fréquences de piégeage en Hz (f_x, f_y, f_z)	(621,12,620)	(717,28,715)

FIG. II.19 – Les deux configurations de piège hybride

$$U = \frac{m_F \mu_B}{2} B' \sqrt{\left(\frac{x}{2}\right)^2 + \left(\frac{y}{2}\right)^2 + \left(z - \frac{B_0}{B'}\right)^2} + U_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{y}{y_r}\right)^2} \exp\left[-2 \frac{x^2 + (z + \delta_{pos})^2}{w(y)^2}\right] + mgz \quad (\text{II.12})$$

Où :

- B' est le gradient de champ appliqué ;
- δ_{pos} est la différence de position entre les deux pièges ;
- B_0 est le champ magnétique généré autrement que par les bobines du MOT (par exemple, bobines de compensation) ;
- U_0 est la profondeur du piège dipolaire calculée dans le chapitre 1 avec l'équation (I.84).
- $w(y)$ est le rayon du faisceau défini à l'équation (I.82) (dans notre cas, le faisceau se propage sur l'axe y) avec $w_0 = 49\mu\text{m}$;
- y_r est la longueur de Rayleigh ($y_r = \pi w_0^2 / \lambda_{1064\text{nm}}$).

Les fréquences de piège $\omega_i = 2\pi f_i$ dans la direction i ont été calculées avec l'équation suivante :

$$\omega_i = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{\partial^2 U}{\partial i^2}} \quad (\text{II.13})$$

Les deux configurations sont données dans le tableau II.19. Elles diffèrent par la puissance appliquée, légèrement plus faible dans la première version de l'expérience, ce qui implique un piège dipolaire un peu moins profond et des fréquences de piégeage plus faibles. De plus, le gradient de champ magnétique est également différent puisque ce n'est pas le même état hyperfin qui est confiné dans les deux cas.

Néanmoins, les fréquences de piégeage restent du même ordre de grandeur, avec un fort confinement dans les directions (Ox) et (Oz) et un piégeage plus faible dans la direction (Oy). Le faible confinement dans la direction (Oy) n'est pas gênant dans la mesure où il prévient des collisions à trois corps qui peuvent limiter l'efficacité de l'évaporation.

Les potentiels de piégeage U ont été tracés pour les deux configurations en figure II.20.

2.4. Montage du piège dipolaire

Nous avons vu précédemment que le piège dipolaire est créé à partir d'un faisceau focalisé dans l'enceinte à vide. Pour cela, nous avons utilisé le laser Mephisto MOPA développé par la société Coherent, dont la longueur d'onde est de 1064 nm et qui délivre une puissance de 55 W. Le montage expérimental est en figure II.21. En sortie du laser, un faisceau de quelques watts est prélevé grâce à l'ensemble $\{\lambda/2, \text{cube polariseur}\}$, puis traverse un AOM qui permet de l'éteindre/allumer rapidement ou de contrôler sa puissance. Il est couplé ensuite à une fibre monomode qui garantit un faisceau gaussien pour avoir le piège dipolaire avec le meilleur mode

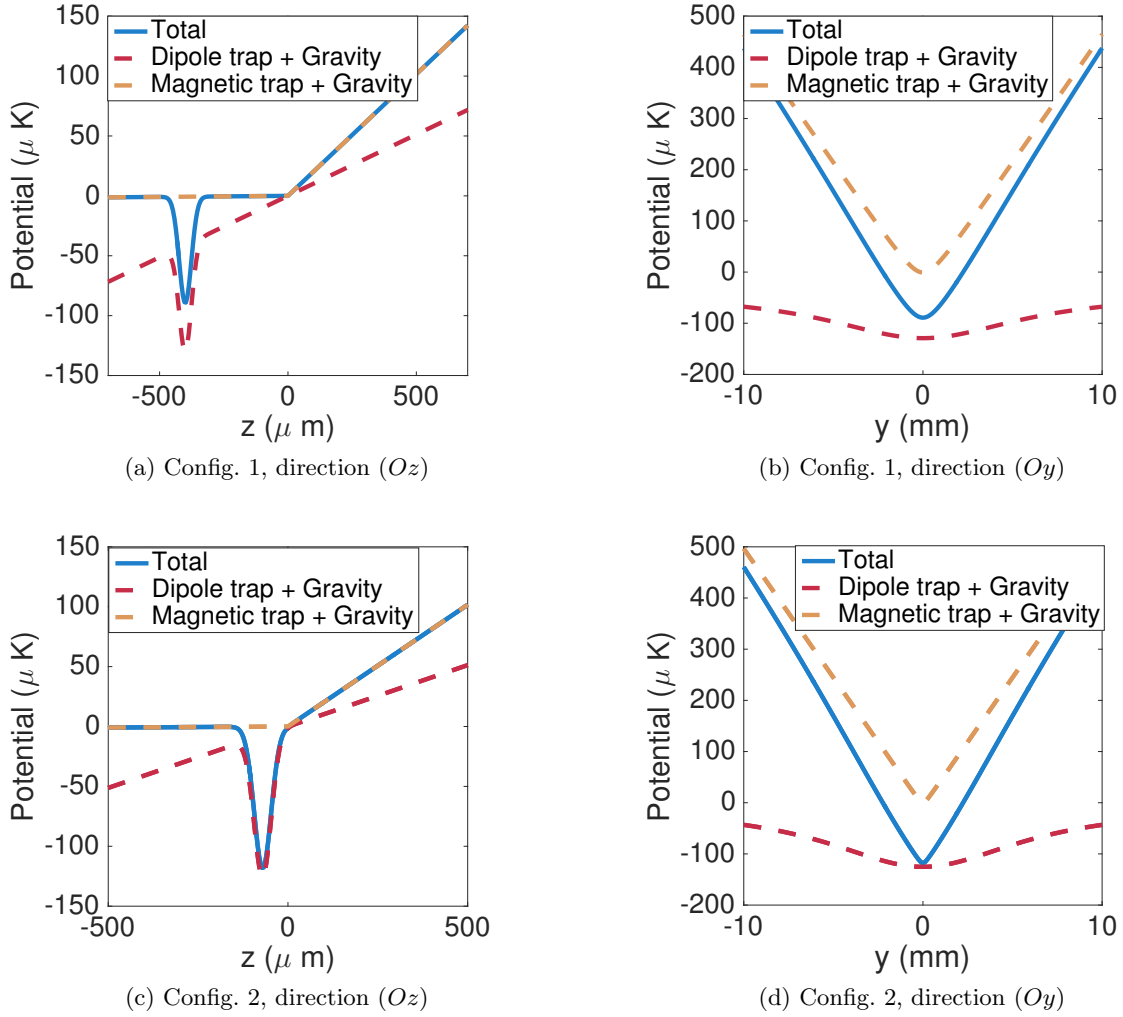


FIG. II.20 – Potentiels pour les deux configurations du piège hybride (a) Potentiel de piégeage pour la configuration 1 dans la direction (Oz) (b) Potentiel de piégeage pour la configuration 1 dans la direction (Oy) (c) Potentiel de piégeage pour la configuration 2 dans la direction (Oz) (d) Potentiel de piégeage pour la configuration 2 dans la direction (Oy)

possible. Un télescope composé de deux lentilles permet de s'assurer que le faisceau est collimaté avant de le focaliser dans l'enceinte à vide avec un doublet de 150 mm.

Un asservissement en puissance est également réalisé en envoyant un faisceau de faible puissance prélevé en sortie d'un miroir sur une photodiode. Le signal obtenu est comparé au signal analogique correspondant à la puissance désirée (préalablement calibré). La tension en sortie du proportionnel/intégrateur (PI) est envoyée sur le contrôleur de l'AOM (composé d'une chaîne radiofréquence similaire à celle décrite en début de chapitre). Cet asservissement est très important pour maintenir des paramètres de piège constant ou effectuer des rampes de puissance lors de l'évaporation.

2.5. Résultats

Nous avons détaillé dans le paragraphe 2.1.3. les résultats obtenus lors de l'évaporation dans le piège magnétique. Puis, nous avons chargé les atomes dans le piège dipolaire dont la puissance du faisceau est de 2,42 W pour un *waist* de 50 microns. L'évaporation a été réalisée en faisant

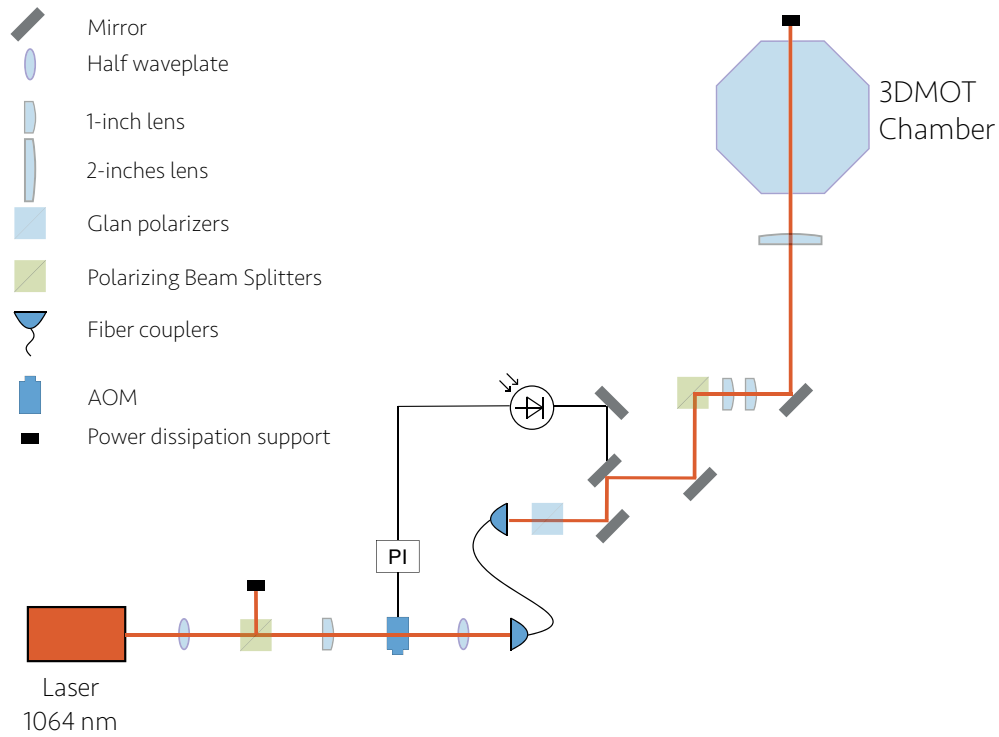


FIG. II.21 – Montage expérimental du piège dipolaire, inspiré de [89]

décroître cette puissance jusqu'à atteindre une centaine de mW en une dizaine de secondes.

Nous avons ainsi réussi à obtenir un nuage de ~ 300 nK avec 3×10^5 atomes représenté en figure II.22. Cette mesure a été faite pour un temps de vol de 10 ms, en extrayant l'information à partir d'un ajustement 2D de la densité optique. En effet, la résolution de notre système d'imagerie et la faible densité atomique ne nous ont pas permis de faire un temps de vol plus long. En d'autres termes, nous n'avons pas pu résoudre des images de la distribution atomique pour une série de temps de vol différents afin de suivre précisément l'expansion ballistique du nuage. Toutefois, cela reste une bonne approximation.

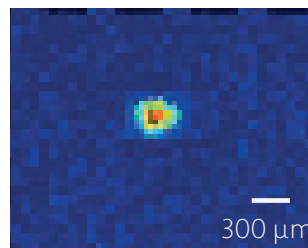


FIG. II.22 – Nuage d'atomes dans le piège hybride à 300 nK. La densité optique maximale au centre est de 0.7 pour un temps de vol de 10 ms.

Malgré cette température très faible, nous n'avons pas pu observer la transition vers un condensat de Bose-Einstein. Ceci s'explique par un faible taux de collisions ($\sim 2 \times 10^{-2}$ coll/s) lors de l'évaporation qui limite la densité dans l'espace des phases à $\sim 2 \times 10^{-4}$. Plusieurs ordres de grandeur séparent cette densité dans l'espace de phases de celle du seuil de condensation ~ 1 (cf. chapitre 1). Par conséquent, au cours de cette évaporation, nous avons seulement ouvert le piège adiabatement, ce qui fait décroître la température sans augmenter la densité dans l'espace des

phases.

3. Limitations expérimentales - Reconstruction de l'expérience

Après avoir effectué la séquence expérimentale de refroidissement, le condensat de Bose-Einstein s'est avéré impossible à atteindre pour plusieurs raisons qui sont énumérées dans cette section. Les solutions envisagées sont également présentées, ainsi que la reconstruction de l'expérience qui s'est avérée nécessaire et les nouveaux résultats obtenus.

3.1. Limitations pour obtenir un condensat de Bose-Einstein

Après avoir optimisé les étapes de la séquence de refroidissement, nous avons appréhendé les difficultés techniques empêchant l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein. D'une part, le vide est de qualité moyenne, les collisions entre les atomes de rubidium et les atomes des gaz résiduels pourraient diminuer l'efficacité de l'évaporation dans le piège hybride. D'autre part, les difficultés à créer un fort gradient de champ magnétique limitent la densité dans l'espace des phases après l'évaporation dans le piège magnétique, ce qui entraînerait de mauvaises conditions initiales pour le piège hybride.

3.1.1. Diminution du temps de vie du piège magnétique

Dans la partie précédente de ce chapitre, nous avons vu que le temps de vie du piège magnétique est un bon indicateur de la qualité du vide dans l'enceinte. En mars 2015, il était de 21 secondes (cf. figure II.16). Face aux difficultés pour réaliser des évaporations efficaces, nous avons refait une mesure au mois de décembre. Le temps de vie est alors de trois secondes seulement, d'après l'ajustement de la courbe en figure II.23.

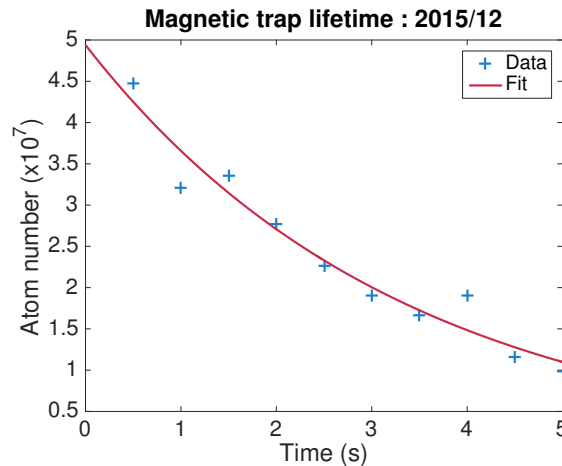


FIG. II.23 – Mesure du temps de vie en décembre 2015. Cette décroissance exponentielle a un temps caractéristique de 21s.

Cette décroissance du temps de vie révèle la mauvaise qualité du vide due à une fuite que nous avons détectée par la suite. D'autre part, les difficultés à générer des gradients de champ magnétique ont compliqué le chargement dans le piège magnétique.

3.1.2. Oscillations du nuage d'atomes dans le piège magnétique

Au cours de l'année 2015, nous avons pu observer des oscillations du piège magnétique lorsque le gradient de champ magnétique est augmenté brutalement jusqu'à 60 G/cm. Une mesure quan-

titative de l'amplitude et de la période des oscillations a été réalisée en figure II.24. Elles sont probablement dues aux courants de Foucault qui deviennent importants pour ces forts gradients.

L'information également mise en exergue par cette mesure est la grande amplitude de ces oscillations qui s'élève à 5.3 mm. Le temps de chargement dans le piège magnétique s'est donc allongé de 100 à 500 ms pour s'assurer que les vibrations s'amortissent avant l'évaporation.

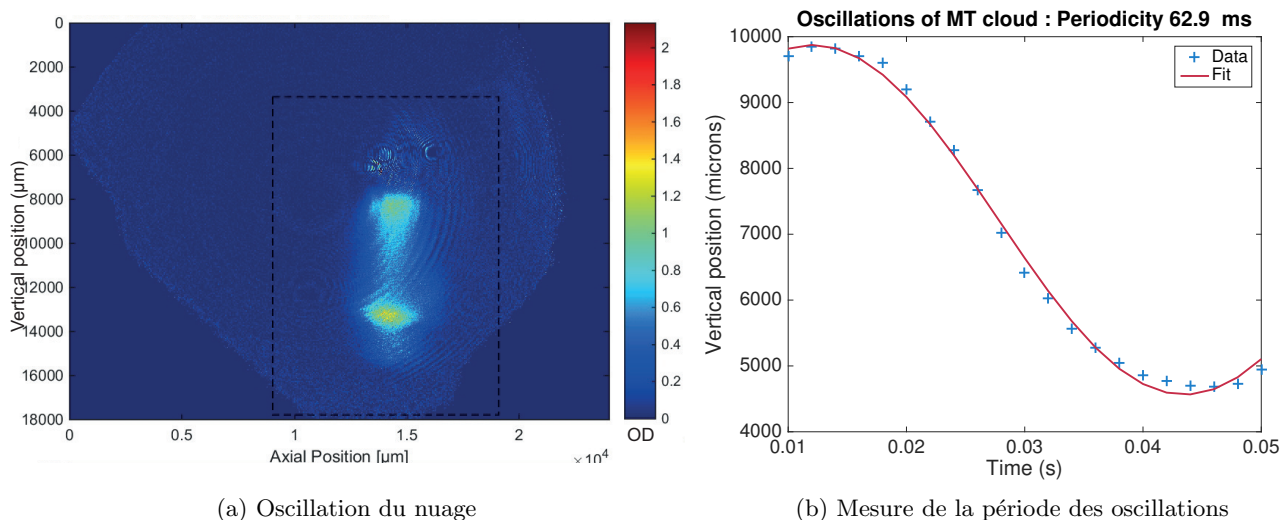


FIG. II.24 – Oscillations du nuage d'atomes dans le piège magnétique (a) Observation qualitative (b) Mesure de la période des oscillations

Pour remédier à ce problème, nous avons dans un premier temps limité en tension l'alimentation des bobines pour éviter une surtension provoquée par le chargement brutal du fort courant dans les bobines. Cependant nous avons dû repenser à une nouvelle conception des bobines.

Face à ces contraintes techniques, une reconstruction de l'expérience s'est avérée nécessaire, avec un changement de l'enceinte à vide et des bobines de champ magnétique. Nous avons saisi l'opportunité qui se présentait pour procéder à une réorganisation du laboratoire qui n'était pas optimal pour notre fonctionnement.

3.2. Reconstruction de l'expérience

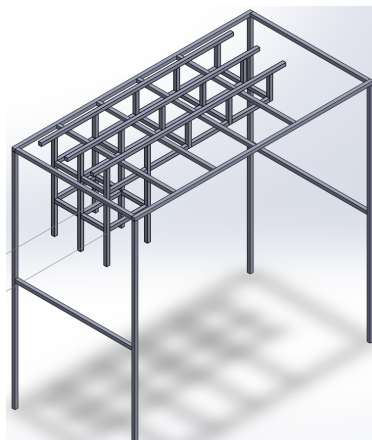
3.2.1. Mise en place de racks

Lors de mon arrivée en thèse, la salle de l'expérience AUFRONS était dénuée de structure pouvant accueillir des racks pour l'ensemble des électroniques développées au laboratoire. L'intégration des cartes électroniques n'était donc pas optimale, ce qui conduisait à des dysfonctionnements de celles-ci.

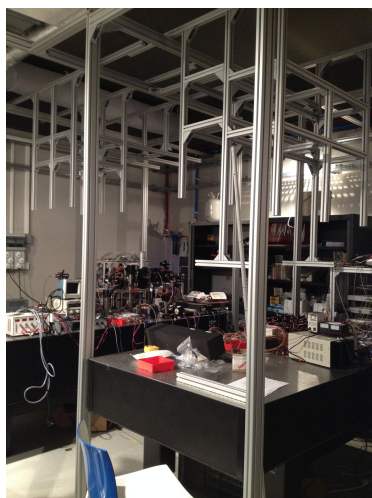
Au cours de la reconstruction de l'expérience, nous avons fait le design des structures métalliques (de type Elcom) permettant la mise en place de racks, et réalisé l'intégration des cartes électroniques du dispositif expérimental.

Sur la figure II.25 est représentée la structure mise en place au laboratoire, avec une photographie du rendu final.

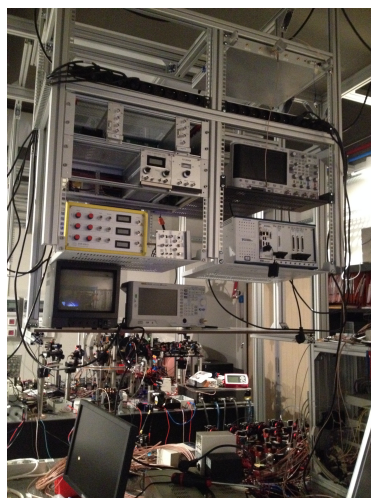
Suite à ce montage, l'ensemble des cartes électroniques a pu être intégré, notamment les asservissements en courant pour la génération de forts gradients de champ magnétique. Nous avons également intégré les cartes analogiques et digitale sur des panneaux frontaux rendant les connections plus robustes (cf. figure II.26).



(a) Design des structures



(b) Photographie 1 après montage

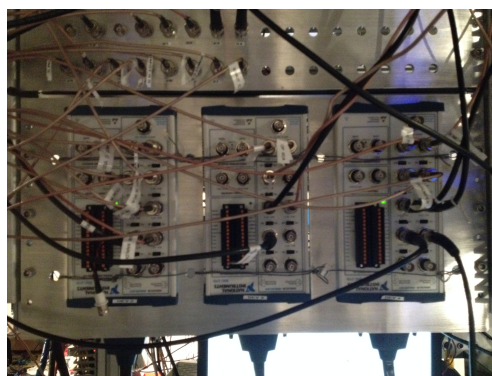


(c) Photographie 2 après montage

FIG. II.25 – Reconstruction de l'expérience : mise en place de structures accueillant des racks (a) Rendu 3D du design avec le logiciel Solidworks (b) (c) Photographies après le montage.



(a) Panneau frontal - Carte TTL



(b) Panneau frontal - Carte analogique

FIG. II.26 – Panneaux frontaux pour la connectique des signaux TTL et analogiques

De plus, nous avons mis en place un panneau pour alimenter toutes les chaînes radio-fréquence (oscillateurs et atténuateurs contrôlés en tension, amplificateurs...) à partir des tensions délivrées en sortie d'un rack, dans le but de ne plus avoir d'alimentations sur les tables optiques (cf. figure II.27).



FIG. II.27 – Panneau d'alimentation pour les chaînes radiofréquences.

Pour poursuivre la reconstruction de l'expérience, nous avons également changé l'enceinte à vide.

3.2.2. Changement de l'enceinte à vide

Une nouvelle chambre de sciences a été développée, avec des hublots MPF traités aux longueurs d'onde impliquées dans l'expérience : 780 nm, 1064 nm, 1530 nm. Le rôle du laser à 1530 nm sera détaillé dans la suite du manuscrit. L'objectif est de limiter la diffusion et les réflexions parasites sur les surfaces en verre afin de maximiser la transmission, notamment pour le laser à 1064 nm qui met en jeu de fortes puissances.

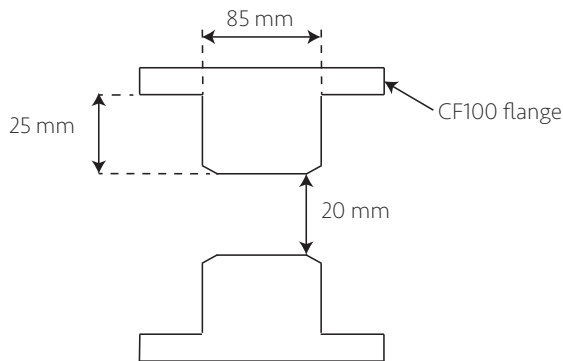
De plus, sur l'axe vertical, les hublots ont été remplacés par des hublots rentrants (également MPF) schématisés et photographiés en figure II.28, mais qui ont toujours des brides CF100 pour s'adapter à l'octogone préexistant. Ce choix a été effectué pour deux raisons. D'une part, ces hublots permettent de réduire la distance de travail de l'objectif à utiliser pour mettre en place un système d'imagerie haute résolution (cf. chapitre 3). D'autre part, pour créer de forts gradients de champs magnétiques avec la même alimentation de courant, nous avons mis en place de nouvelles bobines qui, grâce à ces hublots rentrants, sont plus proches des atomes. En effet, ce champ étant inversement proportionnel à la distance considérée, celui-ci sera par conséquent plus intense au centre de l'enceinte à vide pour un même courant appliqué.

Le vide a été effectué en étuvant l'enceinte à vide du MOT3D. Une pompe turbomoléculaire absorbe les molécules évaporées sous l'effet de la chaleur (150 °C), qui est maintenue grâce à du papier aluminium (cf. photo II.29). La qualité du vide du MOT2D a été maintenue en fermant la vanne qui la sépare du MOT3D. Par conséquent, un étuvage n'a pas été nécessaire pour cette partie de l'enceinte à vide. Au bout de deux semaines, quand la pression est devenue très faible ($\sim 10^{-9}$ mbar), nous avons activé les pompes ioniques qui ont relayé la pompe turbomoléculaire et maintiennent quotidiennement l'ultravide.

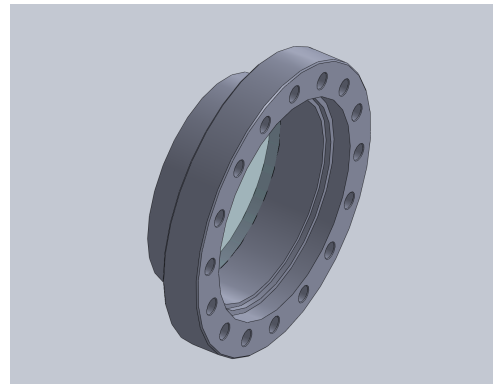
3.2.3. Nouveau design de bobines

Comme nous l'avons vu précédemment, les bobines ont été reconçues afin de générer des gradients de champ plus forts pour un même courant utilisé.

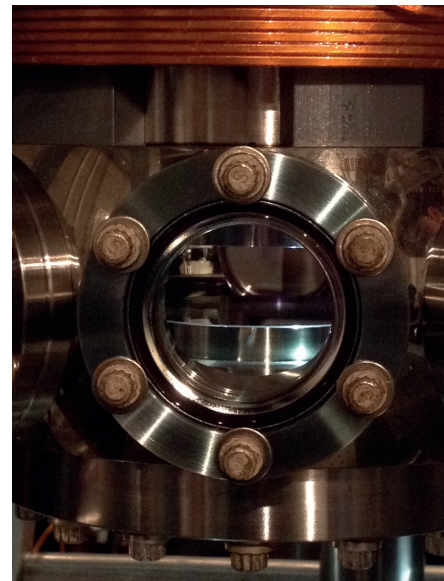
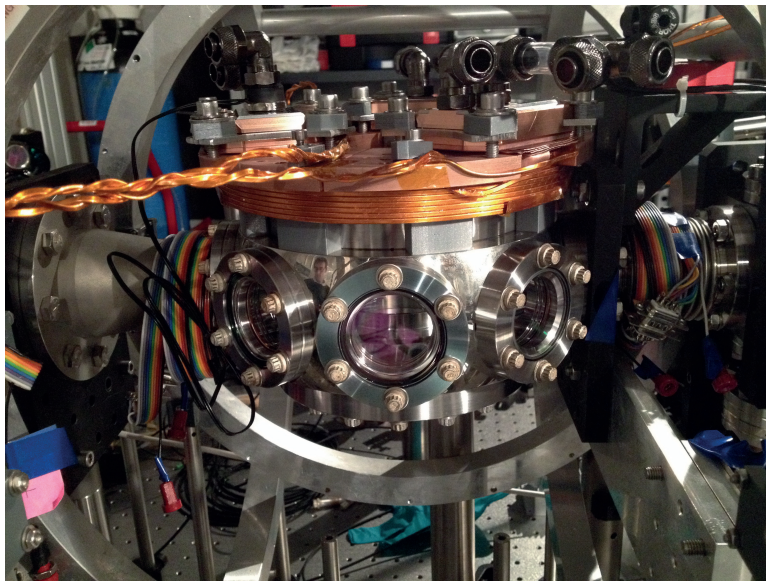
Deux paires de deux bobines (MOT1, MOT2) et (MOT1', MOT2') en configuration anti-Helmholtz ont été connectées en série. Ceci permet d'utiliser une ou deux bobines au cours de la séquence, en fonction des champs dont on a besoin. De plus, elles peuvent être connectées en parallèle pour diminuer la résistance totale. Pour l'instant, les deux bobines sont utilisées en même



(a) Schéma du hublot rentrant



(b) Rendu 3D Solidworks



(c) Photographie de la nouvelle chambre de science

FIG. II.28 – Nouvelle chambre de science (a) Schéma des nouveaux hublots rentrants (b) Rendu 3D Solidworks (c) Photographie de la nouvelle chambre de science avec un zoom sur le hublot rentrant

temps. Leurs caractéristiques sont les suivantes :

- MOT1 : le fil utilisé est le même que pour les bobines précédentes (2.2 mm de large et 1 mm d'épaisseur), enroulé sur 48 spires. La bobine résultante est séparée de 46 mm de MOT1', avec un diamètre de 86 mm et génère un gradient de 2.04 G/cm.A.
- MOT2 : la bobine est constituée de 24 spires, séparée de 93 mm de MOT2'. Elle est positionnée au-dessus de MOT1. Le gradient de champ créé est 0.9 G/cm.A.

De plus, un système de refroidissement à eau a été mis en place afin de palier à la surchauffe des bobines (cf. figure II.30). Pour chaque bobine, trois *waterblocks*, composants développés pour le refroidissement à eau des processeurs CPU, sont disposés sur une plaque de cuivre CuC1 qui est un matériau d'une très bonne conductivité thermique (400 à 412 W.m/K à 20°C). Ils sont alimentés en eau via un *chiller* (contrôleur de température à fluide calorigène). Les bobines sont en contact avec les *waterblocks* par l'intermédiaire de feuilles de graphite qui font le lien entre ces deux composants et possèdent également de très bonnes propriétés thermoconductrices. Des thermistances permettent de mesurer la température des bobines et une carte électronique Arduino

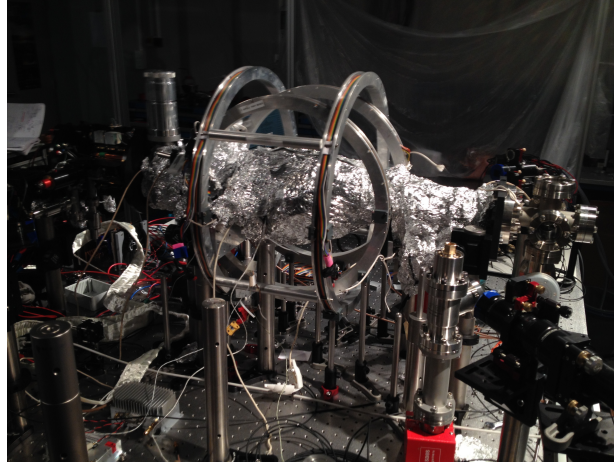
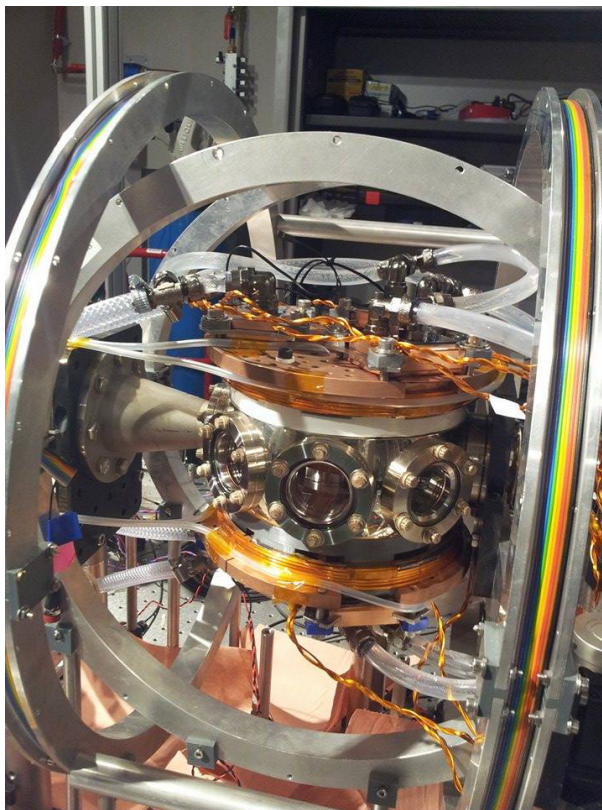
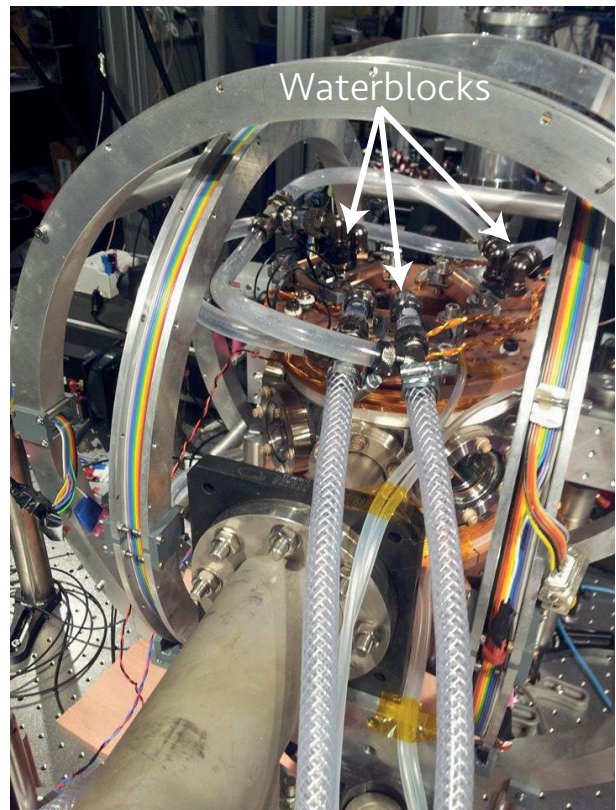


FIG. II.29 – Photographie de la chambre de science pendant l'étuvage

permet d'éteindre l'alimentation en cas de surchauffe. Pour éviter les courants de Foucault, le support de cuivre est coupé, ce qui empêche la circulation des courants induits lors de l'allumage ou de l'extinction brutale des champs. De plus, les bobines sont isolées de l'enceinte à vide.



(a) Photographie 1



(b) Photographie 2

FIG. II.30 – Photographies du système de refroidissement à eau mis en place sur l'expérience.

D'autre part, les bobines de compensation sur l'axe z ont également été changées. La nouvelle version permet de générer des champs de biais importants avec une dissipation de puissance plus

faible. Ce choix a été effectué en vue de faciliter le transport d'atomes pour la suite du projet. Elles sont positionnées sur l'enceinte à vide, chacune à 47 mm du centre, comme on peut le voir sur la photographie II.28c. Leur diamètre est de 184 cm pour créer un champ de 2.07 G/cm.A.

3.3. Nouveaux résultats sur le piège hybride : mise en évidence d'une nouvelle fuite

Suite à la reconstruction de l'expérience, nous avons procédé à une nouvelle optimisation de la séquence expérimentale, qui se trouve en figure II.31. Pour le champ magnétique, nous avons pu générer un gradient de champ magnétique de 180 G/cm en appliquant 62 ampères dans les bobines. L'évaporation devient ainsi plus efficace avec un taux de collisions qui atteint 41 coll./s, ce qui permet de gagner trois ordres de grandeur dans la densité dans l'espace des phases. Par ailleurs, pour réduire le taux de pertes par effet Majorana, nous avons effectué l'évaporation avec une fréquence minimale du couteau RF égale à 3,75 MHz, au lieu de 2 MHz auparavant. A cette fréquence-là, le taux de pertes Γ_m s'élève à 2 s^{-1} .

	MOT	CMOT	Molasse	MT loading	M. Evap
N	3.10^9	3.10^9	3.10^9	5.10^8	3.10^7
T (μK)	486	219	35	235	34
Density (at.cm ⁻³)	$1,8.10^{10}$	$5,8.10^{10}$	10^{11}	$4,5.10^{10}$	$6,9.10^{11}$
PSD	1.10^{-8}	$1,2.10^{-7}$	$3,3.10^{-6}$	$8,2.10^{-8}$	$2,3.10^{-5}$
$\Gamma(\text{coll/s})$					41

FIG. II.31 – Séquence de refroidissement après reconstruction de l'expérience. *MT* : *Magnetic Trap*, piège magnétique; *M. Evap* : Evaporation dans le piège magnétique

Puis, nous avons transféré les atomes dans le piège hybride en diminuant le gradient de champ magnétique jusqu'à 30 G/cm car nous avons piégé les atomes dans $F = 1$. En effet, le faisceau repompeur ayant une intensité très faible pour les étapes de CMOT et de mélasse, les atomes sont principalement dans cet état à la fin de la mélasse. Afin de s'assurer du transfert total des atomes vers $F = 1$ avant le piège magnétique, un faisceau "dépompeur", c'est-à-dire un faisceau refroidisseur accordé sur la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$, interagit avec le nuage pour s'assurer qu'aucun atome ne se trouve dans l'état $F = 2$. La température atteinte lors de ce transfert est de $8,3 \mu\text{K}$. L'ouverture du piège magnétique entraîne une diminution de la densité dans l'espace des phases qui s'élève à $5,6 \times 10^{-6}$.

Nous avons ensuite procédé à un refroidissement par évaporation dans le piège dipolaire, en diminuant la puissance du faisceau de 3.8 W à 240 mW. La température atteinte est de $5.7 \mu\text{K}$. La densité dans l'espace des phases est de $5,5 \times 10^{-4}$ pour un taux de collisions de 28 coll/s. Toutefois, nous n'avons pas pu observer le régime de dégénérescence quantique. Ceci est probablement dû à une qualité de vide moyenne qui donne lieu à des conditions défavorables pour atteindre ce régime.

Nous avons ainsi mesuré le temps de vie des atomes dans le piège magnétique qui est de 4 secondes, d'après le *fit* de la courbe en figure II.32. Ceci permet d'expliquer une évaporation dans le piège magnétique en une étape seulement, comme nous pouvons le voir sur la figure II.31, qui dure par ailleurs une seconde. Nous pouvons en déduire que l'enceinte à vide présente à nouveau des fuites.

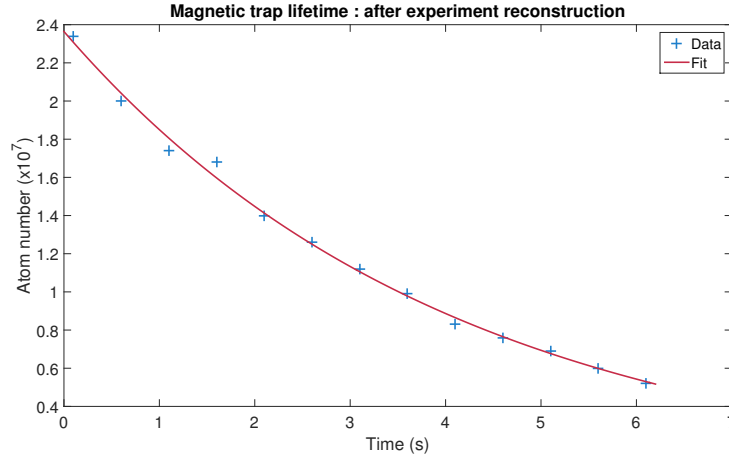


FIG. II.32 – Mesure du temps de vie des atomes dans le piège magnétique après reconstruction de l'expérience. C'est une décroissance exponentielle de temps caractéristique 4 secondes.

Par conséquent, nous avons essayé de comprendre la provenance des fuites en changeant notre méthode de détection. En effet, nous utilisons auparavant un analyseur de gaz résiduel (RGA), qui est un spectromètre de masse relié à la pompe turbomoléculaire. En envoyant de l'hélium sur l'enceinte à vide, le logiciel interfaçant les mesures de cet appareil devait indiquer l'augmentation de la pression due au gaz s'infiltrant par les interstices provoquant les fuites. Cependant, celles-ci étaient en-dessous du seuil de détection de notre système. Nous avons décidé de mesurer les variations de pression à l'aide des pompes ioniques, qui se sont révélées plus sensibles. Nous nous sommes ainsi rendus compte que l'un des nouveaux hublots installés sur l'enceinte à vide était défectueux, suite à une augmentation de la pression affichée par les pompes ioniques au contact de l'hélium. Nous avons ainsi détecté plusieurs micro-fuites qui ont pu être éliminées soit par changement de hublots, soit par l'utilisation d'une solution appelée Vacseal. Après deux mois de tests et de multiples étuvages, nous avons de nouveau optimisé la séquence expérimentale qui nous a conduit cette fois-ci à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein.

4. Entrée dans le régime de dégénérescence quantique

Suite au nouvel étuvage de l'enceinte à vide, nous avons procédé une nouvelle fois à l'optimisation de la séquence de refroidissement, de façon similaire à celle qui a été exposée dans la thèse [89]. Cette séquence a permis d'observer l'entrée dans le régime de dégénérescence quantique, c'est pourquoi son optimisation sera détaillée davantage dans cette partie du chapitre.

4.1. Optimisation de la séquence de refroidissement

4.1.1. MOT3D

Chargement du MOT et temps de vie

Tout d'abord, le chargement du MOT a été optimisé afin d'avoir un chargement rapide en jouant sur les paramètres du MOT2D tels que l'alignement du faisceau pousseur, les polarisations des faisceaux vertical et horizontal et leurs désaccords, ainsi que les courants dans les bobines du MOT2D. Le résultat final est sur la courbe II.33a, en observant la fluorescence du MOT sur une photodiode. L'équation ayant servie pour l'ajustement de la courbe est la suivante, avec V la tension en sortie de la photodiode :

$$V = V_{max} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{load}}\right) \right] + V_{offset} \quad (\text{II.14})$$

Le temps de chargement est par conséquent de $\tau_{load} = 1$ seconde. Cette constante de temps permet ainsi d'évaluer la durée nécessaire de chargement total qui est égale à $5 \tau_{load}$. Nous l'avons fixé à 10 s pour s'assurer que le MOT est chargé.

Le temps de vie du MOT a également été mesuré en coupant le MOT2D après avoir chargé le MOT3D. Celui-ci dépend de la qualité du vide, mais également du piège (bon alignement des faisceaux, équilibre des puissances...). Ce temps s'élève à $\tau_{lifetime} = 11.6$ s, ce qui implique une perte totale d'atomes au bout d'environ 1 minute. Il est suffisamment long pour pouvoir réaliser la séquence expérimentale qui dure une quinzaine de secondes. L'équation pour l'ajustement de la courbe est la suivante :

$$V = V_{max} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{lifetime}}\right) + V_{offset} \quad (\text{II.15})$$

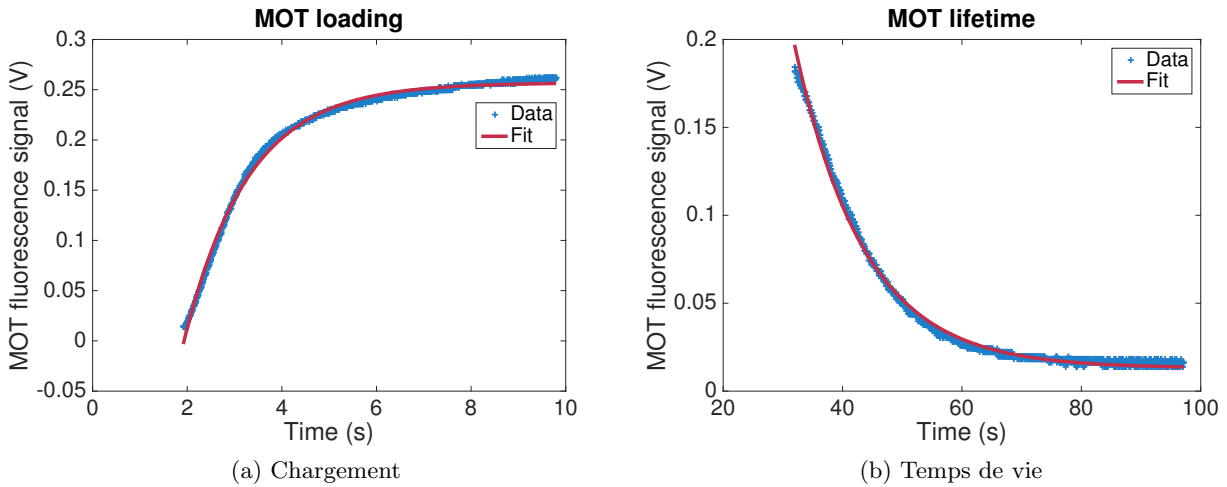


FIG. II.33 – Chargement du MOT et temps de vie après optimisation (a) Temps de chargement : $\tau_{load} = 1.34$ s (b) Temps de vie : $\tau_{lifetime} = 11.6$ s

Calibration de la fréquence du faisceau d'imagerie

Puis, nous avons balayé la fréquence du faisceau d'imagerie pour connaître la fréquence exacte à laquelle les atomes sont à résonance. Cette calibration est importante car les informations extraites de l'image (par exemple, le nombre d'atomes) tiennent compte du désaccord de ce faisceau. La fréquence de résonance est obtenue pour le signal d'absorption maximal détecté sur la caméra. Le

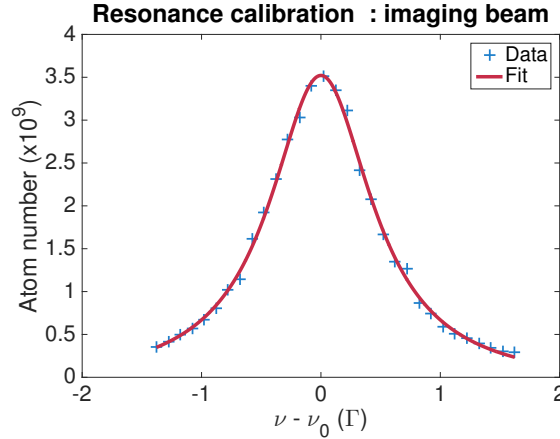


FIG. II.34 – Calibration de la fréquence de résonance du faisceau d'imagerie

balayage fréquentiel permet d'obtenir le profil spectral de la transition cyclante, dont la largeur vaut $\omega_0 = 2\pi \times 6$ MHz (1Γ). L'ajustement de la courbe II.34 permet de retrouver cette valeur, à partir de l'équation :

$$N_{\text{atomes détectés}} = \frac{N_{\text{max}}}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Gamma_{\text{fit}}/2}\right)^2} \quad (\text{II.16})$$

Où :

- N est le nombre d'atomes détectés en fonction de la fréquence, dont le maximum est N_{max} ,
- ν la fréquence en Γ ,
- ν_0 la fréquence à programmer dans le séquenceur pour être à résonance,
- Γ_{fit} est la largeur de la transition.

Suite à cet ajustement, on obtient : $N_{\text{max}} = 3.6 \times 10^9$, $\nu_0 = -2.62\Gamma$, $\Gamma_{\text{fit}} = 1.04\Gamma$. La fréquence de résonance est ainsi obtenue pour $\nu = -2.62\Gamma$, ce qui correspond à une fréquence de 102.7306 MHz pour la DDS. L'ensemble des données prises dans cette thèse ont été réalisées par un système d'imagerie par absorption en polarisation circulaire mais sans champ directeur. L'estimation du nombre d'atomes est alors faite en utilisant une hypothèse mettant en jeu une lumière isotrope. L'intensité de saturation dans ce cas est donnée par $I_{\text{sat}} = 3.55$ mW/cm². Nous verrons par la suite qu'un facteur correctif sur cette section efficace peut être introduit pour calculer la température critique de transition vers un condensat de Bose-Einstein. La calibration du nombre d'atomes devra être effectuée par les doctorants qui prendront le relais sur l'expérience, via la méthode explicitée dans la référence [96] par exemple.

Au début de la séquence de refroidissement (du MOT3D à la mélasse), nous détectons les atomes avec un désaccord de +1, voire +2 Γ ($\nu = -1.6$ ou $\nu = -0.6 \Gamma$) en raison du grand nombre d'atomes qui sature l'image pour des faibles temps de vol quand nous utilisons le laser à résonance. Cette fréquence est en général utilisée pour de plus faibles nombres d'atomes, en fin de processus de refroidissement par évaporation.

Optimisation du désaccord et du gradient de champ magnétique

Le désaccord des faisceaux refroidisseurs du MOT3D a été optimisé suite à la calibration de la fréquence du faisceau d'imagerie. Il s'agit de réaliser un temps de vol pour chaque fréquence considérée, et d'en déduire le nombre maximal d'atomes obtenus. En effet, l'objectif de la première étape de refroidissement est de collecter un maximum d'atomes afin de démarrer la séquence avec une grande densité atomique, ce qui donne des conditions favorables par la suite pour l'augmentation de la densité dans l'espace des phases.

Nous avons déduit du balayage fréquentiel en figure II.35a le désaccord optimal qui s'élève à 3.35Γ .

De même, nous avons procédé à l'optimisation du gradient de champ magnétique du MOT3D. Pour cela, nous avons saisi l'opportunité pour modifier les circuits d'asservissements des champs. Sur la figure II.35b, nous pouvons en déduire l'optimum du gradient de champ magnétique obtenu pour $B' = 9.5 \text{ G/cm}$.

Ces deux paramètres permettent d'obtenir un gaz de 2 milliards d'atomes avec une température de $469 \mu\text{K}$ et une densité dans l'espace des phases de 5×10^{-8} .

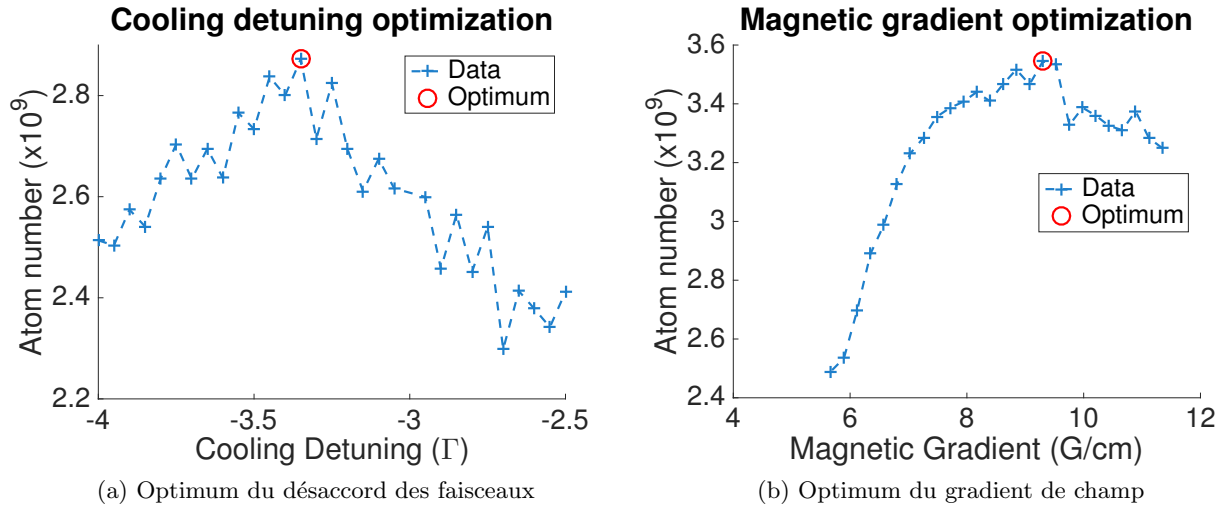


FIG. II.35 – Optimisation du MOT3D (a) Désaccord des faisceaux refroidisseurs (b) Gradient de champ magnétique

4.1.2. CMOT

Optimisation du désaccord et du gradient de champ magnétique

Comme nous l'avons explicité dans la partie 2.1.1., le CMOT permet d'augmenter la densité atomique en désaccordant les faisceaux et en augmentant le gradient de champ. Après optimisation, le désaccord des faisceaux est augmenté jusqu'à -10.2Γ , ce qui correspond à une densité maximale. D'après la figure II.36, le gradient de champ magnétique permettant le meilleur refroidissement est de 6.2 G/cm . Ce gradient est inférieur à celui du MOT. Ce résultat est ainsi étonnant comparé à ce qui est décrit dans la référence [95], mais nous n'avons pas pris le temps de nous pencher plus en détails sur ce comportement. Dans cette étape de refroidissement, seul le rôle joué par les désaccords des faisceaux limitant l'émission spontanées est majeur pour augmenter la densité dans l'espace des phases du nuage, qui devient 100 fois supérieure à celle du MOT.

Optimisation de la puissance du repompeur

Afin d'améliorer l'efficacité du CMOT, nous avons diminué la puissance du repompeur. Ceci permet de piéger les atomes dans l'état noir ($|5S_{1/2}, F = 1\rangle$) pour limiter les effets liés à la réabsorption de photons. Le contrôle de la puissance se fait via l'atténuateur contrôlé en tension, dont la tension de contrôle a été optimisée à 1.6 V , d'après la courbe II.37.

4.1.3. Mélasse optique

Pour optimiser cette étape, nous avons balayé la valeur du désaccord des faisceaux. L'optimum a été obtenu pour -23Γ , en trouvant un compromis entre densité optique maximale et température

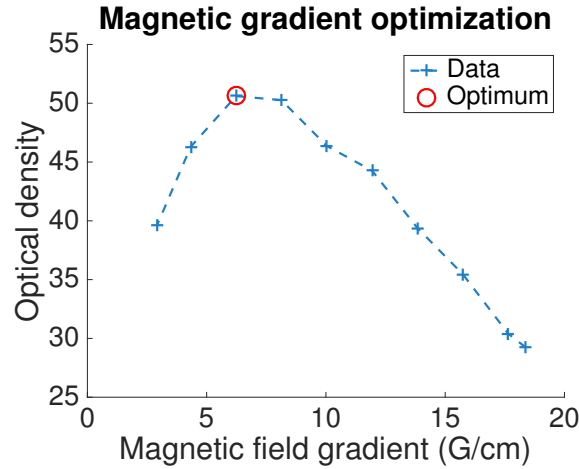


FIG. II.36 – Optimisation du gradient de champ magnétique du CMOT.

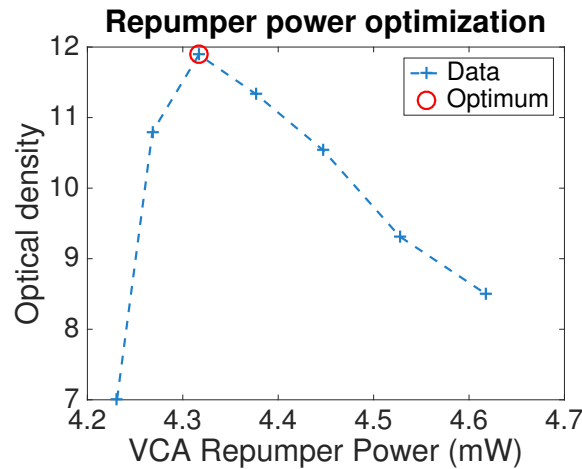


FIG. II.37 – Optimisation de la puissance du faisceau repompeur. Cette mesure correspond à la puissance totale avant d’être divisée par 6 pour chaque collimateur.

minimale.

D’autre part, les champs magnétiques résiduels ont été réduits grâce aux bobines de compensation. Le refroidissement Sisyphes est ainsi grandement amélioré et permet d’atteindre $39 \mu\text{K}$ avec une densité dans l’espace des phases $\times 10^{-5}$.

4.1.4. Evaporation dans le piège magnétique

Après avoir dé pompé les atomes restants de l’état $F = 2$ vers l’état $F=1$ par un faisceau de $100 \mu\text{s}$ accordé sur la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$, nous chargeons les atomes dans un piège magnétique dont le gradient de 180 G/cm est atteint en 10 ms . L’évaporation s’est effectuée en trois étapes, qui ont chacune été optimisées en trouvant un compromis entre une augmentation de la densité dans l’espace des phases et la perte nécessaire d’atomes pour l’obtenir. La séquence expérimentale est en figure II.38.

Nous pouvons déduire de la figure II.38 que nous avons réussi à obtenir un taux de collisions de 38 coll./s grâce au fort gradient. De plus nous avons réussi à augmenter d’un facteur 2 la densité dans l’espace des phases par rapport à la mélasse optique, avec une température de l’ordre de $34 \mu\text{K}$. Les pertes par effet Majorana limitent la densité dans l’espace des phases car nous sommes

	RF knife (MHz)	Duration (s)	N	T (μK)	Density (at.cm^{-3})	PSD	$\Gamma(\text{coll/s})$	$\Gamma_m(\text{s}^{-1})$
Evap.1	25 \rightarrow 9	0.3	4.10^8	122	10^{11}	$4,9.10^{-7}$	11	0,03
Evap.2	9 \rightarrow 7	0.3	$1,75.10^8$	68	$1,6.10^{11}$	$1,9.10^{-6}$	14	0,09
Evap.3	7 \rightarrow 4.5	2	6.10^7	34	$6,3.10^{11}$	2.10^{-5}	38	0.34

FIG. II.38 – Séquence expérimentale de refroidissement par évaporation dans un piège magnétique

obligés de maintenir un couteau RF élevé (4.5 MHz).

D'autre part, nous avons mesuré le temps de vie du nuage dans ce piège afin de se rendre compte de la qualité du vide. Le nouvel étuvage a permis d'augmenter la qualité du vide dans l'enceinte. Le temps de vie a ainsi augmenté de 4 à 11 secondes. Il reste toutefois inférieur à 21 secondes.

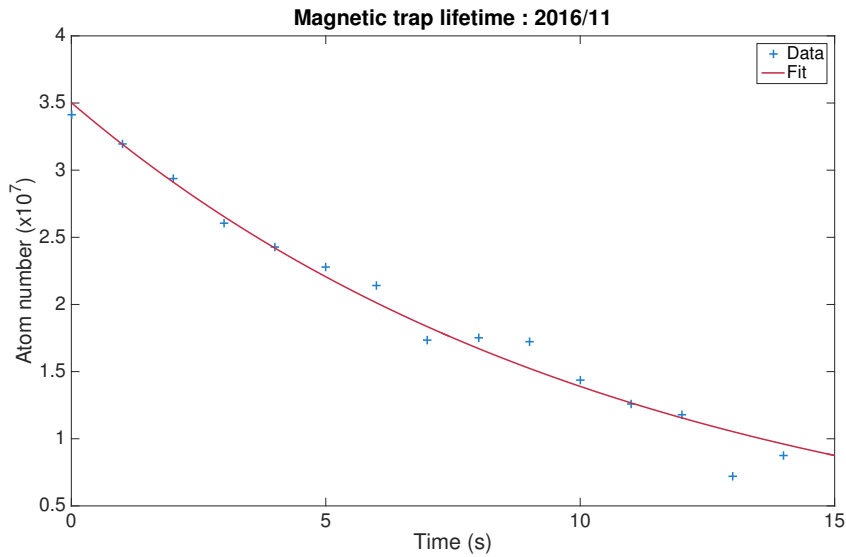


FIG. II.39 – Temps de vie des atomes dans le piège magnétique mesuré lors de la dernière optimisation de la séquence de refroidissement. C'est une décroissance exponentielle de 11 secondes.

4.1.5. Spectroscopie micro-ondes

En vue de réaliser le piège hybride, nous avons réalisé une spectroscopie micro-ondes, dans le but d'évaluer précisément la localisation du point où le champ magnétique est nul.

Lorsque nous avons réalisé les précédents chargements dans les pièges hybrides, il s'est avéré crucial de connaître cette information pour être en mesure de charger le piège dipolaire sans être perturbé par les champs magnétiques parasites, qui empêchent de connaître la localisation exacte des deux pièges (le piège magnétique qui compense la gravité et le piège dipolaire).

Au début, nous utilisions les paramètres de courant dans les bobines de compensation opti-

misés pour minimiser la température de la mélasse. Pour compenser plus précisément les champs magnétiques parasites, nous avons décidé de mettre en oeuvre une nouvelle méthode. Ce choix s'est appuyé sur l'intégration de cartes électroniques permettant le contrôle temporel des champs générés par les bobines de compensation, sur le même modèle que les bobines anti-Helmholtz. Nous pouvons ainsi balayer la valeur des courants, voire la modifier en temps réel pour appliquer éventuellement des champs de biais pour la suite du projet.

Dans le cadre de cette méthode, il s'agit d'effectuer une spectroscopie micro-ondes de la transition atomique hyperfine de l'état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ à l'état $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$, dont la fréquence correspondante est de 6.82 GHz (cf. figure II.1). Le raisonnement est le suivant.

Lorsque nous effectuons un temps de vol, nous repompons les atomes de l'état noir ($|5S_{1/2}, F = 1\rangle$) vers l'état de la transition du faisceau d'imagerie afin de prendre une image de la distribution d'atomes. Ceci s'effectue avec un pulse du faisceau repompeur. Sans cela, les atomes ne peuvent pas être détectés, ayant subi une transition vers cet état noir pour le chargement du piège magnétique. Or, si l'on remplaçait le faisceau repompeur par une antenne micro-ondes dont la fréquence permettrait de réaliser la transition de l'état noir vers l'état $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$, nous pourrions également mesurer la distribution du nuage. Ceci est possible si on connaît exactement la valeur de la fréquence micro-ondes de cette transition, qui est décalée de la valeur pour un champ nul en raison de champs parasites.

Par conséquent, l'efficacité du transfert d'atomes vers la transition du faisceau d'imagerie dépend de la capacité des bobines de compensation à produire des champs qui compensent ces champs parasites. Nous avons ainsi déterminé l'évolution du nombre d'atomes détectés en fonction des courants circulant dans les bobines pour optimiser les champs générés. En parallèle de cela, pour chaque valeur de courant, nous avons balayé la fréquence de l'antenne micro-onde pour déterminer précisément la fréquence de transition.

Pour réaliser cette technique d'optimisation des champs magnétiques de compensation, nous avons dans un premier temps réalisé le spectre de la transition hyperfine avec les courants optimisés pendant la mélasse. L'ensemble des transitions possibles est en figure II.40. Nous les retrouvons dans le spectre qui correspond à la figure II.41.

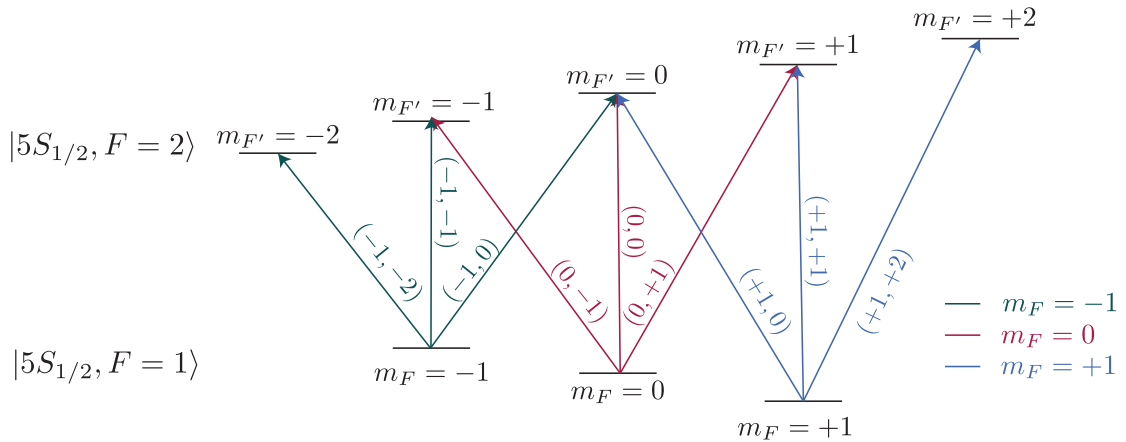


FIG. II.40 – Schéma de l'ensemble des transitions hyperfines possibles entre l'état $F = 1$ et l'état $F = 2$ qui seront représentées dans le spectre.

Nous pouvons remarquer que l'intensité du pic central est inférieure à celle des autres pics en raison de l'analyse des résultats qui filtre les données correspondant à un point considéré comme aberrant pour lequel il y a eu un dysfonctionnement dans la séquence de refroidissement.

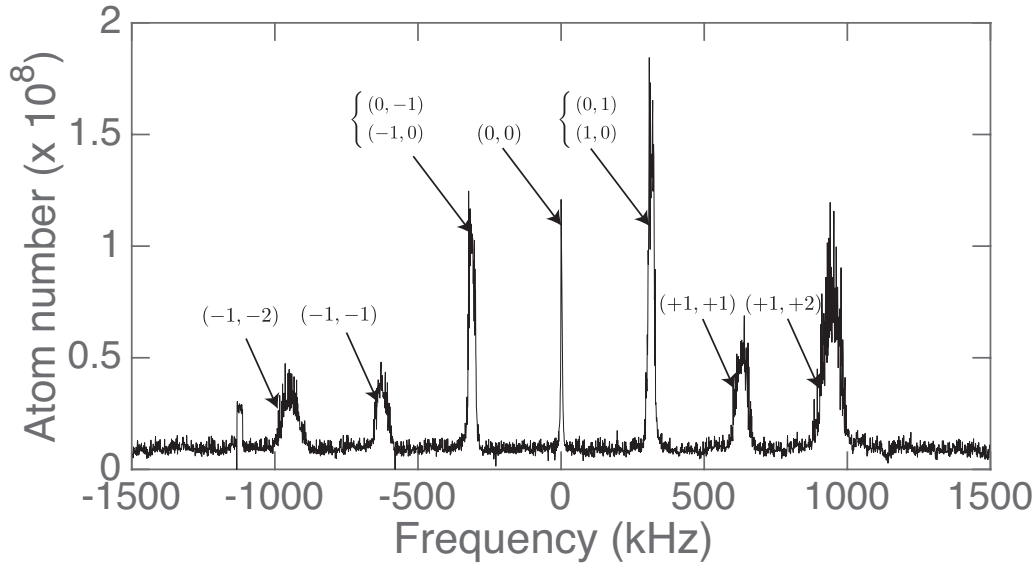


FIG. II.41 – Spectroscopie de la transition $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5S_{1/2}, F = 2\rangle$ où sont schématisées les transitions entre les différents niveaux hyperfins.

Cependant, la largeur des pics latéraux est importante, de l'ordre de quelques dizaines de MHz. Cela est dû à une inhomogénéité du champ externe qui provoque un élargissement spectral.

Puis, nous avons étudié l'évolution du nombre d'atomes détectés en fonction de la fréquence de l'onde microonde et du courant circulant dans les bobines. Sur la courbe II.42 est représentée cette étude suivant l'axe z . Pour chaque courant, un *fit* gaussien de la distribution du nombre d'atomes a été réalisé pour déterminer la fréquence de résonance. Un ajustement a ensuite été effectué sur l'ensemble des points obtenus par la loi suivante :

$$N_{max} \propto \Delta B \times \text{sgn}\left(\frac{\nu_0}{\Delta B}\right) \times \sqrt{\left(\frac{\nu_0}{\Delta B}\right)^2 + \left(\frac{V - V_0}{Q}\right)^2} \quad (\text{II.17})$$

Avec :

- ΔB correspond à la levée de dégénérescence des niveaux hyperfins en fonction du champ magnétique résiduel (0.7 MHz/G) ;
- la fonction signe *sgn* tient compte du fait que la valeur de la fréquence prise en compte dans l'analyse de données est une valeur relative par rapport à une valeur centrale de 6.8 GHz ;
- ν_0 : la fréquence pour laquelle le nombre d'atomes détecté est maximal, le rapport $\nu_0/\Delta B$ permet de connaître le champ correspondant ;
- V_0 : la tension de contrôle analogique pour l'obtenir (décalée de 0.01 V par rapport à la tension réelle dans les courants) ;
- Q est défini par le rapport suivant :

$$Q = \frac{(V_{min} - V_{max}) \times \Delta B}{\sqrt{|\nu_0^2 - \nu_{min}^2|}} \quad (\text{II.18})$$

Ce paramètre permet d'évaluer la dispersion entre la fréquence de résonance pour laquelle le nombre d'atomes détectés est maximal, nommée ν_0 , et celle pour laquelle ce nombre est minimal.

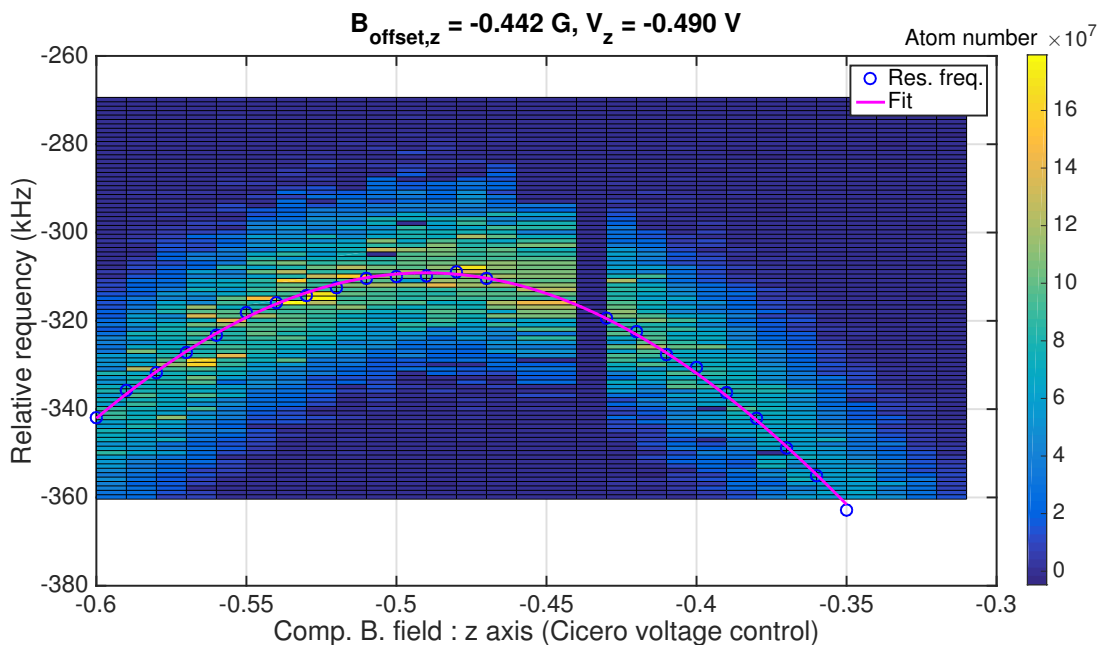


FIG. II.42 – Optimisation du courant circulant dans les bobines de compensation se situant dans l'axe z

Sur la courbe II.42, nous avons déduit de cet ajustement la valeur du champ nécessaire $B_{offset,z}$ pour compenser les champs parasites sur l'axe z qui s'élève à -0.442 G pour une tension de contrôle analogue V_z de -0.490 V.

De façon analogue, nous avons déterminé les valeurs des champs pour les autres directions. Pour x , on obtient $B_{offset,x} = -0.056$ G avec $V_x = -0.037$ V et $B_{offset,y} = -0.053$ G avec $V_y = -0.037$ V.

4.1.6. Evaporation dans le piège hybride

Après avoir localisé précisément le zéro de champ magnétique, nous avons chargé le nuage dans le piège hybride, en diminuant le gradient de 180 G/cm à 30 G/cm et en allumant le piège dipolaire, qui est un faisceau dont la puissance est de 3.2 W et le *waist* est de 50 μm (celui-ci sera caractérisé en mesurant les fréquences de piégeage). Un couteau RF est maintenu à 2 MHz. La température après cette étape est de 27 μK .

Evaporation dans le piège hybride

Puis, nous avons réalisé un refroidissement par évaporation du nuage en quatre étapes, la dernière permettant d'entrer dans le régime de dégénérescence quantique, comme nous le verrons dans la dernière partie du chapitre. Les détails des deux premières étapes de refroidissement sont en figure II.43.

Nous pouvons remarquer que la densité dans l'espace des phases a augmenté d'environ un facteur 10 dès la première évaporation, par rapport à la fin du refroidissement par évaporation dans le piège magnétique. A la deuxième étape, le gain en densité dans l'espace des phases est d'un facteur 100. Les données relatives à la troisième étape ne figurent pas dans le tableau à cause des difficultés à réaliser un ajustement exploitable (faible résolution du système d'imagerie). Néanmoins on peut déduire des deux premières étapes que ce processus est très efficace et permettra d'atteindre d'entrer dans le régime de dégénérescence quantique.

	Hybrid	DT. evap.1	DT. evap. 2
P (W)	3.2	0.4	0.168
N	$2 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^6$
T (μK)	27	2,8	0,88
Density (at.cm ⁻³)	Mauvais ajustement de la taille initiale	$5,4 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{12}$
PSD		$7,7 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
Γ (coll/s)		9	14

FIG. II.43 – Séquence expérimentale de refroidissement : dernières étapes

Fréquences de piégeage

Nous avons déterminé les fréquences de piégeage pour déterminer les conditions expérimentales du piège hybride dans lequel le refroidissement par évaporation a été effectué. La méthode employée est celle utilisée par Jean-Philippe Brantut pendant sa thèse [97]. Il s'agit de refroidir les atomes jusqu'à obtenir un nuage froid. Puis, la puissance du faisceau laser est augmentée brutalement. Ceci perturbe fortement le nuage et le fait osciller. La dimension de celui-ci évolue périodiquement au cours du temps à une fréquence correspondant au double de la fréquence de piégeage. La position est également modulée à une période équivalente à la fréquence de piégeage. Le schéma du principe de cette méthode est en figure II.44.

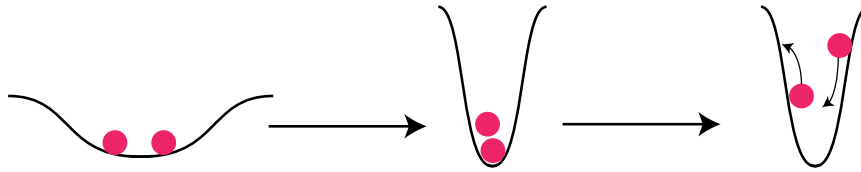


FIG. II.44 – Schéma du principe de mesure des fréquences de piégeage . En fin d'évaporation la profondeur du piège est faible, le régime de dégénérescence quantique est atteint. Puis, l'augmentation soudaine de la puissance modifie le piège qui devient beaucoup plus confinant. Cette forte perturbation engendre les oscillations des atomes sous l'effet de cette forte perturbation.

Nous avons voulu caractériser les fréquences de piégeage dans les conditions correspondant aux simulations numériques. Pour réaliser la mesure, nous avons ainsi fait osciller le nuage en augmentant soudainement la puissance du laser à 3.22 W après la dernière étape de refroidissement par évaporation dans le piège hybride. La mesure des oscillations est en figure II.45.

Il est important de noter que le système d'imagerie se situe à 45° des directions $[Ox]$ et $[Oy]$. La mesure effectuée suivant l'axe horizontal du système d'imagerie est par conséquent une projection des composantes du nuage suivant les directions $[Ox]$ et $[Oy]$. Il faudrait ainsi tenir compte dans l'équation (II.19) des deux composantes fréquentielles f_x et f_y pour l'oscillation horizontale. Néanmoins, le confinement axial (dans la direction y) est faible devant le confinement transverse, comme nous l'avons vu lors des simulations numériques réalisées sur ce piège (cf. figure II.20). En d'autres termes, la contribution de la composante axiale du piège sur la mesure des oscillations est faible devant celle de la composante transverse, d'autant plus que la durée de la prise de données Δt est courte devant la période longitudinale ($\Delta t < 1/f_{y,th}$). C'est pourquoi nous avons réalisé le même ajustement pour les deux directions.

L'équation qui a permis les ajustements des courbes représentant l'évolution de la taille du

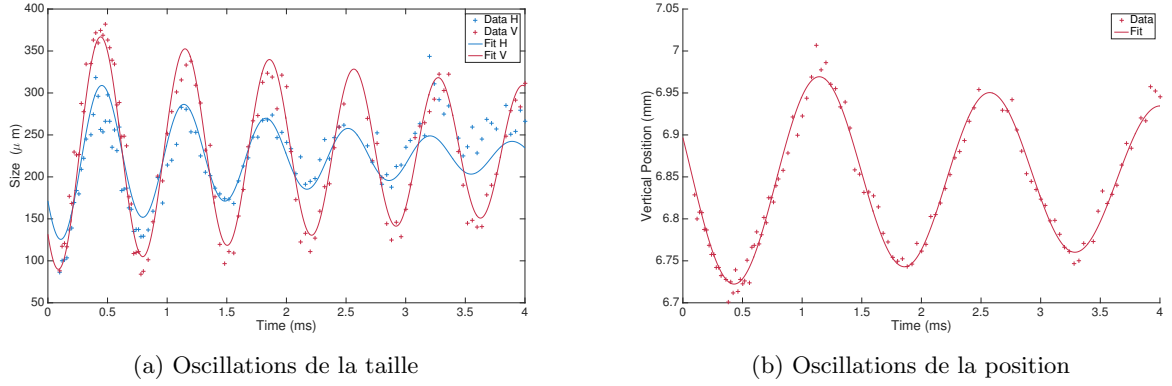


FIG. II.45 – Mesure d'oscillations du condensat pour mesurer les fréquences de piégeage pour un temps de vol de 10 ms.

nuage en fonction du temps est la suivante :

$$\sigma = A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \Phi\right) + \sigma_{mean} \quad (\text{II.19})$$

Avec :

- σ la taille du nuage dans la direction considérée (axiale ou radiale) ;
- A l'amplitude de l'oscillation ;
- t : le temps ;
- τ le temps caractéristique de décroissance des oscillations amorties ;
- T la période des oscillations, inversement proportionnelle à la fréquence ($T = 1/f$) ; la fréquence de piégeage f_{trap} est la moitié de la fréquence des oscillations ;
- Φ le déphasage ;
- σ_{mean} : la taille moyenne du nuage pendant les oscillations.

Dans le tableau suivant sont ainsi répertoriés les paramètres obtenus suite à l'ajustement des courbes en figure II.45a :

	A (μm)	τ (ms)	f_{trap} (Hz)	Φ (rad)	σ_{mean} (μm)
Direction verticale	144 ± 12	6 ± 4	706 ± 4	-0.77 ± 0.16	232 ± 4
Direction horizontale	104 ± 37	2.2 ± 0.9	727 ± 14	-0.5 ± 0.4	224 ± 5

La fréquence obtenue sur la direction horizontale est plus élevée que celle de la direction verticale [Oz], conformément à ce qui est attendu ($f_x = 717$ Hz ; $f_y = 28$ Hz ; $f_z = 715$ Hz). De plus, nous retrouvons des valeurs de fréquence du même ordre de grandeur que celles estimées pour les simulations numériques pour un rayon au col de 49 microns.

Nous avons également étudié l'évolution de la position du nuage au cours du temps (cf. figure II.45b). Ceci est intéressant car la fréquence de piège peut être directement déduite de la fréquence des oscillations. La mesure sur la direction horizontale ne s'est pas montrée concluante en raison de la faible amplitude des oscillations, c'est pourquoi elle n'est pas représentée en figure II.45b. L'équation ayant servi à l'ajustement de la courbe est l'équation (II.19). Nous retrouvons la fréquence de l'ordre de 700 Hz déterminée avec l'étude de l'évolution de la taille du nuage au cours du temps.

Enfin, nous avons déterminé le rayon au col du faisceau à la position du piège hybride en mesurant les fréquences de piège pour différentes valeurs de puissance :

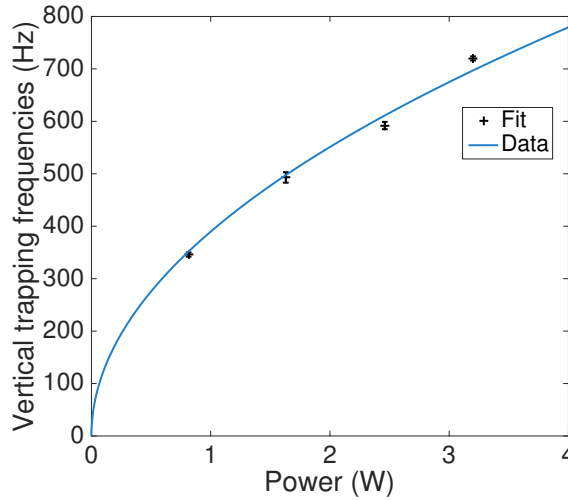


FIG. II.46 – Evolution de la fréquence de piège $\omega_z/2\pi$ en fonction de la puissance du faisceau mis en jeu dans le piège dipolaire. Ajustement des données expérimentales pour trouver le *waist*.

Puissance (W)	0,815	1,63	2,42	3,22
Fréquence ($\omega_z/2\pi$, Hz)	346±4	493±7	592±10	706±6

En identifiant les équations (I.84) et (I.85) explicitées dans le premier chapitre, nous pouvons en déduire que la fréquence de piège dans la direction transverse à la propagation du faisceau est proportionnelle à la racine carrée de la puissance du faisceau :

$$\omega_z = \left[-\frac{12\Gamma c^2}{m\omega_0^4\omega_0^3} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega} \right) \right]^{1/2} P^{1/2} = a\sqrt{P} \quad (\text{II.20})$$

A partir d'un ajustement linéaire des mesures effectuées (cf. figure II.46), nous pouvons ainsi déterminer le rayon au col du faisceau à la position du piège via l'équation suivante :

$$w_0 = \left[-\frac{12c^2\Gamma}{m\omega_0^3 a^2} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega} \right) \right]^{1/4} = 49.6 \pm 1\mu\text{m} \quad (\text{II.21})$$

4.1.7. Bilan de la séquence

En conclusion de cette séquence de refroidissement, un bilan est représenté en figure II.47. Si l'on compare ce bilan à celui figurant sur le tableau II.31, nous remarquons que les résultats obtenus sont du même ordre de grandeur. La principale différence résulte de l'efficacité du chargement et de l'évaporation dans le piège hybride, due à une meilleure qualité du vide. Ceci a permis d'entrer dans le régime de dégénérescence quantique.

4.2. Entrée dans le régime de dégénérescence quantique

4.2.1. Observation d'un condensat de Bose-Einstein

Suite à la séquence de refroidissement décrite plus tôt, nous avons procédé au refroidissement par évaporation durant 1,5 seconde, en diminuant la puissance de 3,2 W à 70 mW. A l'issue de ce processus, nous avons observé la signature d'un condensat de Bose-Einstein qui permet de montrer l'entrée dans le régime de dégénérescence quantique.

Pour l'identifier, nous disposons de plusieurs critères [98] :

- augmentation importante et soudaine de la densité ;

	MOT	CMOT	Molasse	Depump.	MT loading	M. Evap.	Hybrid	DT. evap.1	DT. evap. 2
N	2.10⁹	2.10 ⁹	2.10 ⁹	2.10 ⁹	5.10 ⁸	6.10⁷	2.10 ⁷	5.10 ⁶	3,7.10 ⁶
T (μK)	469	121	39	44	150	34	27	2,8	0,88
Density (at.cm ⁻³)	7,7.10 ¹⁰	6,2.10 ¹¹	4,2.10 ¹¹	4.10 ¹¹	3,9.10 ¹¹	6,3.10 ¹¹	Mauvais ajustement de la taille initiale	5,4.10 ¹¹	1,4.10 ¹²
PSD	5.10⁻⁸	3.10 ⁻⁶	10⁻⁵	9.10 ⁻⁶	3,5.10 ⁻⁷	2.10⁻⁵		7,7.10⁻⁴	1,1.10⁻²

FIG. II.47 – Bilan de la séquence de refroidissement. Les données les plus importantes ont été notifiées en orange, tels que les paramètres du MOT qui initialisent la séquence (nombre d’atomes, température, densité dans l’espace des phases). Puis, sont mis en valeur la température et la densité dans l’espace des phases avant/après l’évaporation, pour mettre en exergue l’efficacité de celle-ci.

- observation d’une double distribution, due aux contributions de la partie condensée et de la partie ”thermique” (cf. figure I.4) ;
- température mesurée inférieure ou égale à la température de transition théorique ;
- expansion anisotropique du nuage pendant le temps de vol. En effet, pour un gaz thermique, la distribution observée est la distribution de Maxwell-Boltzmann. Cependant, lorsqu’on obtient un condensat de Bose-Einstein, une inversion d’ellipticité est observée. Celle-ci résulte de l’anisotropie du piège, en raison de deux causes distinctes, l’une reposant sur le principe d’incertitude d’Heisenberg, l’autre sur les interactions répulsives des atomes dans le piège.

D’une part, lorsque le régime de dégénérescence quantique est atteint, la distribution de vitesses est la transformée de Fourier de la distribution spatiale de la fonction d’onde qui est identique pour tous les atomes. Le rapport d’aspect du nuage est ainsi directement relié à l’anisotropie du piège, même lorsque celui-ci est coupé pendant le temps de vol. Par conséquent, l’expansion du nuage est plus importante dans la direction la plus confinante pour respecter le principe d’incertitude d’Heisenberg, car c’est la dimension pour laquelle la largeur du nuage est la plus faible ($m\Delta v\Delta x \geq \hbar/2$).

D’autre part, les interactions répulsives des atomes expliquent également l’expansion anisotropique du nuage. En effet, dans la direction la plus confinante, le gradient de densité est plus important, ce qui va entraîner une expansion ballistique plus rapide que dans l’autre direction du piège. Ce processus est majeur dans le cadre de notre expérience.

Limite de résolution du système d’imagerie

Avant de détailler la caractérisation du nuage observé, il est important de préciser que celle-ci n’a pas été réalisée quantitativement à cause de la faible résolution du système d’imagerie. En effet, nous ne sommes pas en mesure de résoudre le condensat pour des temps courts, ce qui nous empêche d’obtenir des informations importantes telles que la taille initiale du nuage pendant les temps de vol par exemple. Il est également difficile d’observer la double structure (fraction thermique et fraction condensée) et l’expansion anisotropique.

Sur la figure II.48, nous pouvons remarquer que la distribution observée est une tâche de

diffraction pour un temps de vol de 6 ms, due au fait que la dimension du nuage est inférieure à la limite de résolution du système d'imagerie qui est de $200 \mu\text{m}$ (rayon de la tâche d'Airy).

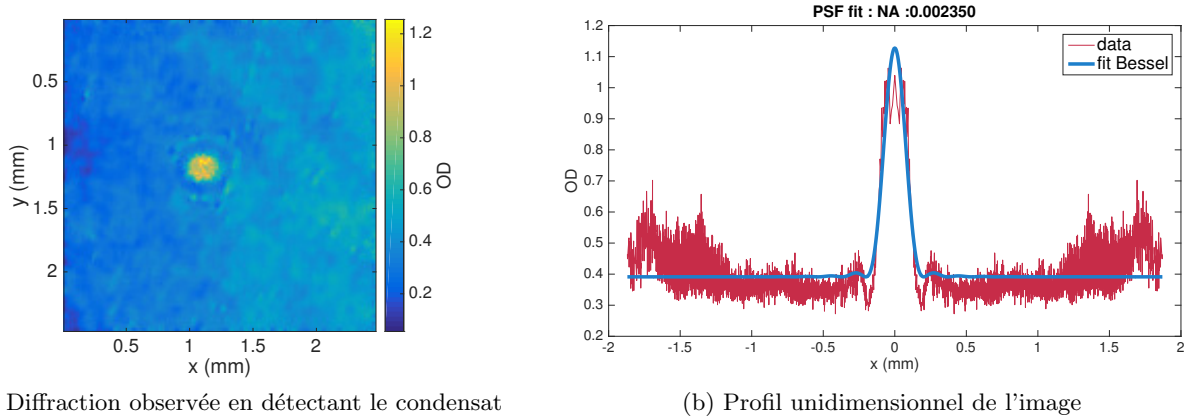


FIG. II.48 – Limitation du système d'imagerie pour résoudre le condensat à faible temps de vol. Nous pouvons observer une tâche de diffraction après 6 ms de temps de vol. Après avoir effectué un ajustement du profil unidimensionnel, nous avons déduit la résolution du système qui est de $200 \mu\text{m}$. Les détails de l'ajustement de la courbe seront exposés lors de la caractérisation du nouveau système d'imagerie dans le chapitre 3.

Cette faible résolution est due à la grande distance séparant le système de l'enceinte à vide (65 cm) et à la simplicité du système d'imagerie (une lentille plan-convexe). Ce système est davantage conçu pour détecter les grandes distributions obtenues à la suite du MOT par exemple.

Augmentation importante de la densité

Sur la figure II.49, nous avons tracé dans un premier temps l'évolution de la densité optique en fonction de la puissance du faisceau du piège dipolaire en fin d'évaporation. De cette courbe, nous pouvons en déduire une augmentation importante de la densité optique à partir de 70 mW. Cette courbe montre une dernière étape de l'évaporation très efficace. Nous pouvons en déduire une forte augmentation du taux de collisions, ce qui aurait tendance à montrer un régime d'emballement propice à la condensation.

Température inférieure à la température critique

Afin de démontrer que nous sommes entrés dans le régime de dégénérescence quantique, nous avons estimé la température du nuage afin de montrer qu'elle est inférieure à la température critique de la transition vers un condensat de Bose-Einstein.

Estimation de la température du nuage

L'estimation de la température du nuage s'est révélée difficile en raison du système d'imagerie qui ne nous a pas permis de résoudre la taille initiale du nuage. C'est pourquoi la valeur de la température mesurée est comprise entre deux valeurs de températures, représentées par la zone rose dans la figure II.50. Ces deux valeurs correspondent à une sous-estimation ou une surévaluation de la température obtenue en fonction des hypothèses émises pour la taille initiale du nuage.

Pour mieux comprendre ces hypothèses, nous rappelons l'équation (II.6) qui permet de déterminer la température du nuage à partir de la taille mesurée au cours du temps de vol :

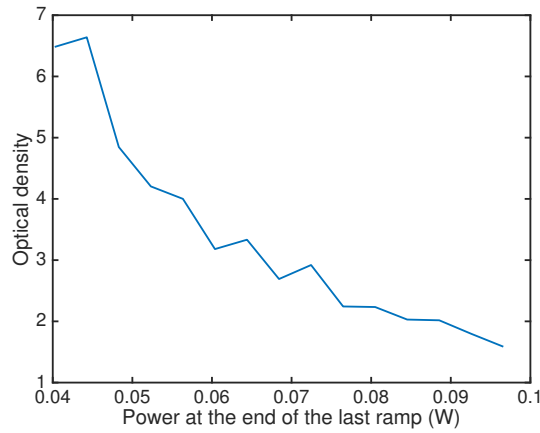


FIG. II.49 – Densité optique en fonction de la puissance optique à la fin de la dernière évaporation dans le piège hybride.

$$\sigma = \sqrt{\frac{k_B T}{m} t^2 + \sigma_0^2}$$

Hypothèse 1 : borne supérieure de la température estimée

Si l'on considère le nuage comme un point source au début du temps de vol ($\sigma_0 = 0$), nous sous-estimons la taille du nuage σ_0 . A partir de l'équation (II.6), nous en déduisons que cette hypothèse conduit à surestimer la valeur de la température mesurée.

Hypothèse 2 : borne inférieure de la température estimée

D'autre part, pour donner une borne inférieure à la température mesurée, nous avons défini la taille du nuage σ_{eff} par :

$$\sigma_{eff}^2 = \sigma_{mes}^2 - \sigma_{PSF}^2 \quad (\text{II.22})$$

Où σ_{mes} est la largeur du nuage déduite de l'ajustement gaussien de l'image, σ_{PSF} est la largeur de la tâche de diffraction observée pour les plus basses puissances du faisceau (cf. encart B de la courbe II.50). Ceci revient à déconvoluer l'image avec la tâche de diffraction obtenue en approximant celle-ci par une fonction gaussienne. Cette hypothèse conduit à sous-estimer la taille finale du nuage et par conséquent sous-estimer également la température évaluée, si l'on se réfère de nouveau à l'équation (II.6).

Estimation de la température critique

Nous avons vu dans le premier chapitre que la température critique dépend des fréquences de piège et du nombre d'atomes via l'équation (I.24). Il faut donc estimer ces deux paramètres pour pouvoir déterminer cette température et la comparer aux valeurs estimées précédemment :

- le nombre d'atomes a été déduit de l'ajustement des distributions obtenues sur les images de la caméra CCD ;
- les fréquences de piège ont été mesurées lors de la caractérisation du piège hybride (cf. figures II.45 et II.46). Connaissant le *waist* à partir de l'ajustement de la courbe II.46, nous pouvons en déduire les fréquences de piège pour toutes les puissances du piège dipolaire.

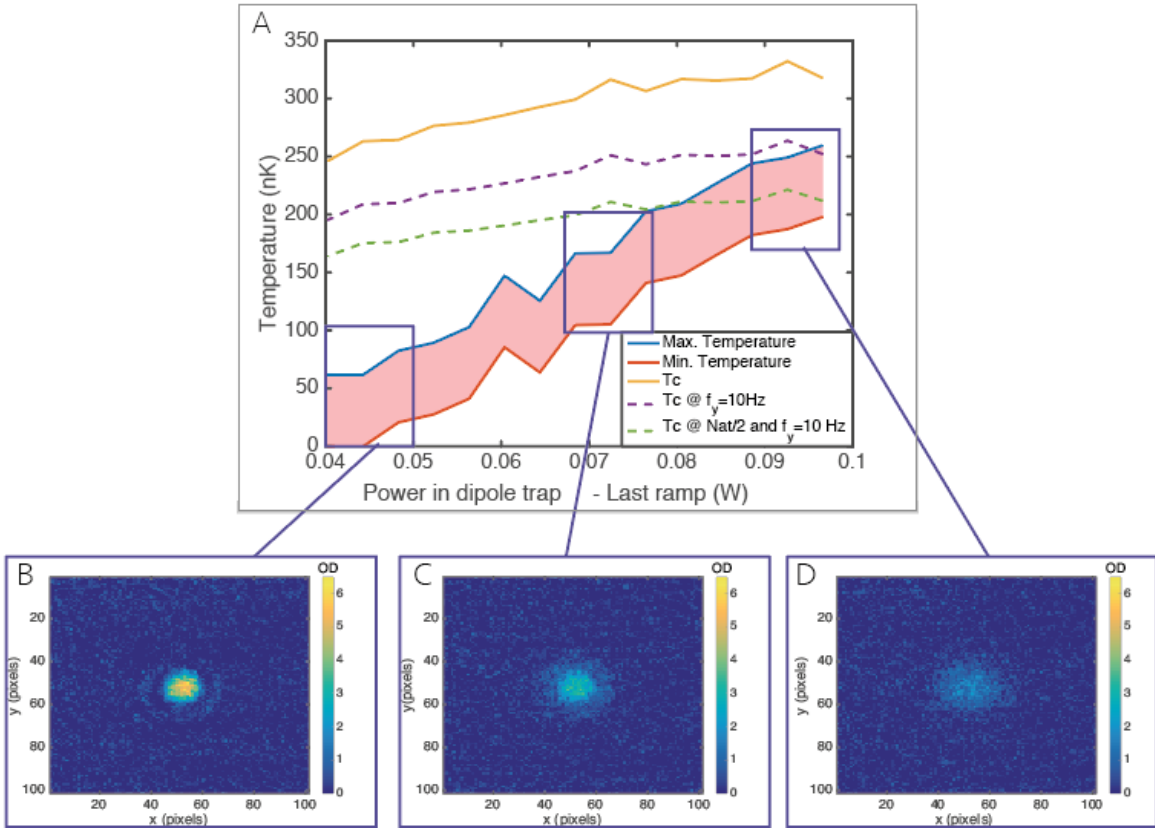


FIG. II.50 – Température mesurée et température critique en fonction de la puissance dans le piège dipolaire pour un temps de vol de 30 ms. Dans l’encart *A*, la température est estimée entre une borne supérieure et une borne inférieure suivant l’hypothèse choisie pour la taille initiale du nuage que nous ne pouvons pas connaître précisément à cause de la faible résolution du système d’imagerie. Elle correspond à la zone rose. La courbe jaune correspond à la température calculée à partir de l’équation (I.24) en utilisant le nombre d’atomes et les fréquences estimées correspondants à ce qui a été décrit précédemment lors de la caractérisation expérimentale du piège hybride et les simulations numériques réalisées (pour f_y). L’absence d’une mesure absolue du nombre d’atomes et de la position verticale du piège ne permet pas de positionner cette courbe avec exactitude. Expérimentalement, nous observons une transition autour d’une puissance de piège de 80 mW, ce qui n’est pas parfaitement en accord avec la courbe jaune. Pour illustrer la variation de la température critique avec ces paramètres, nous avons représenté T_c pour un offset de $500\ \mu\text{m}$ ($f_y=10\ \text{Hz}$ au lieu de $24\ \text{Hz}$ à $80\ \mu\text{m}$, cf. courbe en pointillés violets) et pour un nombre d’atomes surestimé d’un facteur 2 (courbe en pointillés verts). Dans les autres encarts figurent les distributions obtenues pour les différents régimes de puissance pendant la dernière évaporation dans le piège hybride : 42 mW pour *B*, 74 mW pour *C* et 98 mW pour *D*.

La température critique calculée en fonction de ces paramètres est représentée en jaune dans l’encart *A* de la figure II.50. Ceci aurait tendance à montrer que la température mesurée est en-dessous de la température critique, quelle que soit la puissance du faisceau du piège dipolaire. Expérimentalement, nous observons une transition autour d’une puissance de piège de 80 mW, ce qui n’est pas parfaitement en accord avec la courbe jaune.

Des températures critiques plus basses peuvent être obtenues si l’on tient compte du fait que

la position exacte du piège magnétique (correspondant à un champ nul) par rapport au piège dipolaire ne peut pas être connue précisément. En effet, nous avons vu précédemment que la caractérisation des fréquences de piège ne nous a pas permis de connaître la fréquence suivant la direction de propagation du faisceau f_y . Nous manquons ainsi d'informations sur cette différence de position. Dans le cas où celle-ci serait de $500 \mu\text{m}$, la fréquence f_y vaudrait 10 Hz^2 . La température critique estimée devient ainsi plus faible, comme nous pouvons le voir sur la courbe en pointillés violets sur la figure II.50.

De plus, le nombre d'atomes n'est pas connu de façon absolue puisque nous n'avons pas effectué de calibration, comme nous l'avons explicité dans la partie 4.1. Nous avons donc estimé le nombre d'atomes dans le cas où l'on aurait une section efficace correspondante à un faisceau polarisé \vec{e}_{σ_+} , qui est ~ 2 fois inférieure à celle correspondante à une illumination isotrope. Ceci revient à estimer une valeur minimale de la température critique, représentée en pointillés verts dans l'encart A de la figure II.50.

Conclusions

En comparant les valeurs des températures estimées aux différentes températures critiques calculées, nous pouvons en déduire que la température du nuage est inférieure à la température critique lorsque la puissance du faisceau est inférieure à 75 mW après la dernière évaporation dans le piège hybride. Par conséquent, nous pouvons déduire de cette étude qualitative que nous avons observé l'entrée dans le régime de dégénérescence quantique.

Observation d'une double structure

Un dernier argument qualitatif qui tend à montrer que nous sommes entrés dans le régime de dégénérescence quantique est l'observation d'une double structure, notamment dans le cas où la puissance en fin de rampe est de 74 mW (cf. encart C de la figure II.50). Sur la figure II.51, deux ajustements ont été effectués sur la distribution observée, l'un à l'aide d'une somme d'une fonction de Bessel (correspondante à la tâche de diffraction) et d'une gaussienne (gaz thermique), l'autre avec une fonction gaussienne seule. Ceci permet de montrer une signature d'une double structure, dans la mesure où nous pouvons déduire de ces ajustements que les deux fonctions contribuent à la distribution.

Cependant, la faible résolution de notre système d'imagerie ne nous a pas permis de réaliser un ajustement avec une distribution de Thomas-Fermi pour caractériser quantitativement cette double structure.

4.2.2. Caractérisation du temps de vie

Suite à la caractérisation du nuage, nous avons mesuré le temps de vie. Après ajustement de la courbe II.52, on peut en déduire que ce temps de vie τ est de 5 secondes. Il est *a priori* suffisant pour toutes les expériences qui devront être menées dans la suite du projet. Ce temps est peut-être limité par les bruits techniques (fluctuation du champ magnétique, par exemple), mais le profil de décroissance tend à montrer que les collisions à trois corps ne sont pas le facteur limitant.

5. Conclusions et perspectives

Par conséquent, dans ce chapitre, l'ensemble du dispositif expérimental a été détaillé, ainsi que la séquence expérimentale de refroidissement. Puis, le refroidissement par évaporation dans le

2. Pour un gradient de champ de 30 G/cm .

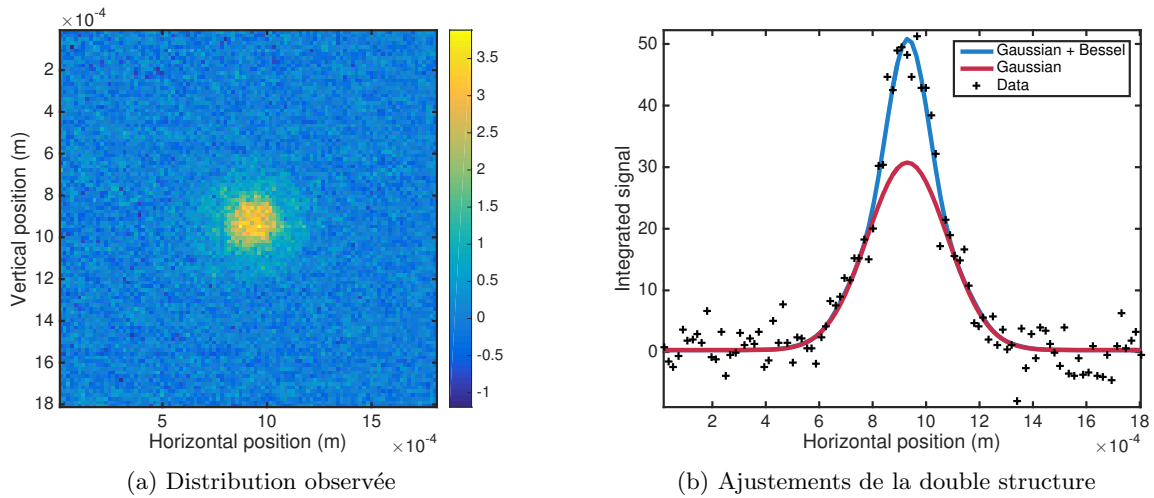


FIG. II.51 – Observation d’une double structure pour $P = 75$ mW. (a) Distribution observée sur la caméra CCD. (b) Ajustement du signal réalisé soit avec la somme d’une fonction gaussienne et d’une fonction de Bessel, soit avec une fonction gaussienne seule.

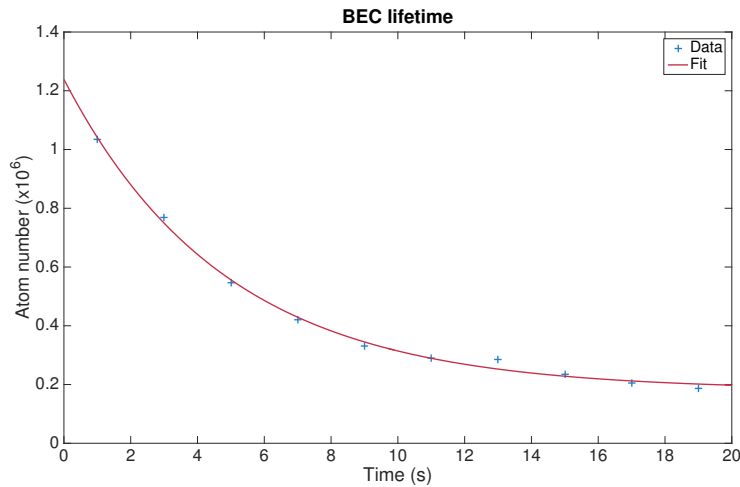


FIG. II.52 – Mesure du temps de vie du condensat de Bose-Einstein : 5 secondes

piège hybride a été présenté. La fréquence de piégeage dans la direction transverse a été mesurée.

Les difficultés rencontrées pour l’obtention du condensat de Bose-Einstein ont été mentionnées (fuites de l’enceinte à vide et problèmes dans la génération de forts champs magnétiques), ainsi que les solutions apportées (nouvelle enceinte à vide et bobines proches des atomes). Une fois les problèmes résolus, nous avons pu observer l’entrée dans le régime de dégénérescence quantique, puis caractériser le nuage observé. Cependant la faible résolution du système d’imagerie ne nous a pas permis de réaliser cette caractérisation de façon quantitative. C’est une des raisons pour lesquelles nous avons développé un nouveau système qui est développé dans le troisième chapitre.

Chapitre III

Vers l'imagerie superrésolue d'atomes ultrafroids dans des réseaux

Sommaire

1. Superrésolution : contourner la limite de diffraction pour l'observation de nanostructures	101
1.1. Limite de résolution d'un microscope	102
1.2. Au-delà des limites : la superrésolution	105
2. Etat de l'art sur l'imagerie d'atomes froids piégés dans des réseaux	107
3. Détection superrésolue d'atomes ultrafroids piégés dans des réseaux	108
3.1. Modulation des niveaux d'énergie par effet Stark	108
3.2. Activation sélective des sites pour l'imagerie sub-longueur d'onde.	111
3.3. Activation sélective des sites pour différents états de spin	117
4. Dispositif expérimental	126
4.1. Banc optique pour le double réseau	127
4.2. Asservissement d'une diode laser en cavité étendue pour l'activation des sites	128
4.3. Conception et caractérisation du système d'imagerie	131
4.4. Design d'une cavité pour l'asservissement en phase des deux réseaux	138
5. Conclusions et perspectives	146

L'objectif du projet AUFRONS étant de piéger des atomes froids dans des réseaux nanostructurés, la détection des atomes site par site serait un atout, ce qui est impossible à effectuer avec un microscope utilisé de manière classique, comme c'est le cas actuellement pour la détection d'atomes froids. Une technique d'imagerie sub-longueur d'onde a ainsi été développée au laboratoire, basée sur des techniques utilisées en biophysique, proposant une alternative aux méthodes d'imagerie haute résolution développées dans la communauté des atomes froids. Dans ce chapitre, les limites des systèmes d'imagerie seront d'abord exposées, ainsi que les techniques de superrésolution qui permettent de contourner ces limites, usuellement appliquées en biologie. Puis, nous expliquerons comment ces méthodes d'imagerie superrésolue peuvent être transposées pour un gaz d'atomes ultrafroids piégés dans des réseaux, grâce à la modulation des énergies des états par effet Stark. Ensuite, le dispositif expérimental sera détaillé, notamment l'objectif développé dans le cadre de ma thèse qui permettra également de détecter le condensat de Bose-Einstein avec une plus haute résolution.

1. Superrésolution : contourner la limite de diffraction pour l'observation de nanostructures

Dans cette section du chapitre 3, il s'agit de présenter les limites de résolution d'un microscope parfait. Les moyens actuellement mis en oeuvre pour contourner ces limitations seront également exposés.

1.1. Limite de résolution d'un microscope

Le microscope, tel qu'il a été créé par Galilée au XVII^e siècle, est composé de deux lentilles : l'objectif et l'oculaire. L'objectif crée une image de l'objet à observer dans le plan focal objet de l'oculaire. Dans cette configuration, d'après les lois de l'optique géométrique, l'oculaire renvoie cette image à l'infini pour être observée par l'oeil humain. En effet, le cristallin de l'oeil focalise l'image dans son plan focal image, la rétine. Le grandissement du système optique est donc le rapport des deux distance focales des lentilles, $f_{oculaire}/f_{objectif}$.

Au cours des siècles, des améliorations ont été faites pour améliorer la qualité des images obtenues en limitant les aberrations. Celles-ci sont les défauts du système optique qui conduisent à la dégradation de la qualité des images. Elles expliquent l'écart entre le front d'onde défini par l'approximation de Gauss et le front d'onde réel (aberration sphérique, astigmatisme, coma...). La conception des optiques tient ainsi compte de l'ensemble de ces aberrations. Par conséquent, un objectif n'est plus composé d'une lentille, mais d'une multitude de lentilles qui optimisent le trajet des rayons lumineux. De plus, les objectifs de microscope sont pour la plupart "corrigés à l'infini", ce qui signifie que leur conception tient compte de la propagation optimale des rayons lumineux renvoyés à l'infini (l'objet est situé dans le plan focal objet équivalent de l'ensemble des lentilles). Pour focaliser les rayons lumineux sur une caméra, une lentille tube est implantée dans tous les microscopes actuels. Sa focale varie entre 160 et 250 mm pour les microscopes commerciaux. Le grandissement du microscope est ainsi défini par le rapport des focales : $f_{tube}/f_{objectif}$.

D'autre part, il est très important de définir la résolution du microscope, qui est la distance minimale pour laquelle deux objets peuvent être distingués. En effet, malgré les progrès techniques pour s'affranchir des aberrations, la résolution du microscope est toujours limitée par la diffraction de la lumière à travers l'ouverture numérique de l'objectif NA :

$$NA = n \sin(\alpha) \quad (\text{III.1})$$

Où n est l'indice de réfraction et α l'angle maximal correspondant à l'écart entre le rayon lumineux traversant l'objectif.

Les images que l'on observe sont ainsi la convolution entre l'image géométrique de l'objet que l'on observe et la tâche de diffraction appelée également tâche d'Airy. Si l'objet à observer a une dimension très supérieure par rapport à la longueur d'onde, on ne considère que l'image géométrique. Inversement, si l'objet a une dimension inférieure à la longueur d'onde, alors on observe une tâche de diffraction. Si la dimension de l'objet est comparable à la longueur d'onde, il faut réaliser la convolution des deux fonctions.

D'un point de vue mathématique, la fonction décrivant le disque d'Airy est la fonction d'étalement du point ou *Point Spread Function*, appelée communément PSF. Dans le cas où l'intensité de la lumière est normalisée, elle est définie par [99] :

$$PSF = \left(\frac{2 \times J_1 \left(\frac{\pi d \sin(\alpha)}{\lambda} \right)}{\frac{\pi d \sin(\alpha)}{\lambda}} \right)^2 = \left(\frac{2 \times J_1(kNA\rho)}{kNA\rho} \right)^2 \quad (\text{III.2})$$

Où :

- d : diamètre de l'ouverture ;
- α : angle maximal entre l'axe et le rayon incident ;
- λ : longueur d'onde du faisceau ;
- $\rho = \sqrt{x^2 + y^2} = d/2$ la distance par rapport au centre de la tâche ;

- $k = n \times 2\pi/\lambda$ le vecteur d'onde (n : indice de réfraction) ;
- $J_1(x)$ est une fonction de Bessel.

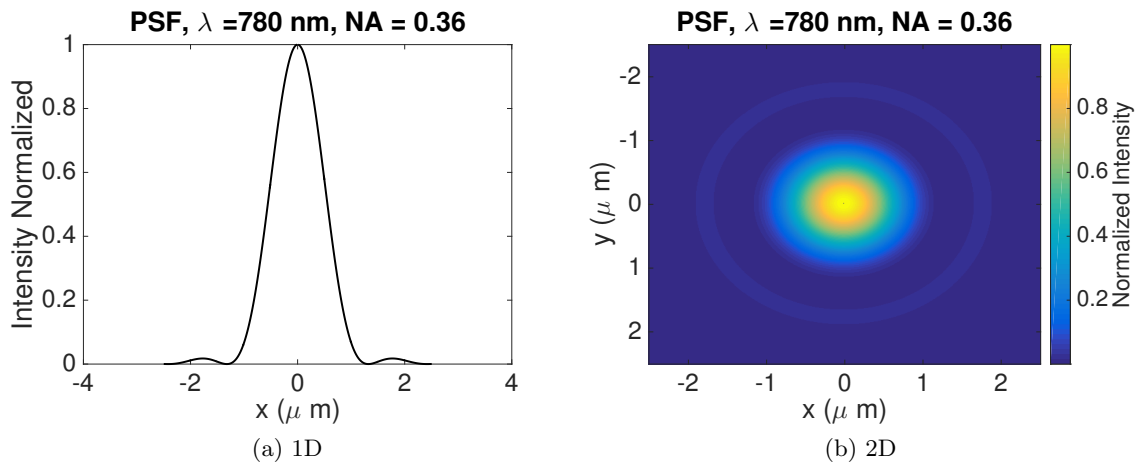


FIG. III.1 – Calcul de la PSF pour $\lambda = 780$ nm et une ouverture numérique $NA = 0.36$ en 1D et 2D.

La résolution d'un objectif peut ainsi être définie par le rayon angulaire du premier minimum qui équivaut à :

$$q_r = \frac{1,22\lambda}{2NA} \quad (\text{III.3})$$

En figure III.1 est représentée la tâche d'Airy obtenue pour un objectif d'ouverture numérique $NA = 0.36$ à une longueur d'onde de 780 nm. Ces paramètres ont été choisis conformément à ceux du nouveau système d'imagerie qui sera détaillé dans la suite du chapitre.

Par conséquent, la résolution dépend de la longueur d'onde. Deux objets ne pourront être distingués si la distance qui les sépare est inférieure à $\sim \lambda/2$. Le critère de Rayleigh définit cette résolution : deux points objets ne peuvent être distingués que si le sommet de la tâche de diffraction de l'une correspond au premier minimum nul de l'autre (cf. figure III.2). Pour l'objectif évoqué précédemment, la résolution suivant cette définition est de $1,3 \mu\text{m}$.

Pour augmenter la résolution, il faut ainsi diminuer q_{min} , c'est-à-dire diminuer la longueur d'onde et/ou augmenter l'ouverture numérique.

De nos jours, il est possible d'augmenter l'ouverture numérique jusqu'à obtenir des valeurs supérieures à 1 par immersion de l'objectif dans une solution qui augmente l'indice de réfraction (par exemple, l'huile d'indice). Cette technique est couramment appliquée en biologie mais est impossible à mettre en oeuvre pour des échantillons sous vide, comme des atomes froids. Dans ce cas, la haute résolution du système d'imagerie est obtenue par le travail sur l'objectif dont l'ouverture numérique peut atteindre 0.8 [100, 66].

Diminuer la longueur d'onde peut s'avérer plus difficile. En effet, de façon générale, les longueurs d'onde sont définies par les objets à étudier. Par exemple, en biologie, on utilise plutôt de l'infrarouge car il y a peu d'absorption par les composants des tissus biologiques dans cette gamme de longueurs d'onde [101]. Dans le cas des atomes froids, les longueurs d'onde d'imagerie sont définies par les transitions atomiques de l'atome étudié, que ce soit en absorption ou en fluorescence.

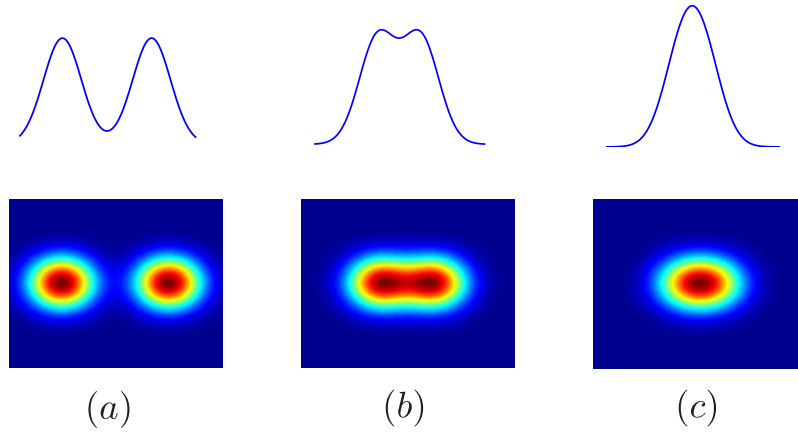


FIG. III.2 – Critère de Rayleigh. Dans le cas (a), les deux objets sont parfaitement discernables, la distance d les séparant est supérieure à q_{min} ; dans le cas (b), $d \sim q_{min}$, on est à la limite de résolution; dans le cas (c), $d < q_{min}$, les objets sont indiscernables.

Dans tous les cas, l'objectif "parfait" est celui qui n'est limité que par la diffraction de la lumière à travers l'objectif, sans aucune aberration. Pour estimer la qualité d'un objectif, plusieurs critères ont été établis, dont :

- le rapport de Strehl : c'est le rapport entre le maximum d'éclairement de la tâche image réelle et le maximum d'éclairement de la tâche image idéale, limitée par diffraction.

$$\text{Rapport de Strehl} = \frac{\text{Max}(\text{PSF}_{\text{réelle}})}{\text{Max}(\text{PSF}_{\text{idéale}})} \quad (\text{III.4})$$

En pratique, on considère qu'un objectif est limité par diffraction si ce rapport est supérieur ou égal à 0.8.

- la Fonction de Transfert de Modulation (FTM), définie comme étant la transformée de Fourier de la PSF :

$$FTM = TF(PSF) \quad (\text{III.5})$$

Elle permet d'étudier l'évolution du contraste du signal de l'image en fonction de la fréquence spatiale ν , autrement dit le contraste en fonction de la distance entre deux objets à observer. Quand le contraste est nul, les objets ne peuvent plus être distingués et on a atteint la limite de résolution. La fréquence spatiale où le contraste devient nul est la fréquence de coupure ν_c . Pour un objectif limité par diffraction, celle-ci est liée à l'ouverture numérique de l'objectif via la relation suivante :

$$\nu_c = 2NA/\lambda \quad (\text{III.6})$$

On définit ainsi la fonction de transfert de modulation en fonction de ces paramètres par l'équation suivante [102] :

$$FTM = \frac{2}{\pi} \left(\arccos\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) - \frac{\nu}{\nu_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^2} \right) \quad (\text{III.7})$$

Par exemple, dans la figure III.3, la FTM idéale a été tracée pour un objectif d'ouverture numérique égale à 0.36 et une longueur d'onde de 780 nm.

Pour avoir une estimation plus précise des aberrations, il faut faire une analyse de front d'onde qui mesure l'écart entre le front d'onde réel et le front d'onde théorique. En effet, ce déphasage

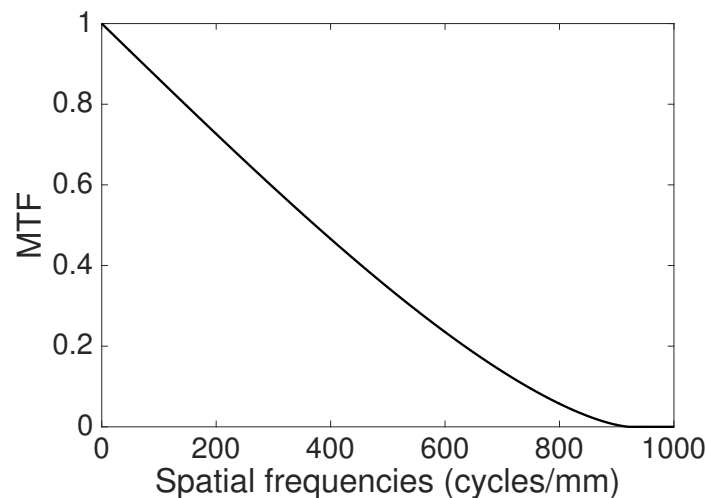


FIG. III.3 – Fonction de transfert de modulation pour un objectif limité par diffraction ($\lambda = 780$ nm, $NA = 0.36$)

peut se décomposer en une base de polynôme, appelée polynômes de Zernicke. Chaque ordre du polynôme correspond à une aberration bien précise. Cette étude permet de rendre les systèmes d'imagerie plus performants [103].

Par conséquent, l'observation d'objets microscopiques requiert un système optique de haute qualité, dont la conception a tenu compte de toutes les aberrations possibles afin de tendre vers un objectif idéal limité par diffraction. Cependant, il est impossible de résoudre des nanostructures avec un objectif idéal dont la résolution maximale est de l'ordre de quelques centaines de nanomètres. Mais des méthodes d'imagerie ont permis de contourner cette limite : les techniques de superrésolution.

1.2. Au-delà des limites : la superrésolution

Dans le domaine de la biologie, l'observation de nanostructures s'avère cruciale pour étudier les organismes nécessaires à la compréhension de la vie, tels que les anticorps qui mesurent environ 20 nm. Parmi les techniques de superrésolution qui permettent l'observation de nanostructures, certaines sont basées sur la réduction du volume fluorescent, d'autres sur la structure de l'illumination. La méthode dont le principe repose sur la superlocalisation de molécules individuelles sera celle qui nous intéressera par la suite.

1.2.1. Réduction du volume de fluorescence

La microscopie de fluorescence consiste à exciter des fluorophores à une longueur d'onde donnée, qui vont émettre des photons à une longueur d'onde d'émission (supérieure à celle d'excitation) pour revenir à l'état fondamental. Ces photons d'émission sont collectés par le système optique. Pour réduire le volume de fluorescence, il est possible d'appliquer un faisceau qui va créer une émission stimulée vers l'état fondamental. C'est le principe du STED, pour *STimulated Emission Depletion microscopy*, technique inventée Stefan W. Hell et Jan Wichmann en 1994 [104]. L'échantillon est balayé avec un faisceau en forme de *doughnut* qui supprime la fluorescence (le faisceau STED), intervenant après un faisceau d'excitation. Cette technique a récemment permis d'atteindre des résolutions inférieures à 10 nm [105].

1.2.2. Structure de l'illumination

La microscopie SIM (*Structured Illumination Microscopy*) utilise le fait que l'information peut être encodée sous forme de fréquence spatiale. La limite de résolution d'un microscope limité par diffraction, en termes de fréquences spatiales, est donnée par [106] :

$$k_0 = \frac{2NA}{\lambda} \quad (\text{III.8})$$

Si on illumine une structure à observer contenant un *pattern* (motif périodique) inconnu de fréquence k avec un faisceau structuré dont le pattern est de fréquence k_1 , on obtient les franges de Moiré de fréquence $k - k_1$. Si $|k - k_1| < k_0$, elles peuvent être observées via le microscope [106]. L'information en haute fréquence (faibles dimensions), jusqu'alors inaccessible, est encodée en basse fréquence. Par reconstruction, on obtient des images superrésolues, avec une résolution de l'ordre de $\lambda/4$.

1.2.3. Superlocalisation de molécules individuelles

Parmi les méthodes de superrésolution existantes, celle qui s'avérera la plus intéressante par la suite est la superlocalisation de molécules individuelles, puisque la technique d'imagerie superrésolue en développement sur AUFRONS repose sur ce principe.

La microscopie de fluorescence est beaucoup utilisée pour l'étude de l'activité biologique présente dans les cellules. En effet, des molécules biologiques (par exemple, des anticorps) sont marquées par des fluorophores qui viennent se fixer à leur tour sur des récepteurs spécifiques présents dans les cellules. La collection de la fluorescence permet de localiser ces récepteurs et de les étudier.

Cependant, si l'on veut étudier chaque récepteur indépendamment pour s'affranchir des effets de moyenne, il faut pouvoir être en mesure de distinguer deux molécules fluorescentes proches l'une de l'autre. C'est pourquoi les techniques de superlocalisation ont été mises en œuvre. Elles consistent à pointer le centre de chaque PSF obtenue suite à la fluorescence d'un fluorophore. En effet, si la distribution de photons peut être modélisée par une fonction d'Airy, on peut estimer la position du centre de la tâche de diffraction avec une grande précision (de l'ordre de la dizaine de nanomètres).

Par exemple, la technique d'imagerie PALM (*PhotoActivation Localization Microscopy*) inventée par E. Betzig repose sur ce principe [107]. En contrôlant l'activation de chaque émetteur, l'identification de chaque récepteur avec une précision de pointé de l'ordre de la dizaine de nanomètres est possible. En effet, chaque molécule fluorescente fixée sur le récepteur d'intérêt est photoactivable. La fluorescence se produit via une réaction chimique ayant lieu suite à l'illumination de la molécule avec un laser à une longueur d'onde d'excitation bien définie. Le laser permet ainsi de collecter la fluorescence de certaines molécules activées, jusqu'à ce que celles-ci ne soient plus fluorescentes. Le processus est répété jusqu'à ce que toute la fluorescence soit collectée. En pointant le centre de chaque tâche de diffraction obtenue, il est possible de reconstruire toute l'image.

Dans le domaine des atomes froids, si on considère un nuage d'atomes froids piégés dans un réseau nanostructuré, il est nécessaire de détecter les atomes site par site, pour expliquer le comportement des atomes dans un réseau cristallin (corrélations, etc.). Comme la distance intersite du réseau que l'on cherche à construire est inférieure à la limite de diffraction, il faut pouvoir localiser les atomes fluorescents présents sur chaque site à une précision très élevée. C'est pourquoi le principe de la méthode utilisée repose sur la superlocalisation de sites individuels pour imager les atomes avec une résolution sub-longueur d'onde.

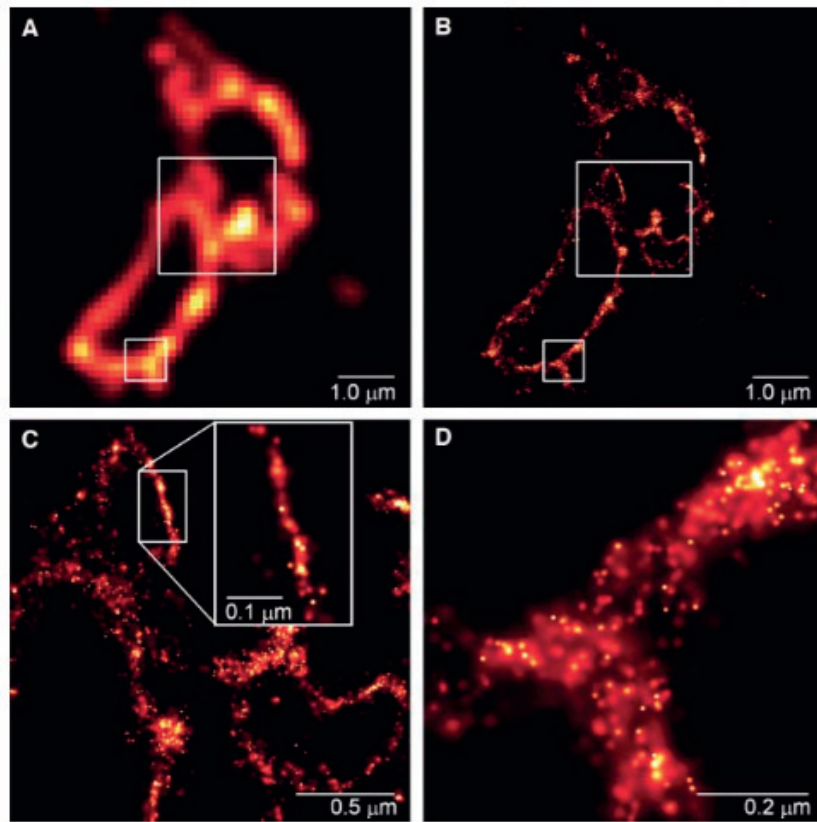


FIG. III.4 – Microscopie PALM, source de l'image : [107]. A et B : comparaison entre la microscopie de fluorescence "classique" et l'image obtenue en PALM. C et D représentent les zooms des deux boîtes de B.

2. Etat de l'art sur l'imagerie d'atomes froids piégés dans des réseaux

De nos jours, de nombreux efforts sont effectués dans la communauté des atomes froids pour améliorer la détection des nuages atomiques.

Tout d'abord, des images haute résolution d'un nuage d'atomes froids ont été obtenues via un objectif limité par diffraction avec une forte ouverture numérique (0.7-0.8), comme c'est le cas pour le groupe de S. Kuhr [108] et de J.H. Thywissen [100]. Ces objectifs sont en effet très difficiles à concevoir car il s'agit d'avoir à la fois une grande distance de travail (pour [108], 12 mm) et une grande ouverture numérique, tout en compensant les aberrations dues aux hublots de l'enceinte à vide. Pour augmenter l'ouverture numérique équivalente du système optique et limiter les aberrations, certaines équipes de recherches ont introduit une lentille dans l'enceinte à vide [109], utilisé des lentilles à immersion solide [110], ou réduit l'épaisseur de verre du hublot jusqu'à 200 μm [100].

Le rapport signal à bruit a été amélioré par la sélection d'un plan (x, y) à imager en faisant par exemple une modification des états internes de l'atome via des ondes micro-ondes et des gradients de champs magnétique [100]. Une résolution de l'ordre de la distance intersite du réseau (typiquement 500-600 nm) est obtenue par déconvolution de l'image obtenue avec la PSF [100, 110].

Cependant, ces techniques d'imagerie ne permettent pas d'atteindre des résolutions inférieures

à celles de la distance intersite du réseau optique piégeant les atomes froids. Dans le cas de réseaux nanostructurés, il est essentiel de pouvoir discrétiser les sites avec une résolution de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

3. Détection superrésolue d'atomes ultrafroids piégés dans des réseaux

Dans cette partie du chapitre, il s'agit de démontrer qu'une activation sélective des sites du réseau grâce à une modulation d'énergie des états de l'atome permet de localiser les atomes dans chaque site du réseau, et par conséquent de les détecter avec une précision sub-longueur d'onde. Par reconstruction, nous serions ainsi capables d'obtenir la distribution des atomes avec une résolution de quelques dizaines de nanomètres. Nous chercherons également à démontrer que la méthode peut être sélective, c'est-à-dire qu'elle permet de distinguer l'état de spin des atomes dans le réseau.

3.1. Modulation des niveaux d'énergie par effet Stark

Avant d'aller plus en détails dans l'explication de la technique d'imagerie sub-longueur d'onde développée au laboratoire, il est nécessaire d'expliquer la modulation des niveaux d'énergie de l'atome par effet Stark, indispensable pour la compréhension de cette méthode.

3.1.1. Description générale de l'effet Stark

L'effet Stark résulte du couplage entre un atome (ou une molécule) et un champ électrique. Un atome décrit par un hamiltonien H_{at} est perturbé quand il est mis en présence d'un champ électrique \vec{E} . En effet, l'atome possède un moment dipolaire $\vec{d} = -e\vec{r}$ ($-e$ est la charge de l'électron et $r(r, \theta, \phi)$ son orientation), dû au dipôle créé par les protons et les électrons qui le constituent. L'hamiltonien du système H est ainsi donné par :

$$H = H_{at} - \vec{d} \cdot \vec{E} \quad (\text{III.9})$$

Pour des champs électriques faibles, le champ électrique peut être traité comme une perturbation. On note l'hamiltonien de perturbation $H' = -\vec{d} \cdot \vec{E}$. Cette interaction va modifier les niveaux d'énergie de l'atome, donnés par :

$$E = E_{at} + \Delta E_n^{(1)} + \Delta E_n^{(2)} + \dots \quad (\text{III.10})$$

On note le déplacement des niveaux d'énergie ΔE_n :

$$\Delta E_n = \Delta E_n^{(1)} + \Delta E_n^{(2)} + \dots \quad (\text{III.11})$$

Au premier ordre, le déplacement du niveau $|\alpha\rangle$ est :

$$\Delta E_n^{(1)} = \langle \alpha | H' | \alpha \rangle = \langle \alpha | -\vec{d} \cdot \vec{E} | \alpha \rangle \quad (\text{III.12})$$

Or l'opérateur du moment dipolaire est impair, ce qui signifie que seuls les éléments non diagonaux de la matrice sont non nuls. Par conséquent :

$$\Delta E_n^{(1)} = 0 \quad (\text{III.13})$$

Cependant, au deuxième ordre, on a [52] :

$$\Delta E_n^{(2)} = \sum_j \frac{|\langle \alpha | H' | \beta_j \rangle|^2}{E_\alpha - E_{\beta_j}} = \sum_j \frac{\langle \alpha | d_\mu | \beta_j \rangle \langle \beta_j | d_\nu | \alpha \rangle}{E_\alpha - E_{\beta_j}} E_\mu E_\nu \quad (\text{III.14})$$

Avec $|\beta_j\rangle$ les autres niveaux d'énergie (l'énergie correspondante est notée E_{β_j}), E_μ et E_ν correspondent aux composantes du tenseur du champ électrique.

On définit ainsi un hamiltonien d'interaction H_{Stark} [52] :

$$H_{\text{Stark}} = \sum_j \frac{d_\mu |\beta_j\rangle \langle \beta_j| d_\nu}{E_\alpha - E_{\beta_j}} E_\mu E_\nu = S_{\mu\nu} E_\mu E_\nu \quad (\text{III.15})$$

$S_{\mu\nu}$ est un tenseur qui peut se décomposer en deux parties : l'une scalaire, $S^{(0)}$, qui ne dépend pas de l'orientation du dipôle (effet isotrope) ; l'autre tensorielle, $S_{\mu\nu}$, qui met en évidence le rôle de l'orientation du dipôle dans l'interaction (effet anisotrope).

$$S_{\mu\nu} = \frac{1}{3} S^{(0)} \delta_{\mu\nu} + S_{\mu\nu}^{(2)} \quad (\text{III.16})$$

3.1.2. Déplacement des niveaux d'énergie pour un champ électrique oscillant

Dans le cas d'un champ électrique oscillant à la fréquence ω , correspondant typiquement à un faisceau laser, le déplacement lumineux ΔE est donné par l'équation (I.57) que nous avons vue au chapitre 1 :

$$\Delta E_g = \frac{\hbar |\Omega(\vec{r})|^2}{4\Delta} = \frac{|\langle g | \hat{\varepsilon} \cdot d | e \rangle|^2}{\hbar(\omega - \omega_0)} |E_0^{(+)}(\vec{r})|^2 \quad (\text{III.17})$$

Avec : $|g\rangle$ et $|e\rangle$ les états fondamental et excité du système à deux niveaux, $\Omega(\vec{r})$ la fréquence de Rabi et $\Delta = \omega - \omega_0$ le désaccord du laser avec la transition de fréquence ω_0 . Le champ électrique est défini par :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{\varepsilon} E_0^{(+)}(\vec{r}) \exp(-i\omega t) + c.c. \quad (\text{III.18})$$

Or, dans le cas général, la contribution des termes oscillant à la fréquence $\omega + \omega_0$ dans l'Hamiltonien d'interaction n'est pas négligée. En effet, l'approximation des ondes tournantes n'est valable que dans le cas où la fréquence de résonance est proche de celle d'une transition atomique, ce qui ne correspond pas au cadre de notre étude. Le déplacement lumineux des états se réécrit donc de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \Delta E_g &= \frac{|\langle g | \hat{\varepsilon} \cdot d | e \rangle|^2}{\hbar(\omega - \omega_0)} |E_0^{(+)}(\vec{r})|^2 - \frac{|\langle g | \hat{\varepsilon} \cdot d | e \rangle|^2}{\hbar(\omega + \omega_0)} |E_0^{(+)}(\vec{r})|^2 \\ &= -2\omega_0 \frac{|\langle g | \hat{\varepsilon} \cdot d | e \rangle|^2}{\hbar(\omega^2 - \omega_0^2)} |E_0^{(+)}(\vec{r})|^2 \end{aligned} \quad (\text{III.19})$$

A partir de l'équation (III.14) et (III.19), on parvient à exprimer le déplacement d'un niveau $|\alpha\rangle$ d'énergie E_α dans le cas d'un système multiniveaux, en effectuant la somme des contributions de toutes les transitions vers les états excités $|\beta\rangle$ d'énergie E_β . En définissant les fréquences de transition par $\omega_{\beta\alpha} = (E_\beta - E_\alpha)/\hbar$, on obtient [52] :

$$\begin{aligned} \Delta E_\alpha &= - \sum_\beta \frac{2\omega_{\beta\alpha} \langle \alpha | d_\mu | \beta \rangle \langle \beta | d_\nu | \alpha \rangle}{\hbar(\omega_{\beta\alpha}^2 - \omega^2)} E_\mu^{(-)} E_\nu^{(+)} \\ &= -\text{Re}[\alpha_{\mu\nu}(\omega)] E_\mu^{(-)} E_\nu^{(+)} \end{aligned} \quad (\text{III.20})$$

Où $E_\mu^{(-)}$ et $E_\nu^{(+)}$ sont respectivement les composantes μ et ν des tenseurs associés aux champs $E^{(-)}$ et $E^{(+)}$. $\alpha_{\mu\nu}(\omega)$ est la polarisabilité tensorielle définie comme étant l'aptitude d'un atome à se polariser sous l'effet d'un champ électrique extérieur. En d'autres termes, c'est une grandeur

permettant d'évaluer la réponse du système soumis à ce champ. En identifiant les termes de l'équation (III.20), elle est donnée par :

$$\alpha_{\mu\nu}(\omega) = \sum_{\beta} \frac{2\omega_{\beta\alpha} \langle \alpha | d_{\mu} | \beta \rangle \langle \beta | d_{\nu} | \alpha \rangle}{\hbar(\omega_{\beta\alpha}^2 - \omega^2)} \quad (\text{III.21})$$

Ce tenseur peut être décomposé en une composante scalaire $\alpha^{(0)}(\omega)$, un tenseur d'ordre 1 $\alpha^{(1)}(\omega)$ et un tenseur d'ordre 2 $\alpha^{(2)}(\omega)$.

En pratique, nous nous intéressons aux déplacements des niveaux d'énergie pour les états hyperfins F par des faisceaux de large désaccord ($\omega_{FF'} \sim \omega_{JJ'}$). Dans ce cas, ces déplacements sont donnés par l'équation suivante [52] :

$$\begin{aligned} \Delta E(F, m_F, \omega) = & -\alpha^{(0)}(\omega) |E_0^{(+)}|^2 - \alpha^{(1)}(F, \omega) (iE_0^{(-)} \times E_0^{(+)})_z \frac{m_F}{F} \\ & - \alpha^{(2)}(F, \omega) \frac{3 |E_{0,z}^{(+)}|^2 - |E_0^{(+)}|^2}{2} \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)} \end{aligned} \quad (\text{III.22})$$

Avec :

$$\begin{aligned} \alpha^{(0)}(\omega) & \sim \sum_{J'} \frac{2\omega_{JJ'} | \langle J || d || J' \rangle |^2}{3\hbar(\omega_{JJ'}^2 - \omega^2)} \\ \alpha^{(1)}(\omega) & \sim \sum_{J'} (-1)^{-2J-J'-F-I+1} \sqrt{\frac{6F(2F+1)}{F+1}} (2J+1) \frac{\omega_{JJ'} | \langle J || d || J' \rangle |^2}{3\hbar(\omega_{JJ'}^2 - \omega^2)} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 1 \\ J & J & J' \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J & J & 1 \\ F & F & I \end{matrix} \right\} \\ \alpha^{(2)}(\omega) & \sim \sum_{J'} (-1)^{-2J-J'-F-I} \sqrt{\frac{40F(2F+1)(2F-1)}{3(F+1)(2F+3)}} (2J+1) \frac{\omega_{JJ'} | \langle J || d || J' \rangle |^2}{3\hbar(\omega_{JJ'}^2 - \omega^2)} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ J & J & J' \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J & J & 2 \\ F & F & I \end{matrix} \right\} \end{aligned} \quad (\text{III.23})$$

Les détails des calculs permettant de faire le lien entre l'équation (III.20) et (III.22) sont également dans la référence [52]. Les matrices entre accolades sont appelées *Wigner 6j* et elles sont liées au calcul des coefficients de Clebsch-Gordan. D'autre part, le produit vectoriel $(iE_0^{(-)} \times E_0^{(+)})_z$ peut être calculé en fonction des composantes circulaires du champ [52] :

$$(iE_0^{(-)} \times E_0^{(+)})_z = |E_{0,\sigma_+}^{(+)}|^2 - |E_{0,\sigma_-}^{(+)}|^2 \quad (\text{III.24})$$

Ceci implique que le déplacement des niveaux d'énergie dépend du terme tensoriel d'ordre 1 seulement dans le cas où le champ est polarisé circulairement.

D'autre part, le déplacement lumineux doit tenir compte d'une autre contribution due au couplage hyperfin donné par [79] :

$$\Delta E_{hfs} = \langle F, m_F | H_{hfs} | F, m_F \rangle = \frac{1}{2} A_{hfs} q + B_{hfs} \frac{3q(q+1) - 4I(I+1)J(J+1)}{4I(2I-1)2J(2J+1)} \quad (\text{III.25})$$

Où A_{hfs} et B_{hfs} sont des constantes de l'Hamiltonien de structure hyperfine H_{hfs} , et $q = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$.

Par conséquent le déplacement lumineux total est :

$$\Delta E_{tot} = \Delta E_{hfs} + \Delta E(F, m_F, \omega) \quad (\text{III.26})$$

Pour moduler spatialement la fréquence de la transition d'imagerie, calculons le déplacement lumineux induit sur les différents états Zeeman (m_F) de l'état $|5P_{3/2}, F = 3\rangle$ avec un laser de longueur d'onde 1529.3 nm. Nous avons tracé en figure III.5 l'évolution du déplacement des niveaux d'énergie en fonction de l'intensité du laser. Ces déplacements sont très grands car la longueur d'onde du laser utilisé est proche de celle correspondant à la transition entre l'état $|5P_{3/2}\rangle$ et l'état $|4D_{5/2}\rangle$ (1529.366 nm, $\delta\lambda = 0.066$ nm).

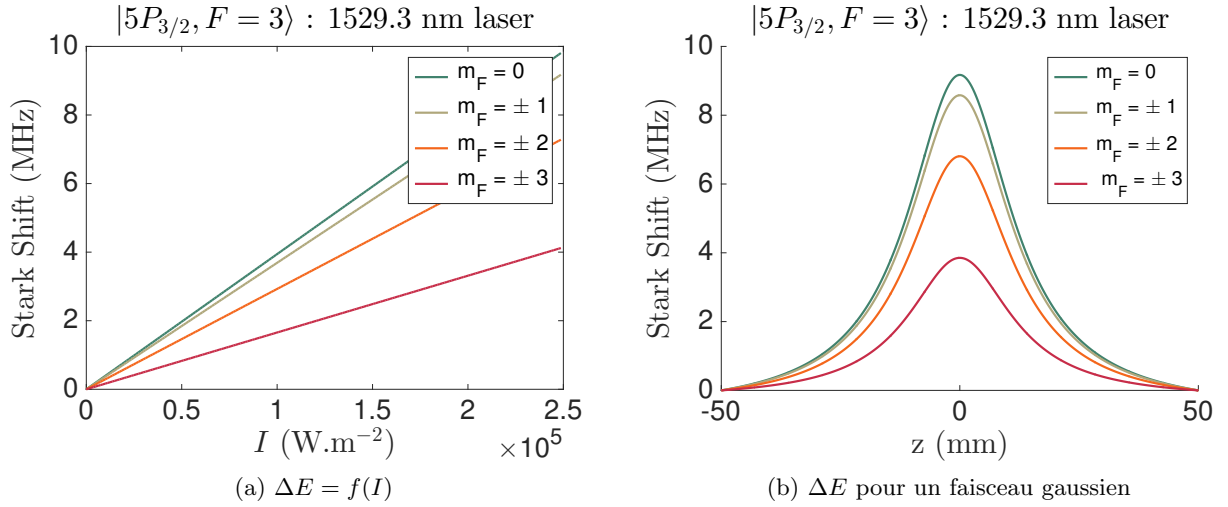


FIG. III.5 – Déplacements lumineux : exemple des atomes dans l'état hyperfin $F = 3$ couplés avec un laser de longueur d'onde 1529.3 nm. (a) Evolution du déplacement des niveaux d'énergie en fonction de l'intensité du laser dont la longueur d'onde est de 1529.3 nm. Les déplacements sont les mêmes pour $m_F = 1/m_F = -1$, $m_F = 2/m_F = -2$ et $m_F = 3/m_F = -3$. (b) Modulation spatiale des niveaux d'énergie avec un faisceau dont l'intensité est de $2.5 \times 10^5 \text{ W.m}^{-2}$.

3.2. Activation sélective des sites pour l'imagerie sub-longueur d'onde

Le principe de l'imagerie superrésolue repose sur la modulation spatiale de la fréquence de résonance entre l'état $|5S_{1/2}\rangle$ et l'état $|5P_{3/2}\rangle$ (transition D2 du rubidium 87), afin que le balayage fréquentiel du faisceau d'imagerie soit analogue à un balayage spatial. Le centre de chaque tâche d'Airy obtenue pour chaque site du réseau pourrait être pointée précisément, ce qui permettrait de reconstruire la distribution atomique de ce réseau. Dans cette partie, il s'agit de démontrer que les différents couplages entre ces états et deux faisceaux lasers, de longueurs d'onde 1064 nm et 1529.3 nm, permettent de réaliser une modulation de la fréquence de résonance.

3.2.1. Déplacements lumineux pour les états $|5S_{1/2}\rangle$ et $|5P_{3/2}\rangle$

Etat $|5S_{1/2}\rangle$:

Considérons des atomes dans l'état $|5S_{1/2}\rangle$. Il s'agit de comparer les modulations spatiales des niveaux d'énergie hyperfins $F = 1$ et $F = 2$ entre le couplage avec un laser de longueur d'onde égale à 1064 nm et le couplage avec le laser de longueur d'onde 1529.3 nm.

Nous avons étudié cette interaction avec un champ correspondant à un réseau constitué par deux faisceaux laser contrapropageants de même polarisation. Celle-ci a été choisie linéaire, suivant \vec{e}_z ($-\vec{e}_z$ pour le champ contrapropageant) pour plus de simplicité. En effet, le terme de la somme de l'équation (III.22) contenant le tenseur $\alpha^{(1)}$ devient nul. La norme du champ total avec lequel interagissent les atomes est ainsi donné par :

$E = E_1 + E_2$ avec :

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w(z)} \exp \left[-i \left(kz - \text{atan} \left(\frac{z}{z_r} \right) + \frac{kr^2}{2q(z)} \right) \right]; \\ E_2 &= E_0 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w(z)} \exp \left[-i \left(-kz - \text{atan} \left(\frac{z}{z_r} \right) - \frac{kr^2}{2q(z)} \right) \right]; \end{aligned} \quad (\text{III.27})$$

Où : $w(z)$ et z_r sont respectivement le rayon du faisceau et la longueur de Rayleigh définis dans l'équation (I.82), et $q(z)$ le rayon de courbure complexe défini par :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R} - \frac{2i}{kw(z)^2} \quad \text{où : } R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_r}{z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.28})$$

D'autre part, E_0 est lié à la puissance du laser et au rayon au col ou *waist* w_0 via l'équation suivante :

$$E_0 = \sqrt{\frac{4P_0}{\pi w_0^2 \varepsilon_0 c}} \quad (\text{III.29})$$

Avec ε_0 la permittivité du vide et c la célérité de la lumière.

La puissance du laser de longueur d'onde 1064 nm est de 500 mW, tandis que celle du laser dont la longueur d'onde 1529.3 nm est de 10 mW. Les deux lasers étudiés ont le même *waist* qui vaut 80 μm .

Les déplacements lumineux de l'état fondamental $|5S_{1/2}\rangle$ sont représentés sur la figure III.6, calculés à partir des équations (III.26),(III.25) et (III.22). Ils sont identiques pour les différents états m_F avec la polarisation considérée car seul le terme d'ordre 0 dans l'équation (III.22) est non nul dans ce cas, quelque soit F . En effet, le deuxième terme entre accolades (Wigner-6j) du tenseur de polarisabilité d'ordre 2 vaut 0. La référence des énergies (énergie du niveau sans que l'atome interagisse avec le double réseau) est fixée par l'hamiltonien de structure hyperfine ΔE_{hfs} qui définit les niveaux d'énergie hyperfin, schématisés en figure III.6a. Nous pouvons remarquer que le déplacement d'énergie est plus important pour le laser de longueur d'onde 1064 nm (600 kHz) que pour le laser de longueur d'onde de 1529.3 nm, qui s'élève à 8 kHz. Ceci est dû au fait que le désaccord avec la transition D2 du rubidium 87 est plus important pour le deuxième laser évoqué que pour le premier, ainsi qu'à la différence de puissance entre les deux lasers. En conclusion, la dynamique dans l'état fondamental est essentiellement gouvernée par le couplage au laser de longueur d'onde 1064 nm

Etat $|5P_{3/2}\rangle$

Pour l'état excité de la transition D2 du Rubidium 87, l'étude du couplage des niveaux hyperfins avec les deux lasers a été réalisée de façon similaire, en utilisant la même configuration de champ. Les modulations spatiales des niveaux d'énergie sont représentées sur la figure III.7. Pour les états hyperfins $F = 0$ et $F = 2$ (cf. fig. III.7b et III.7d), ces modulations ne dépendent que du terme d'ordre zéro, c'est pourquoi elles sont identiques quels que soient les états m_F pour $F = 2$. Cependant, certains états m_F peuvent être distingués pour $F = 1$ et $F = 3$ (cf. fig. III.7c et fig. III.7e), avec une symétrie entre les m_F négatifs et positifs. Ceci s'explique par le fait que le terme d'ordre 2 du déplacement d'énergie dans l'équation (III.22) est proportionnel à m_F^2 . Le déplacement lumineux est donc le même pour $m_F = -1$ que pour $m_F = 1$ (idem pour $m_F = 2, 3$).

Néanmoins, il est important de constater que le couplage est beaucoup plus important avec le laser de longueur d'onde 1529.3 nm qu'avec celui dont la longueur d'onde est de 1064 nm. Ceci

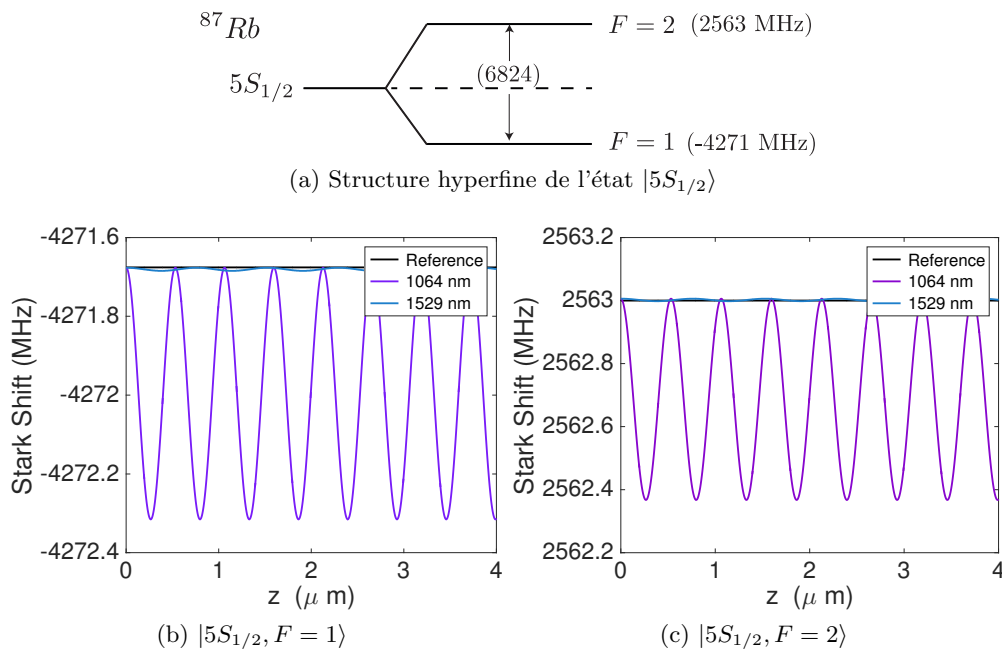


FIG. III.6 – Modulation spatiale de l'énergie des niveaux hyperfins de l'état $|5S_{1/2}\rangle$ couplés aux lasers de longueur d'onde 1064 et 1529.3 nm. (a) Structure hyperfine de l'état fondamental qui détermine les références des niveaux d'énergie. (b) Modulations du niveau d'énergie pour l'état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ (c) Modulations du niveau d'énergie pour l'état $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$.

se traduit par une amplitude de modulation de l'ordre d'une centaine de MHz pour le premier laser, alors qu'elle est de 600 kHz pour le deuxième. Ce couplage est d'autant plus important que le premier laser a une puissance beaucoup plus faible (10 mW) que le deuxième (500 mW). Cette différence s'explique par le fait que la longueur d'onde 1529.3 nm est proche de celle de la transition entre l'état $|5P_{3/2}\rangle$ et l'état $|4D_{5/2}\rangle$ qui est de 1529.366 nm. Les modulations obtenues par le laser de longueur d'onde 1529 nm sont ainsi largement supérieures à la largeur Γ , ce qui garantit la sélectivité spatiale de la modulation.

3.2.2. Modulation spatiale de la fréquence de résonance

Nous avons montré précédemment que les états fondamental et excité de la transition D2 du rubidium 87 interagissaient différemment avec les lasers mis en jeu lors de l'étude des modulations spatiales des niveaux d'énergie. Cette différence de couplage s'explique par la différence de désaccord avec les transitions $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ dans le cas de l'état fondamental, et $|5P_{3/2}\rangle \rightarrow |4D_{5/2}\rangle$ dans le cas de l'état excité. L'amplitude des modulations varie ainsi d'au moins un ordre de grandeur entre les deux lasers, quel que soit l'état considéré.

Par conséquent, si l'on fait interagir ces deux champs laser avec les atomes de rubidium 87, nous pouvons en déduire que l'état fondamental $|5S_{1/2}\rangle$ est surtout couplé au champ du laser de longueur d'onde 1064 nm, l'interaction avec celui provenant du laser dont la longueur d'onde est 1529.3 nm pouvant être négligée. De même, l'état excité $|5P_{3/2}\rangle$ interagit essentiellement avec le laser de longueur d'onde 1529.3 nm.

Cette double modulation des niveaux d'énergie permet d'avoir une dépendance spatiale de la fréquence de résonance. En effet, si l'on considère des atomes piégés dans un réseau optique tel qu'on l'a étudié dans le chapitre 1, les états fondamental et excité sont modulés en opposition de

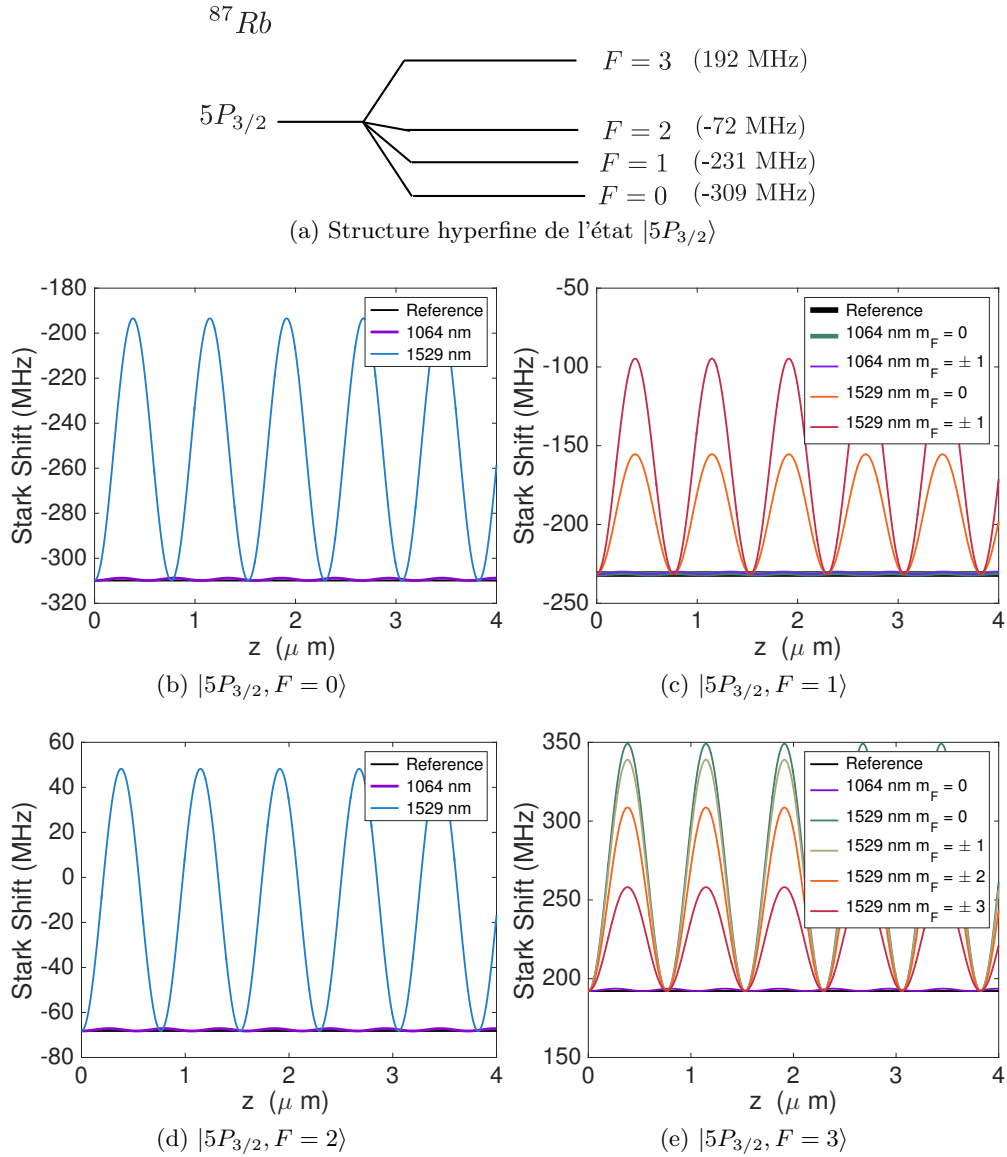


FIG. III.7 – Modulation spatiale de l'énergie des niveaux hyperfins de l'état $|5P_{3/2}\rangle$ couplés aux lasers de longueur d'onde 1064 (500 mW, 80 μm) et 1529.3 nm (10 mW, 80 μm). (a) Structure hyperfine de l'état excité. (b) Couplage entre les réseaux et l'état $F=0$. (c) Couplage entre les réseaux et l'état $F=1$. (d) Couplage entre les réseaux et l'état $F=2$. (e) Couplage entre les réseaux et l'état $F=3$. L'amplitude de modulation due au réseau de longueur d'onde 1064 nm est faible devant celle due au laser de longueur d'onde 1529.3 nm, c'est pourquoi un seul état de spin est représenté ($m_F=0$).

phase avec la même périodicité (cf. figure III.8a). Le laser nécessaire pour détecter les atomes est résonant pour une fréquence unique. En revanche, la différence de couplage entre les états $|5S_{1/2}\rangle$ et $|5P_{3/2}\rangle$ et les deux lasers mis en jeu dans le double réseau induit des fréquences de résonance du faisceau d'imagerie différentes suivant le site considéré, comme on peut le remarquer sur la figure III.8b. L'état excité est ainsi modulé avec une périodicité de 764,65 nm (dû au couplage avec le réseau de longueur d'onde 1529.3 nm). De même, l'état fondamental présente une modulation spatiale de périodicité 532 nm, due au couplage avec le réseau produit par le laser de longueur d'onde 1064 nm.

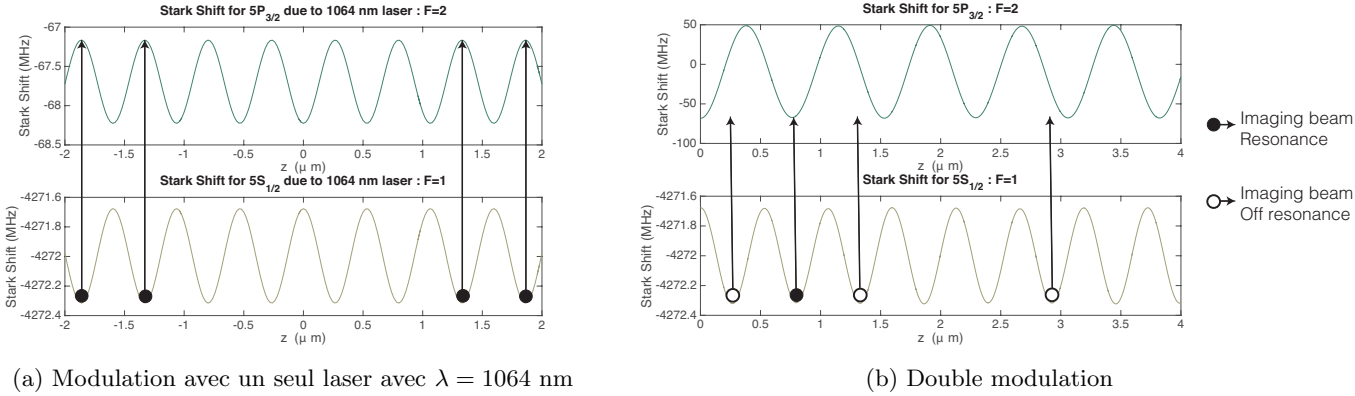


FIG. III.8 – Mise en relief du rôle joué par le laser de longueur d’onde 1529 nm pour la modulation spatiale de la fréquence de résonance. (a) Modulation spatiale des niveaux mis en jeu pour la transition du faisceau d’imagerie $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ lorsque les atomes sont piégés dans un réseau optique avec un laser dont la longueur d’onde est de 1064 nm. La fréquence du faisceau d’imagerie est la même pour tous les puits. (b) Modulation spatiale des niveaux mis en jeu pour la transition du faisceau d’imagerie $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ lorsque les atomes sont piégés dans le double réseau. Nous constatons que seul un site est résonant à une fréquence du faisceau d’imagerie donnée.

3.2.3. Fréquences de résonance en fonction de la double périodicité

En pratique, il faudrait être en mesure de pouvoir activer les sites de façon régulière, avec un faisceau d’imagerie dont la fréquence permettrait de détecter les atomes dans plusieurs sites séparés périodiquement. Dans le cas contraire, l’expérience ne pourrait pas être reproductible à cause d’une activation des sites trop aléatoire. En sachant précisément les positions des sites dans lesquels les atomes sont détectés, il est plus facile de reconstruire leur distribution dans le réseau. Cette périodicité doit ainsi satisfaire la condition suivante :

$$n_1 T_{1064} = n_2 T_{1529} \quad (\text{III.30})$$

Où n_1 et n_2 ($\in \mathbb{N}$) sont les nombres de périodes des deux lasers de périodicité T_{1064} (pour $\lambda = 1064$ nm) et T_{1529} (pour $\lambda = 1529.3$ nm).

Expérimentalement, la période T_{1064} sera fixée à $\lambda_{1064}/2$, soit 532 nm. La périodicité du réseau produit avec le laser de longueur d’onde 1529 nm dépend de la longueur d’onde d’une part, et de l’angle α entre les deux faisceaux contrapropageants d’autre part : $T'_{1529} = T_{1529} \cos(\alpha)$, avec $T_{1529} = \lambda_{1529}/2$. Par conséquent, pour une longueur d’onde fixée, l’équation (III.30) est satisfaite pour certaines valeurs de l’angle α données par :

$$\alpha = \arccos \left[\frac{n_1 T_{1064}}{n_2 T_{1529}} \right] \quad (\text{III.31})$$

Plusieurs valeurs d’angle peuvent donc être prises, mais il faut tenir compte des dimensions des hublots de l’enceinte à vide qui n’autorisent pas un angle trop important entre les deux faisceaux (cf. figure III.9).

De plus, le rapport n_1/n_2 doit être minimal afin de faciliter la détection des atomes dans le champ de la caméra. Pour ces raisons, la valeur de l’angle considérée est de 6.32° [89], ce qui correspond à $n_1 = 7$ et $n_2 = 10$. Les déplacements lumineux ont été calculés et sont représentés en figure

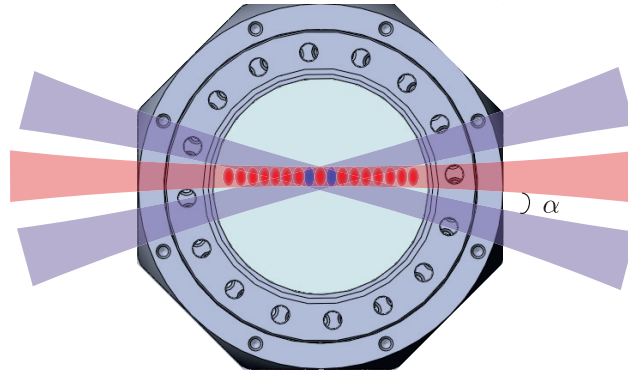


FIG. III.9 – Double réseau : en bleu, celui créé par le laser de longueur d'onde 1529.3 nm ; en rouge celui créé par le laser avec $\lambda = 1064$ nm. Les deux réseaux sont séparés d'un angle α afin de modifier la périodicité relative, mais interagissent avec les atomes au centre de l'enceinte à vide. Schéma inspiré de [89].

III.10, où l'on retrouve bien l'activation périodique avec les périodes de 7 et 10, respectivement pour les lasers de longueur d'onde 1529.3 et 1064 nm.

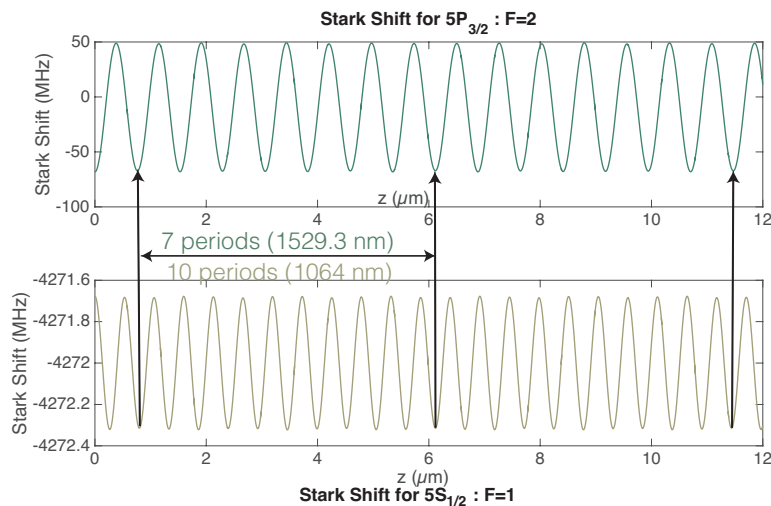


FIG. III.10 – Modulations des états fondamental et excité couplés au double réseau avec une activation périodique des sites ($n_1 = 10$, $n_2 = 7$).

Grâce à ce double réseau dont on peut activer les sites de façon périodique, le balayage fréquentiel du faisceau d'imagerie est équivalent à un balayage spatial. En pointant le centre de la PSF obtenue en détectant les nuages site par site, l'ensemble de la distribution du nuage atomique peut être reconstruite avec une résolution bien inférieure à la longueur d'onde, si l'on dispose d'un système d'imagerie qui peut distinguer deux sites activés en même temps (sachant que $n_2 = 10$, la résolution nécessaire de système serait $532 \times 10 \sim 5.3 \mu\text{m}$).

3.3. Activation sélective des sites pour différents états de spin

3.3.1. Séquence d'activation

Les atomes seront détectés par imagerie de fluorescence, technique qui figure parmi les trois méthodes exposées au chapitre 2. Les atomes diffusent les photons suite à leur excitation par un faisceau résonant avec la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$. Seule la fluorescence est détectée, *a contrario* de l'imagerie d'absorption où l'ombre du nuage est observée. De nombreux photons diffusés sont ainsi nécessaires pour avoir un bon rapport signal à bruit.

Or, les cycles absorption-émission provoquent de multiples transferts d'impulsion dus à la pression de radiation exercée sur les atomes, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1. Ceci a pour conséquence un chauffage des atomes et une modification de leur position. Dans le cadre de la technique d'imagerie sub-longueur d'onde étudiée dans ce chapitre, la diffusion des atomes joue par conséquent un rôle important. En effet, la fréquence de résonance du faisceau d'imagerie dépendant de la position, les atomes doivent rester à une position donnée pour être détectés. Si les atomes diffusent des photons, ils peuvent ainsi devenir non résonnants et non détectables au bout de quelques cycles absorption/émission.

Afin d'être en mesure d'activer sélectivement les sites en conservant une bonne qualité de détection, la solution adoptée consiste à balayer la fréquence du faisceau *repompeur* au lieu de celle du faisceau d'imagerie. La transition utilisée pour l'activation sélective des sites sera ainsi celle du faisceau *repompeur*, c'est-à-dire $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 2\rangle$ [89]. En effet, les atomes sont piégés dans l'état $F = 1$ au cours du processus évaporatif. Ils peuvent ainsi être pompés de façon sélective dans l'état excité via le couplage avec le double réseau. Comme il suffit de quelques photons pour que les atomes soient dans l'état excité, la diffusion de lumière par les atomes est faible et ces derniers restent à leur position. Puis, le réseau couplé à l'état excité (1529.3 nm) est éteint, ce qui enlève la dépendance spatiale de la fréquence de résonance. Les atomes se désexcitent ensuite spontanément vers l'état fondamental et peuvent être détectés par imagerie de fluorescence via un faisceau résonant avec la transition "habituelle" ($|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$). Les diffusions multiples se produisent pour avoir un bon rapport signal à bruit. Le schéma de la séquence d'activation est en figure III.11.

3.3.2. Rôle de la polarisation des faisceaux

D'après l'équation (III.22), la polarisation joue un rôle important dans le calcul des déplacements lumineux. En effet, nous avons vu que la polarisabilité tensorielle se décomposait en trois termes, dont un terme d'ordre 1 qui dépend du produit vectoriel du champ. Ce terme devient non nul si le champ est de polarisation circulaire $\vec{e}_{\sigma_{\pm}}$. En changeant la polarisation des faisceaux, la dégénérescence des sous-niveaux m_F peut être levée. Il est donc possible d'activer sélectivement les atomes suivant leur état de spin et de connaître la dynamique de l'état de spin des atomes. Celle-ci est intéressante pour l'étude des propriétés de la matière condensée [111]. C'est pourquoi nous nous intéressons aux déplacements lumineux des états hyperfins couplés au double réseau en fonction de la polarisation des faisceaux. Seuls les états hyperfins $F = 1$ ($m_F = -1, 0$ ou 1) pour l'état fondamental $|5S_{1/2}\rangle$ et $F = 2$ ($m_F = -2, -1, 0, 1$ ou 2) pour l'état excité $|5P_{3/2}\rangle$ sont considérés pour les calculs des déplacements des niveaux d'énergie, conformément à la séquence exposée plus tôt dans ce chapitre (cf. figure III.11). Les états de spin que l'on cherche à distinguer sont ceux correspondant à l'état fondamental ($m_F = -1, 0$ ou 1), état dans lequel seront les atomes initialement.

Sur la figure III.12 sont représentés les déplacements lumineux calculés pour des champs en polarisation $e_{\sigma_{\pm}}$. Nous pouvons constater que la contribution du laser de longueur d'onde 1529.3

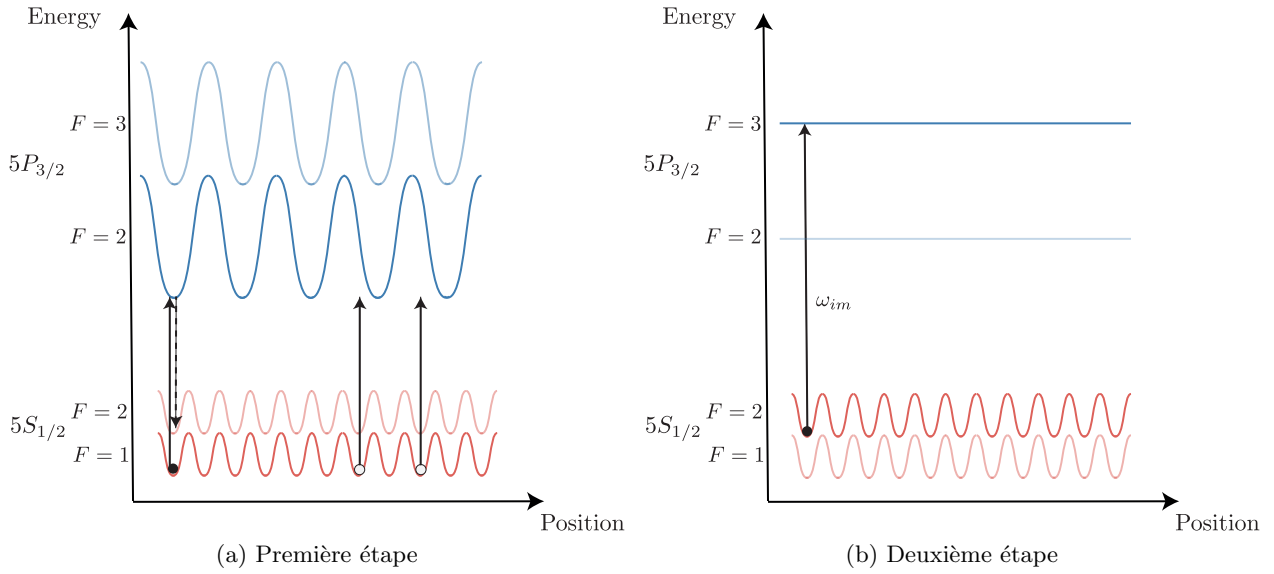


FIG. III.11 – Séquence d'activation sélective des spins (a) Première étape : les atomes sont pompés de façon sélective grâce au balayage du faisceau repompeur. (b) Deuxième étape : les atomes se trouvant dans l'état excité se désexcitent vers l'état $F = 2$ où ils sont détectés grâce au faisceau d'imagerie σ_+ résonant avec la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F = 3\rangle$. N.B. : Pour l'imagerie, la profondeur du piège sera importante pour garantir un bon confinement des atomes.

nm est toujours négligeable concernant l'état fondamental et prépondérante pour l'état excité.

Si l'on s'intéresse au couplage entre l'état fondamental et le laser de longueur d'onde 1064 nm (cf. figure III.12a), la levée de dégénérescence des niveaux hyperfins est difficile à résoudre, avec une différence de fréquence de 7 kHz entre les niveaux m_F , c'est pourquoi seul le déplacement lumineux de l'état $m_F = 0$ est représenté. En revanche, la sélectivité des spins peut s'effectuer en considérant le fort couplage entre l'état excité et le laser de longueur d'onde 1529.3 nm (cf. figure III.12d), car la différence fréquentielle entre les niveaux ainsi que l'amplitude de modulation sont plus importantes (quelques dizaines de MHz). Cependant, il faut considérer seulement les niveaux de l'état $m_F = 0, +1, +2$ pour le laser de polarisation \vec{e}_{σ_+} et $m_F = -2, -1, 0$ pour le laser de polarisation \vec{e}_{σ_-} , pour lesquels l'amplitude des déplacements sont plus faibles. En effet, les autres transitions avec les niveaux $m_F = 0, 1, -1$ de l'état $F = 1$ sont interdites par les règles de sélection.

De plus, nous pouvons également comparer l'effet des polarisations \vec{e}_{σ_-} sur les déplacements lumineux. Nous constatons une symétrie dans cette étude, avec une modulation identique pour les états hyperfins $m_F = \pm 2$ pour le laser de polarisation $\vec{e}_{\sigma_{\pm}}$ (idem pour $m_F = \pm 1$ ou $m_F = 0$). En d'autres termes, l'amplitude fréquentielle de balayage du faisceau repompeur est la même pour les deux polarisations, ce qui est plus facile à mettre en place expérimentalement.

3.3.3. Taux de diffusion de photons

Afin de s'assurer de l'activation périodique des sites, une étude quantitative a été menée en calculant le taux de diffusion de photons des atomes. En effet, si le taux de diffusion est important quel que soit le site, cela montre que tous les sites peuvent être activés en même temps au lieu d'avoir une activation périodique et sélective.

Supposons que les atomes sont situés aux minima des puits de potentiel de l'état fondamental générés par le réseau dû au laser de longueur d'onde 1064 nm. Dans un premier temps, nous allons considérer une polarisation linéaire. Pour chaque site, le désaccord du faisceau d'imagerie δ a été

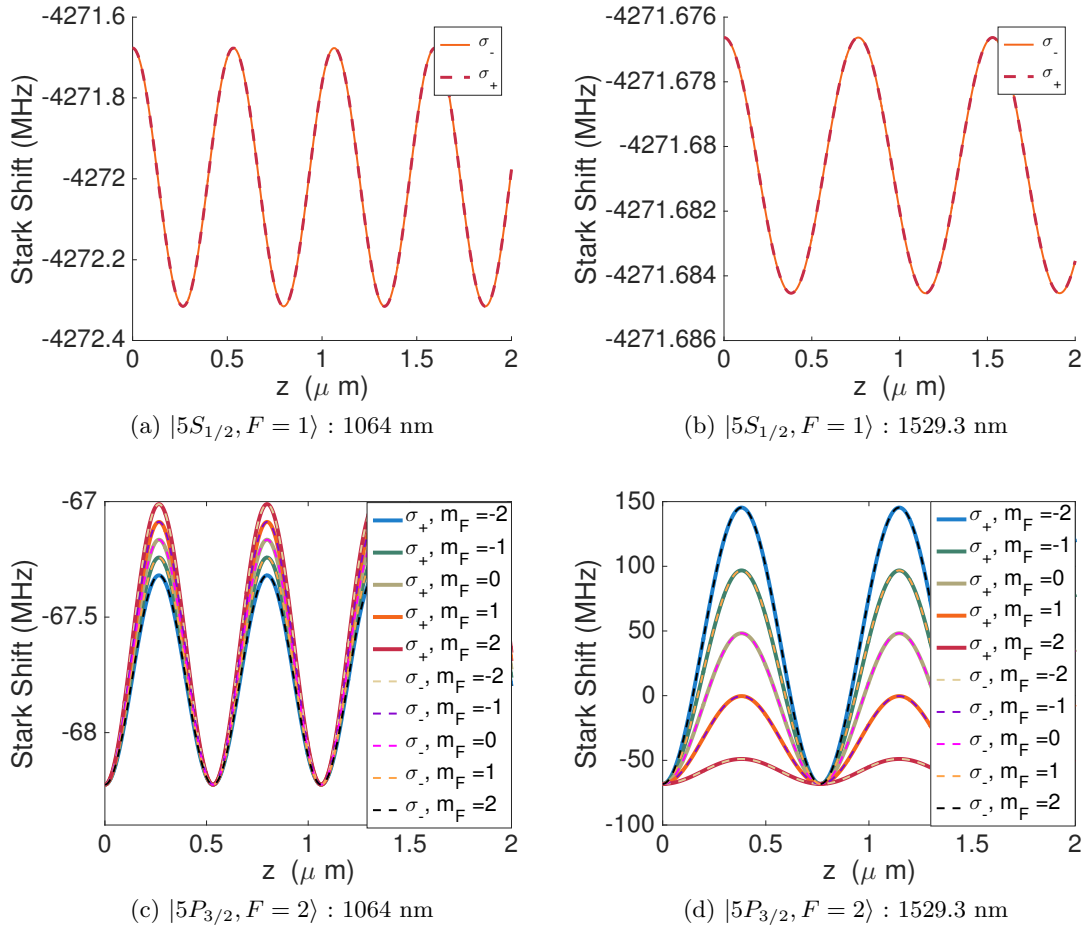


FIG. III.12 – Modulation spatiale de l'énergie des niveaux hyperfins des états $|5S_{1/2}\rangle$ et $|5P_{3/2}\rangle$ couplés aux lasers de longueur d'onde 1064 et 1529.3 nm, pour les polarisations des champs \vec{e}_{σ_+} et \vec{e}_{σ_-} . (a) Couplage entre l'état fondamental et le laser de longueur d'onde 1064 nm. La différence d'amplitude entre les états m_F est difficile à résoudre (7 kHz), seul l'état $m_F = 0$ est représenté. (b) Couplage entre l'état excité et le laser de longueur d'onde 1064 nm. (c) Couplage entre l'état fondamental et le laser de longueur d'onde 1529.3 nm (d) Couplage entre l'état excité et le laser de longueur d'onde 1529.3 nm.

calculé par rapport au premier site qui est activé, en $z_0 = 0$:

$$\delta = \Delta E_{|5P_{3/2}, F=2\rangle} - \Delta E_{|5S_{1/2}, F=1\rangle} - \Delta \quad (\text{III.32})$$

Où : Δ est la différence fréquentielle entre la fréquence de transition de la transition D2 du Rubidium 87 (384.2 THz ou $\lambda = 780.2$ nm) et la fréquence de résonance pour l'activation du premier site : $\Delta = \Delta E_{|5P_{3/2}, F=2\rangle}(z_0) + \Delta E_{hfs, |5P_{3/2}, F=2\rangle} - \Delta E_{|5S_{1/2}, F=1\rangle}(z_0) - \Delta E_{hfs, |5S_{1/2}, F=1\rangle} \sim 4$ GHz.

Le taux de diffusion par site dépend de ce désaccord (cf. équation (I.42)) :

$$\Gamma_{\text{diff}_0}(z) = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4 \frac{\delta(z)^2}{\Gamma^2}} \quad \text{avec : } s = \frac{I}{I_{\text{sat}}} \quad (\text{III.33})$$

Pour obtenir une distribution spatiale du taux de diffusion, il faut tenir compte de l'extension spatiale de la fonction d'onde pour chaque site. Dans le cas où la profondeur des puits de potentiel

du réseau est importante, la fonction d'onde macroscopique $\Psi(z)$ est approximée comme étant la somme des fonctions d'ondes "locales" pour chaque site k . En considérant les atomes à l'état fondamental et piégés dans un oscillateur harmonique, cette fonction d'onde est donnée par :

$$\Psi(z) = \sum_k \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar} \right)^{1/4} \exp \left[-\frac{m\omega}{2\hbar} (z - z_k)^2 \right] \quad (\text{III.34})$$

La distribution spatiale du taux de diffusion $\Gamma_{\text{diff}}(z)$ devient :

$$\Gamma_{\text{diff}}(z) = \Gamma_{\text{diff}_0}(z) \times |\Psi(z)|^2 \quad (\text{III.35})$$

Pour cette étude, le paramètre s a une valeur fixée à 0.1. Le taux de diffusion pour chaque site est représenté en figure III.13.

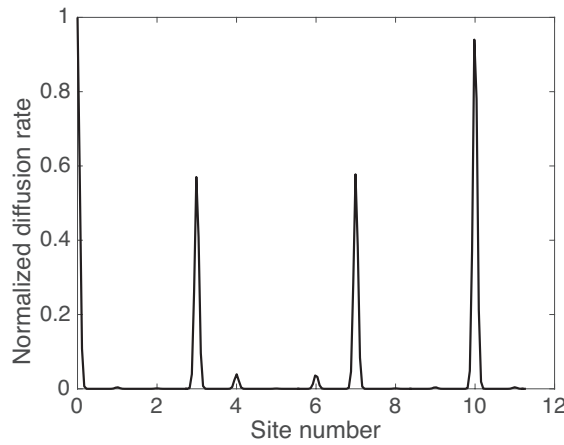


FIG. III.13 – Taux de diffusion en fonction des sites pour le double réseau généré par des champs en polarisation linéaire et le déphasage entre les deux lasers $\phi = \pi$.

Nous pouvons en déduire que nous parvenons à activer un site tous les 10 sites, car les taux les plus importants sont en 0 et en $5.32 \mu\text{m}$ ($z_0 + 10 \times 532 \text{ nm}$). Cependant, nous pouvons noter un taux de diffusion non négligeable pour les sites 3 et 7, respectivement $z_3 = 1.6$ et $z_7 = 3.72 \mu\text{m}$. La méthode d'imagerie sub-longueur d'onde est ainsi faisable, mais pourrait nécessiter des améliorations pour réduire la diffusion de photons sur les sites que l'on ne souhaite pas activer.

Afin de réduire le taux de diffusion des sites n° 3 et 7, nous avons introduit un déphasage ϕ pour l'un des deux champs mis en jeu dans la production de l'onde stationnaire couplée à l'état excité (en l'occurrence, le champ réfléchi). En d'autres termes, nous avons redéfini le champ E_2 de l'équation (III.27) pour le laser de longueur d'onde 1529.3 nm par :

$$E_2 = E_0 \underbrace{\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w(z)} \exp \left[-i \left(-kz - \text{atan} \left(\frac{z}{z_r} \right) - \frac{kr^2}{2q(z)} \right) \right]}_{\text{terme sans déphasage, cf. équation (III.27)}} \times \exp(i\phi) \quad (\text{III.36})$$

L'évolution du taux de distribution sur chaque site en fonction de la phase est tracée en figure III.14a. Pour $\phi = \pi/2[\pi]$, nous parvenons à obtenir le taux de diffusion en figure III.14b. Ces courbes montrent qu'un site peut être activé tous les cinq sites pour cette configuration, avec une population atomique pompée dans l'état excité réduite sur les autres sites, notamment les sites n°3 et 7. Ce changement de phase a ainsi permis de réduire la périodicité des sites activés d'une part, et de rendre le taux d'activation sur les autres sites négligeable. Ceci permet d'améliorer la

technique d'imagerie sub-longueur d'onde.

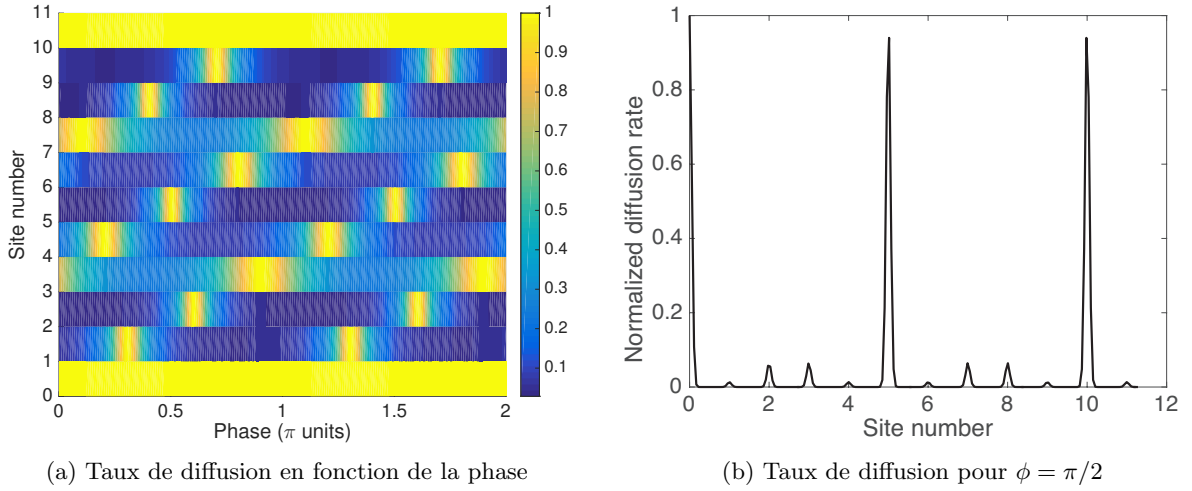


FIG. III.14 – Optimisation de l'imagerie sublongueur d'onde en jouant sur le déphasage entre les faisceaux du laser de longueur d'onde 1529.3 nm. (a) Taux de diffusion pour chaque site en fonction du déphasage pour le double réseau généré par des champs en polarisation linéaire.(b) Distribution du taux de diffusion pour $\phi = \pi/2$.

Par ailleurs, nous avons réalisé les mêmes calculs en polarisation circulaire \vec{e}_{σ_+} , dans le but de vérifier si l'on est bien en mesure d'activer uniquement les sites que l'on souhaite détecter de façon périodique, et ce, pour toutes les transitions envisageables dans cet état de polarisation. Ceci permet de s'assurer que l'on est bien en mesure de sélectionner l'état de spin pour l'imagerie sub-longueur d'onde.

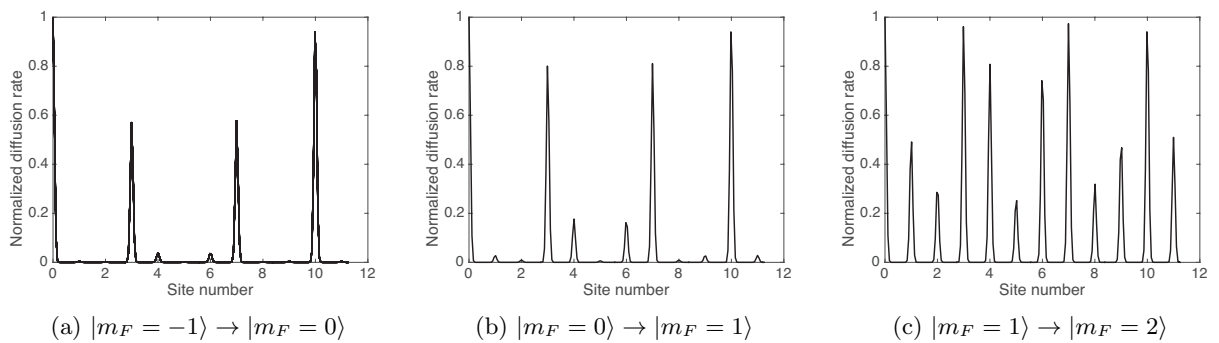


FIG. III.15 – Taux de diffusion en fonction des sites pour le double réseau généré par des champs en polarisation \vec{e}_{σ_+} et le déphasage entre les deux lasers $\phi = \pi$. Le calcul a été réalisé pour toutes les transitions possibles dans cette configuration. (a) $|F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$. (b) $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 1\rangle$. (c) $|F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 2\rangle$.

Nous pouvons déduire des courbes III.15 que nous obtenons des résultats similaires à ceux obtenus en polarisation linéaire pour la transition $|F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ (III.15a) Cependant, concernant les transitions $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 1\rangle$ (III.15b) et $|F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 2\rangle$, les sites 0, 3, 7, et 10 sont activés, avec des taux de diffusion

non négligeables. De plus, pour la transition $|F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 2\rangle$, les taux de diffusion sont importants au voisinage de ces sites, notamment les sites n^{os} 4 et 6.. Ceci implique qu'il va être plus difficile de mettre en oeuvre cette méthode d'imagerie superrésolue pour détecter les atomes qui se trouvent dans cet état de spin.

De même que pour la polarisation linéaire, nous avons également introduit un déphasage s'élevant à $\phi = \pi/2$ afin de diminuer les taux de diffusion sur les sites que l'on ne souhaite pas activer, comme nous pouvons le constater sur la figure III.16. Nous retrouvons des résultats similaires à la polarisation linéaire pour les transition $|F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ (III.16a) et $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 1\rangle$ (III.16b), avec une activation tous les cinq sites au lieu de tous les 10 sites. En revanche, pour la transition $|F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 2\rangle$ (III.16c), la situation s'est détériorée avec des taux de diffusion importants pour chaque site (le taux minimal est seulement de 60 % de la valeur maximale).

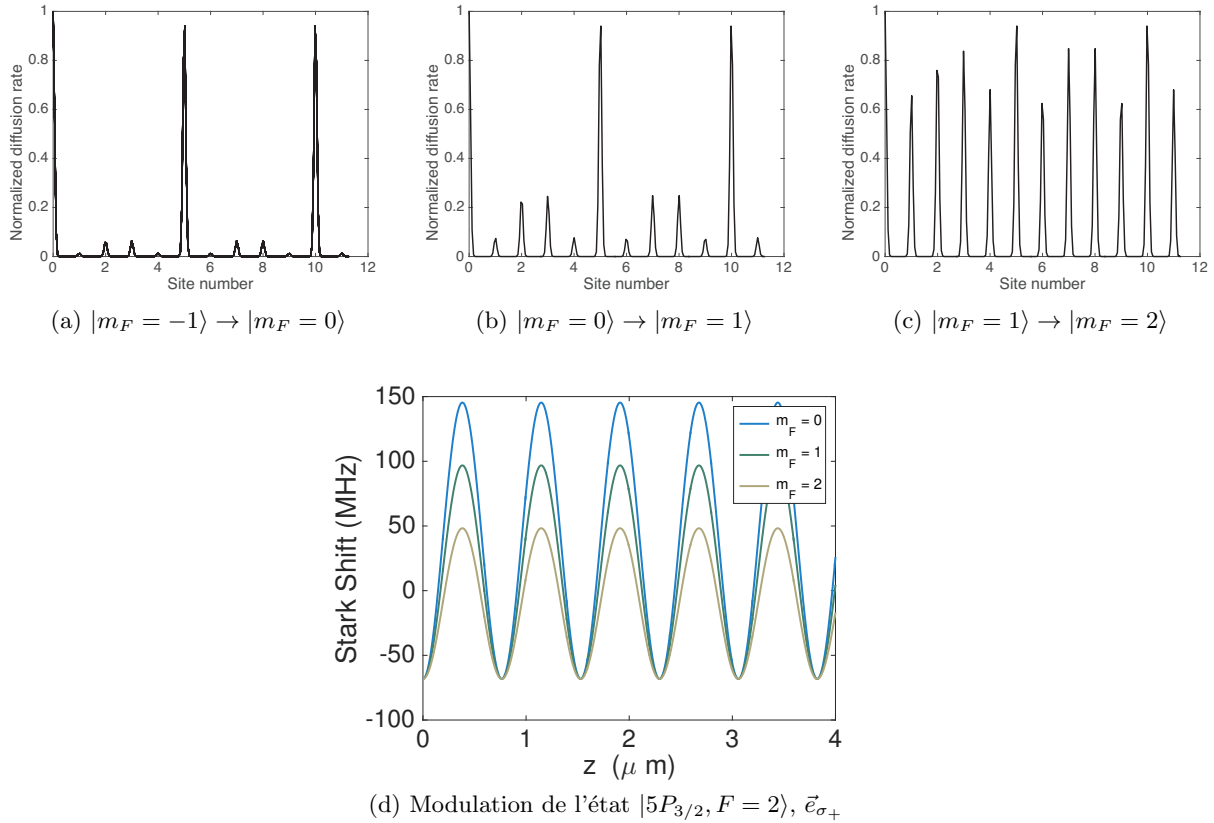


FIG. III.16 – Taux de diffusion en fonction des sites pour le double réseau généré par des champs en polarisation \vec{e}_{σ_+} et le déphasage entre les deux lasers $\phi = \pi/2$. Le calcul a été réalisé pour toutes les transitions possibles dans cette configuration. (a) $|F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ (b) $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 1\rangle$. (c) $|F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 2\rangle$. (d) Modulation de l'état $|5P_{3/2}, F = 2\rangle$ avec le réseau généré par le laser de longueur d'onde 1529.3 nm.

La difficulté de mettre en oeuvre l'imagerie sub-longueur d'onde pour cette dernière transition découle du couplage plus faible entre cet état et le réseau (cf. figure III.16d). Pour mieux s'en rendre compte, calculons le taux de diffusion en considérant une puissance du laser plus élevée, 50 mW. On obtient les taux de diffusion en figure III.17. Grâce à ce couplage plus fort, les taux de diffusion sur les sites que l'on ne veut pas activer sont négligeables pour les transitions

$|m_F = -1\rangle \rightarrow |m_F = 0\rangle$ et $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_F = 1\rangle$. Pour la transition $|m_F = 1\rangle \rightarrow |m_F = 2\rangle$, il est possible d'activer périodiquement un site tous les cinq sites, ce qui rend possible la mise en oeuvre de la détection superrésolue d'atomes froids pour cet état de spin.

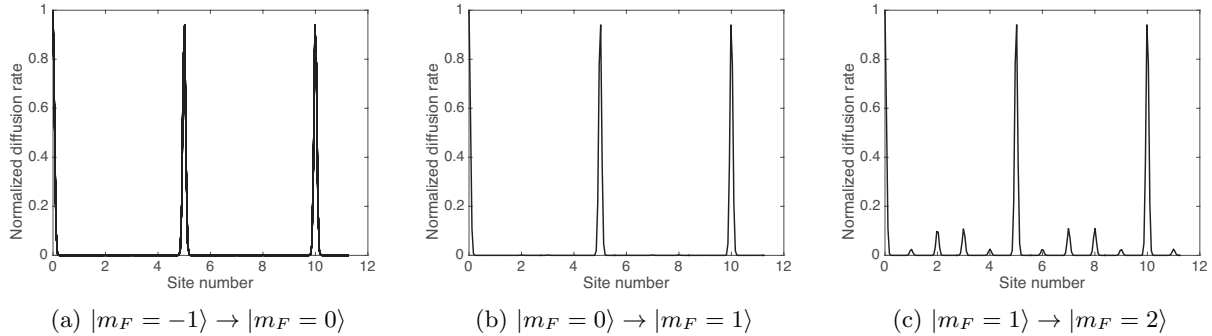


FIG. III.17 – Distribution du taux de diffusion en fonction des sites pour le double réseau généré par des champs en polarisation \vec{e}_{σ_+} et le déphasage entre les deux lasers $\phi = \pi/2$. Le calcul a été réalisé pour toutes les transitions possibles dans cette configuration (a) $|F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ (b) $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 1\rangle$ (c) $|F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 2\rangle$

En augmentant le couplage pour activer périodiquement les sites dans le cas de la transition $|m_F = 1\rangle \rightarrow |m_F = 2\rangle$, nous augmentons l'amplitude de modulation des états hyperfins. Dans ce cas de figure, il s'agit d'être certain de ne pas effectuer de croisements entre les niveaux hyperfins pour être sûr des transitions mises en jeu dans le processus.

3.3.4. Etude des croisements des niveaux hyperfins

Nous nous sommes également assurés d'être en mesure de séparer tous les niveaux hyperfins et d'activer uniquement le niveau hyperfin choisi, malgré les modulations dues au double réseau. Pour cela, nous avons tracé les déplacements lumineux de tous les niveaux hyperfins de l'état excité en fonction de la puissance du laser de longueur d'onde 1529.3 nm. En d'autres termes, nous avons étudié l'évolution de l'amplitude de modulation des états excités en fonction de la force du couplage avec le laser pour constater la présence éventuelle de croisements de plusieurs niveaux liés à cette interaction. Pour l'état fondamental, cette étude n'est pas pertinente, dans le sens où l'écart entre les deux états hyperfins est de 6.8 GHz (sans couplage) alors que l'amplitude de modulation est de l'ordre du MHz aux puissances étudiées.

Sur la figure III.18, nous pouvons constater que les états peuvent être résolus indépendamment les uns des autres uniquement dans le cas où la puissance du faisceau est de 10 mW, c'est pourquoi cette puissance est celle qui est choisie dans le cadre de l'expérience à mener (cf. figure III.18a). Plus la puissance augmente, plus on observe de croisements entre tous les sous-niveaux hyperfins m_F de $F = 0, F = 1, F = 2, F = 3$ (cf. courbes III.18b et III.18c).

Par conséquent, les calculs du couplage par effet Stark entre le double réseau et les états hyperfins du Rubidium 87 ont permis d'obtenir des résultats qualitatifs corrects pour une puissance du laser de longueur d'onde 1529.3 nm valant 10 mW. Ils ont mis en relief la capacité de sélectivité de l'état de spin de l'atome en donnant des conditions sur la phase des faisceaux et leur polarisation. Cependant, l'amplitude de modulation des niveaux d'énergie (~ 100 MHz) n'est pas négligeable devant l'espacement des niveaux hyperfins (cf. figure III.7a), ce qui remet en cause la base d'états choisie pour le calcul perturbatif $|J, I, F, m_F\rangle$. Pour que cette étude soit plus exacte, d'un point de vue quantitatif, il faudrait poursuivre ces simulations numériques en considérant l'Hamiltonien perturbatif comme étant la somme du couplage avec le champ électrique et du couplage hyperfin. Ceci revient à choisir une nouvelle base d'états : $|J, I, m_J, m_I\rangle$. Ce nouveau traitement

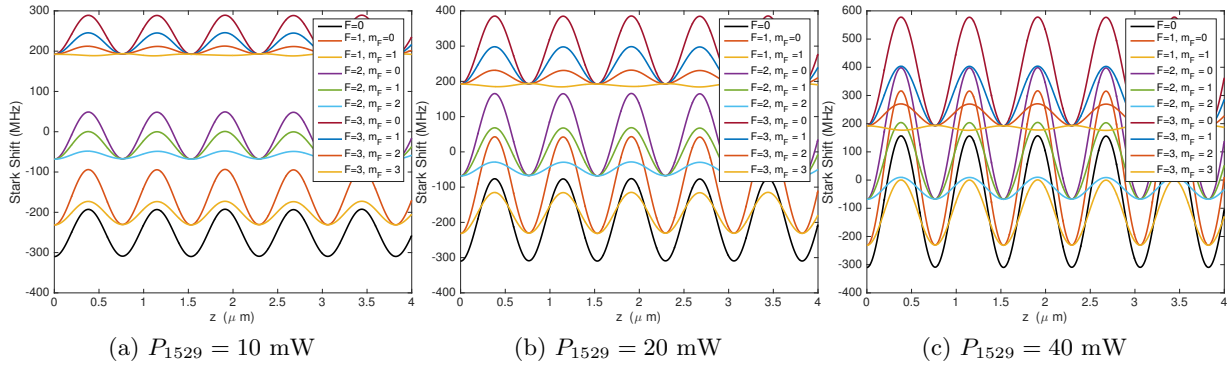


FIG. III.18 – Evolution de la modulation des niveaux hyperfins de l'état excité en fonction de la puissance du laser appliqué en polarisation \vec{e}_{σ_+} . Cette polarisation a été choisie pour lever la dégénérescence des sous-niveaux m_F .

du problème permettra de résoudre les difficultés à réaliser la sélection de l'état de spin pour la transition $|F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 2\rangle$.

3.3.5. Potassium 40

L'objectif du projet étant de réaliser l'étude d'un gaz de fermions, nous nous sommes intéressés à la manière dont la technique d'imagerie superrésolue peut être transposée dans le cas du potassium 40.

La transition correspondant au faisceau repompeur pour cette espèce atomique est :

$$|4S_{1/2}, F = 9/2\rangle \rightarrow |4P_{3/2}, F = 7/2\rangle \text{ (cf. figure II.2).}$$

L'état fondamental peut être couplé avec le réseau généré par le laser de longueur d'onde 1064 nm. De plus, le potassium 40 présente également une transition qui permet de moduler fortement l'état excité pour créer une dépendance spatiale de la fréquence de résonance : $|4P_{3/2}\rangle \rightarrow |3D_{5/2}\rangle$. Cette transition se produit à la longueur d'onde 1177.61 nm avec un moment dipolaire d qui vaut $d = 10.741ea_0$ (e la charge de l'électron et a_0 le rayon de Bohr). En considérant un laser proche de cette résonance, à 1177.6 nm, des simulations numériques sur le couplage des deux états avec le double réseau ont été effectuées sur le même modèle que celles faites pour le Rubidium 87.

En polarisation linéaire, nous retrouvons des résultats similaires que pour le Rubidium 87, dans le sens où il y a un fort couplage entre l'état excité le réseau généré par le laser à 1177.6 nm et un couplage prépondérant avec le laser de longueur d'onde 1064 nm pour l'état fondamental, comme nous pouvons l'observer sur la figure III.19.

En polarisation \vec{e}_{σ_+} et \vec{e}_{σ_-} , nous retrouvons la levée de dégénérescence des sous-niveaux m_F (notamment pour les niveaux de l'état $|4P_{3/2}\rangle$) et la même symétrie au niveau des contributions de chacune des polarisations (même amplitude de modulation pour $m_F = \pm 9/2, \pm 7/2, \pm 5/2, \pm 3/2, \pm 1/2$ pour $\vec{e}_{\sigma_{\pm}}$ (cf. figure III.20).

Par ailleurs, nous avons cherché l'angle α entre les deux faisceaux (1064 et 1177.3 nm) pour activer les sites de façon périodique (cf. équation (III.30) et (III.31)) avec une périodicité minimale. Nous rappelons que l'angle doit être suffisamment faible pour pouvoir propager les deux faisceaux à travers les hublots. Pour ces raisons, l'angle choisi est de 6.2° , ce qui correspond à une résonance tous les 11 sites ($n_1 = 11, n_2 = 10$), comme nous pouvons le constater sur la figure III.21.

D'autre part, nous avons calculé le taux de diffusion pour chaque site, dans le but de déterminer si l'on peut activer ou non les sites de façon périodique. Sur la figure III.22 sont tracées les

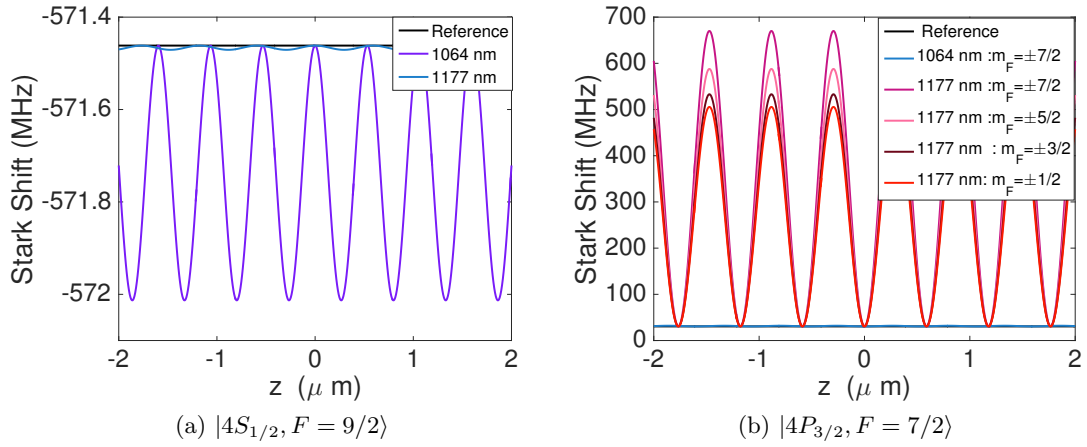


FIG. III.19 – Modulation spatiale de l'énergie des niveaux hyperfins de l'état $|4S_{1/2}\rangle$ et $|4P_{3/2}\rangle$ couplés aux lasers de longueur d'onde 1064 et 1177.6 nm en polarisation linéaire. (a) Couplage avec l'état $|4S_{1/2}, F = 9/2\rangle$. (b) Couplage avec l'état $|4P_{3/2}, F = 7/2\rangle$. L'amplitude de modulation due au laser de longueur d'onde 1064 nm est faible, comparée à celle due au laser de longueur d'onde 1177.6 nm, c'est pourquoi seul l'état $m_F = \pm 7/2$ est représenté.

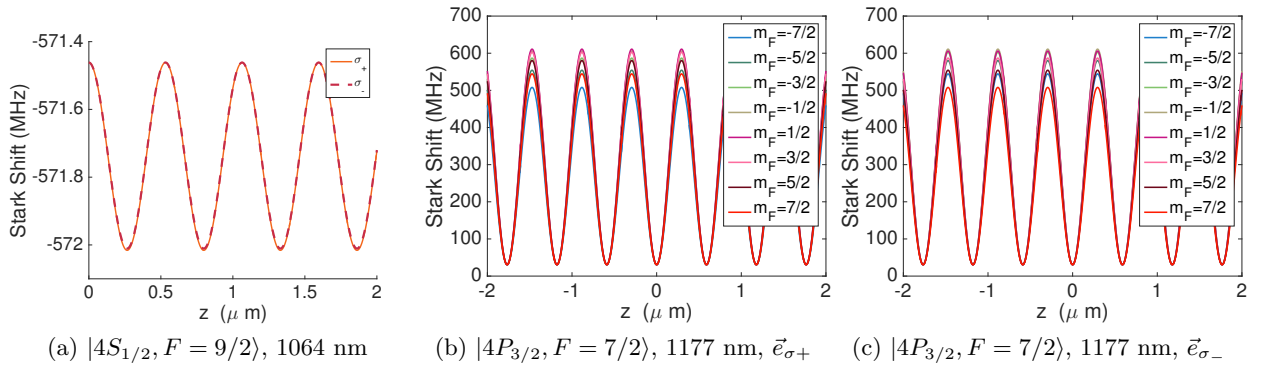


FIG. III.20 – Modulation spatiale de l'énergie des niveaux hyperfins des états $|4S_{1/2}\rangle$ et $|4P_{3/2}\rangle$ couplés au laser de longueur d'onde 1064 nm et 1529.3 nm en polarisation circulaire. (a) Couplage entre l'état $|4S_{1/2}, F = 9/2\rangle$ et le laser de longueur d'onde 1064 nm pour les deux états de polarisation circulaire. (b) Couplage entre l'état $|4P_{3/2}, F = 7/2\rangle$ et le laser de longueur d'onde 1177.6 nm et de polarisation \vec{e}_{σ_+} . (c) Polarisation \vec{e}_{σ_-} .

distributions obtenues pour des polarisations et déphasages différents. Pour un déphasage de π et en polarisation linéaire, nous pouvons déduire de la courbe III.22a que l'activation périodique avec une résonance tous les 11 sites est faisable, avec une population atomique pompée dans l'état excitée (normalisée) proche ou égale à 1 pour les sites 0 et 11. En introduisant un déphasage de $\phi \sim \pi/2$ (0.5327π), nous parvenons à activer les sites n^{os} 1 et 5, mais nous pouvons constater l'absence de périodicité en figure III.22b, vu que le site n^o 10 n'est pas activé. Ce déphasage a été choisi à partir de l'étude de l'évolution du taux de distribution en fonction de la phase calculé en figure III.22d, sachant que l'on ne peut détecter qu'un site tous les 5 sites avec le système d'imagerie qui sera présenté dans la suite du chapitre. De plus, en polarisation circulaire, nous retrouvons des résultats similaires à ceux obtenus en polarisation linéaire (cf. fig.III.22c), et ce, quelle que soit la transition considérée. En effet, contrairement au Rubidium 87, les déplacements

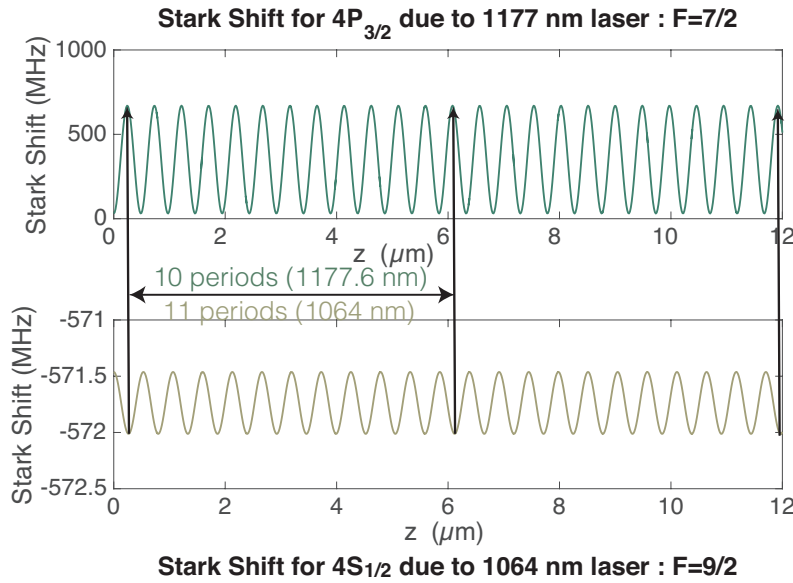


FIG. III.21 – Modulations des états fondamental et excité du potassium 40 couplés au double réseau avec une activation périodique des sites ($n_1 = 11$, $n_2 = 10$).

lumineux sont du même ordre de grandeur quel que soit l'état hyperfin considéré (cf. fig. III.20b).

Enfin, nous avons calculé les déplacements lumineux en figure III.23 pour les sous-niveaux m_F dans le but de vérifier l'absence de croisements. Or, nous observons des croisements qui sont dus à la structure hyperfine resserrée du potassium qui rend l'espacement entre les niveaux très faible (~ 1 MHz).

Nous pouvons déduire de cette étude que cette méthode d'imagerie sub-longueur d'onde semble convenir au potassium 40, dans le sens où il est possible de moduler spatialement la fréquence de résonance grâce à un double réseau. De plus, l'activation sélective des spins est possible en choisissant la polarisation des faisceaux, ainsi que leur phase. En revanche, à l'instar du Rubidium 87, la forte amplitude de modulation de l'état excité conduit à choisir une autre base d'états pour une étude quantitative plus poussée ($|J, m_J, I, m_I\rangle$), ce qui permettrait de résoudre les problèmes liés aux croisements des niveaux hyperfins évoqués précédemment.

Dans cette partie, nous venons ainsi d'exposer le principe de la méthode d'imagerie qui permet de déterminer la distribution des atomes dans un réseau avec une résolution sub-longueur d'onde. Des simulations numériques ont permis de démontrer la faisabilité de cette technique et ont mis en exergue l'aptitude à extraire l'information sur l'état de spin des atomes. Des efforts restent encore à poursuivre pour avoir une étude correcte d'un point de vue quantitatif, en traitant le problème avec une nouvelle base d'états $|J, m_J, I, m_I\rangle$. A la suite de cette section, il s'agit de décrire le dispositif expérimental mise en place pour réaliser cette méthode d'imagerie superrésolue.

4. Dispositif expérimental

Dans la dernière section de ce chapitre sont détaillées les différentes briques technologiques composant le dispositif expérimental pour l'imagerie sub-longueur d'ondes d'atomes froids piégés dans des réseaux. Il s'agit notamment de présenter le banc optique nécessaire pour le double réseau, ainsi que le système d'imagerie qui détecte les atomes. De plus, une cavité est également mise en place pour procéder à l'asservissement en phase du double réseau pour une meilleure

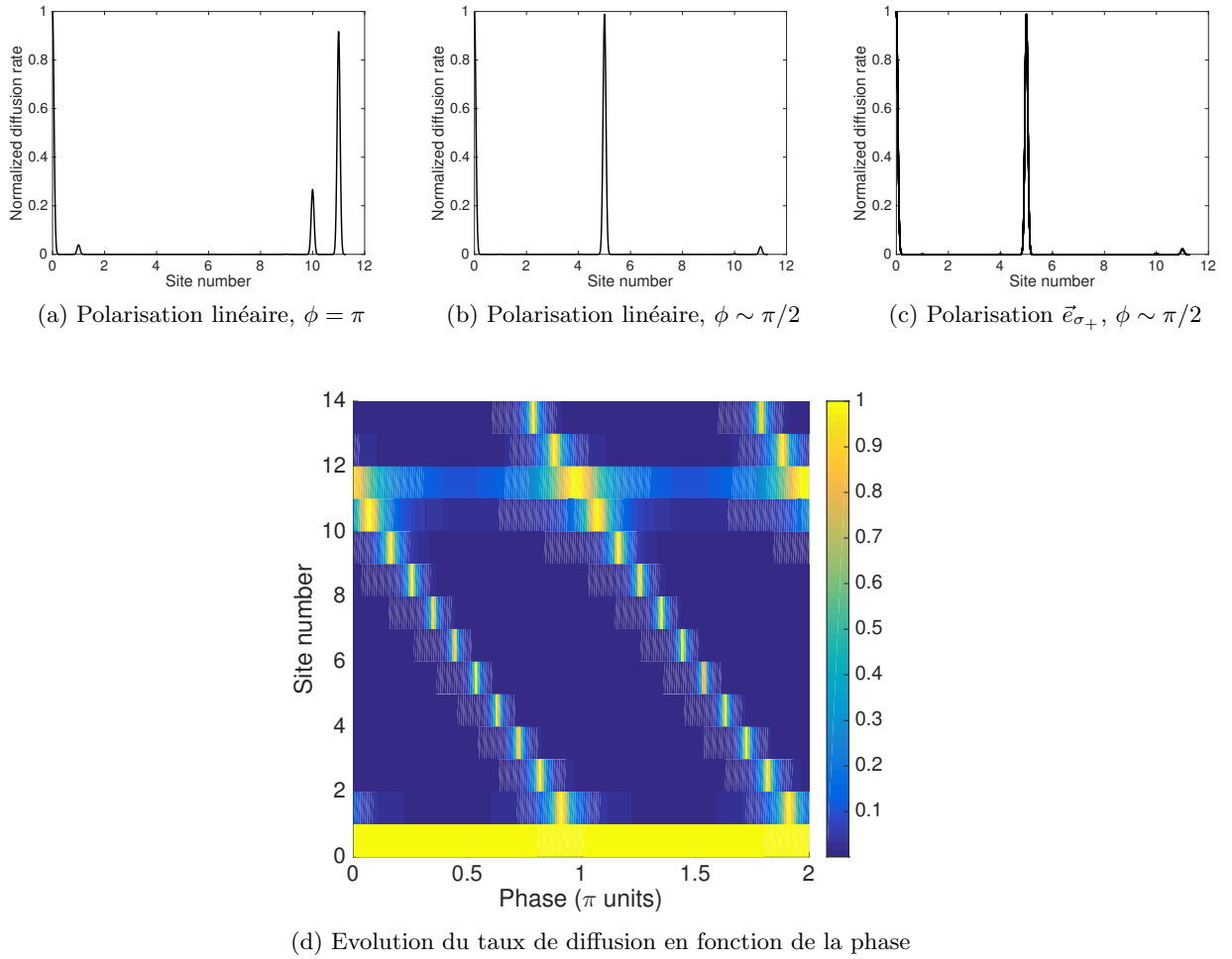


FIG. III.22 – Taux de diffusion de photons normalisé en fonction du déphasage et de la polarisation des faisceaux du laser de longueur d’onde 1177 nm. (a) Polarisation linéaire, $\phi = \pi$. (b) Polarisation linéaire, $\phi = \pi/4$. (c) Polarisation circulaire, $\phi = \pi/4$. (d) Taux de diffusion en fonction de la phase.

stabilité des sites.

4.1. Banc optique pour le double réseau

Sur la figure III.24, le laser dont la longueur d’onde est 1064 nm est divisé en deux chemins, l’un dédié au piège hybride, l’autre dédié au réseau. Chaque parcours est contrôlé individuellement via des AOMs, qui permettent de contrôler la puissance dans la chambre grâce à un asservissement.

Le laser de 1530 nm a une puissance également asservie et contrôlée par des AOMs, la taille du faisceau est déterminée par un élargisseur de faisceau 5 :1. Un miroir reposant sur une platine de translation est placé sur le chemin optique afin de contrôler l’angle entre les deux faisceaux.

Par ailleurs, concernant les parcours des deux longueurs d’onde, les faisceaux sont couplés à des fibres monomodes à maintien de polarisation pour s’assurer que les modes soient gaussiens afin de réaliser le double réseau correctement.

Enfin, le prisme situé derrière la chambre du MOT 3D est utilisé pour la réflexion des faisceaux pour construire le réseau. D’une part, le faisceau de 1530 nm interfère avec lui même grâce à la réflexion totale interne qui se produit sur les faces du prisme. D’autre part, le faisceau de 1064 nm arrive au centre du prisme mais est réfléchi sur lui-même grâce au miroir métallique accolé

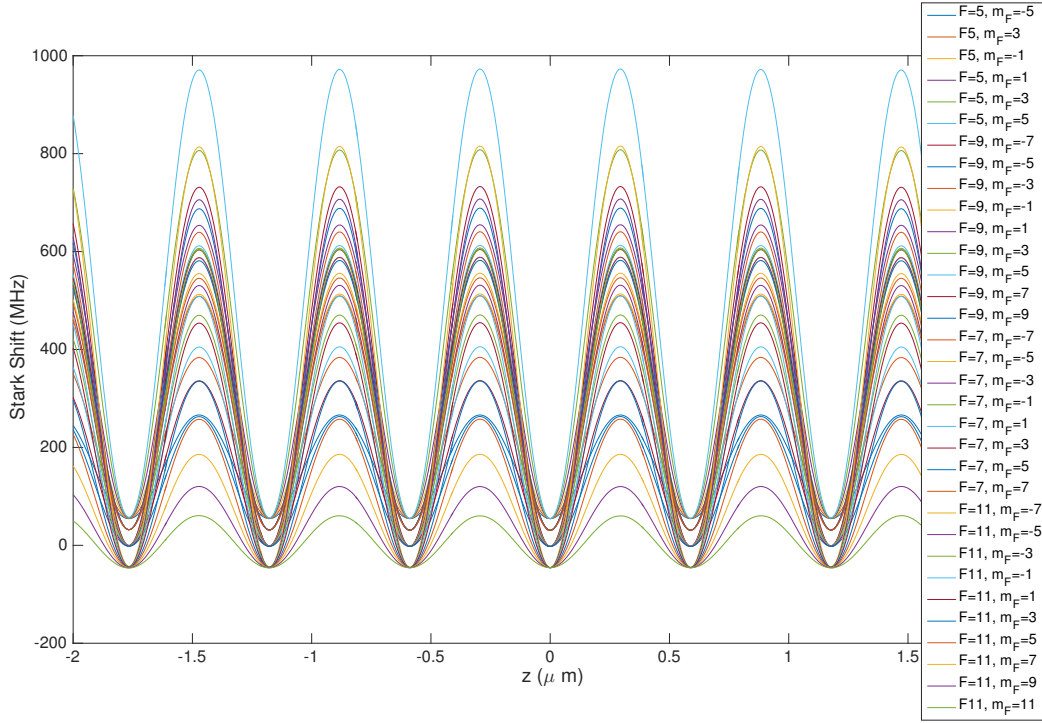


FIG. III.23 – Déplacements lumineux des sous-niveaux m_F en polarisation \vec{e}_{σ_+} de l'état $|4P_{3/2}\rangle$.

sur la face arrière du prisme.

Ce banc optique permet ainsi de construire le double réseau nécessaire à la modulation des niveaux d'énergie. Cependant, il manque un laser qui puisse balayer la fréquence de résonance entre les niveaux fondamental et excité pour détecter les atomes dans tous les sites.

4.2. Asservissement d'une diode laser en cavité étendue pour l'activation des sites

Pour activer successivement tous les sites, il faut un laser qui puisse changer de fréquence de façon continue. Pour cela, la stratégie utilisée est d'utiliser une diode laser en cavité étendue (*External Cavity Diode Laser* ou ECDL) car la largeur spectrale en sortie de la cavité $\delta\nu_{\text{ECDL}}$ est de l'ordre de la centaine de kHz. En effet, la cavité permet de réduire la largeur spectrale de la diode laser $\delta\nu_{\text{DL}}$ d'un facteur 10^3 par exemple, comme on le déduit de l'équation suivante [112] :

$$\delta\nu_{\text{ECDL}} = \left(\frac{nl_D}{L_{\text{ext}}} \right)^2 \delta\nu_{\text{DL}} \quad (\text{III.37})$$

Où :

- n est l'indice effectif de la diode ;
- l_D est la longueur de la cavité de la diode ($l_D = 750 \mu\text{m}$ [112]) ;
- L est la longueur de la cavité externe ($L = 10 \text{ cm}$ [112]).

Ce type de laser est capable de changer de fréquence aisément grâce à un cristal piézoélectrique et à un contrôleur de courant. En effet, la fréquence de l'onde émise par la diode dépend d'une part du courant délivré pour alimenter la diode par le contrôleur de courant, et d'autre part par l'impulsion électrique envoyée au cristal piézoélectrique qui modifie la longueur de la cavité.

Par conséquent, un banc optique a été mis en place pour réaliser un asservissement en fréquence de l'ECDL (cf. figure III.25). Il s'agit de créer un battement entre un faisceau asservi sur une transition atomique, en l'occurrence le laser maître du système laser principal pour le refroidissement

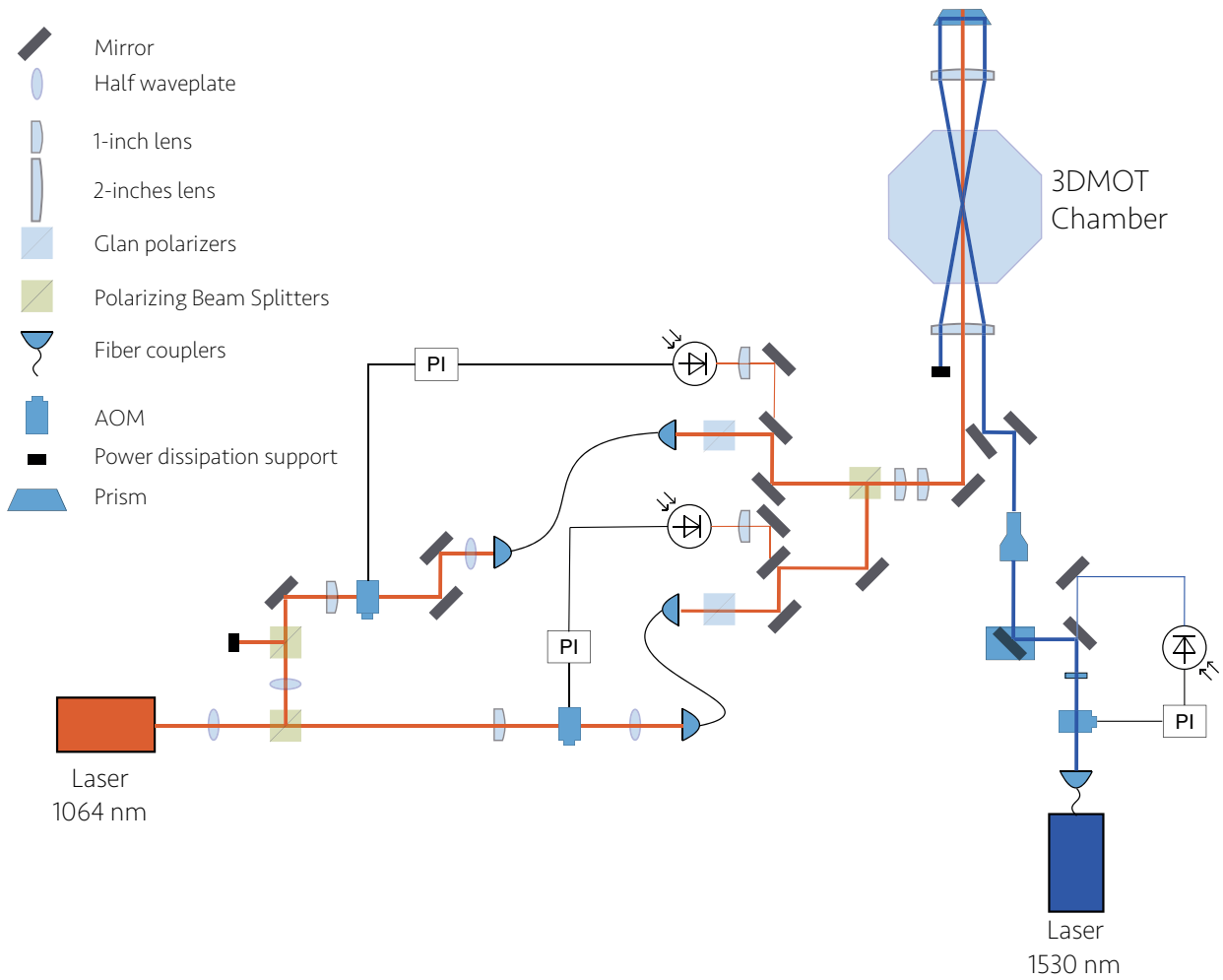


FIG. III.24 – Banc optique pour le double réseau. Inspiré de : [89]

d'atomes, et le faisceau généré par l'ECDL. Le faisceau du laser maître est prélevé sur le banc optique préparant les faisceaux au refroidissement d'atomes.

Puis, ce battement, de l'ordre de la centaine de MHz est amplifié et envoyé au convertisseur fréquence-tension, puis comparé à un signal de référence dans le circuit proportionnel intégrateur. Le signal de référence peut être généré à partir d'un signal analogique délivré par la carte *National Instruments*. Il fixe la valeur du battement que l'on souhaite, autrement dit la valeur de la fréquence du laser pour l'ECDL à résonance pour un site précis. Ainsi le signal de référence peut être contrôlé au cours de l'expérience, ce qui est essentiel pour balayer la fréquence dans le cadre de l'imagerie sub-longueur d'onde.

Enfin, les signaux sortants du circuit proportionnel-intégrateur sont envoyés aux contrôleurs du courant et du cristal piézoélectrique pour générer le courant ou l'impulsion nécessaire à la correction de la valeur du battement et ainsi ramener le signal d'erreur à une valeur nulle.

La bande-passante de l'intégrateur est donnée par la fréquence de coupure f_0 , qui dépend de la résistance R et de capacité C du condensateur ($f_0 = 1/(2\pi RC)$). Les fréquences de coupure de l'intégrateur pour la modulation du courant $f_{0,i}$ et de celui modulant le cristal piézoélectrique $f_{0,p}$ sont respectivement données par :

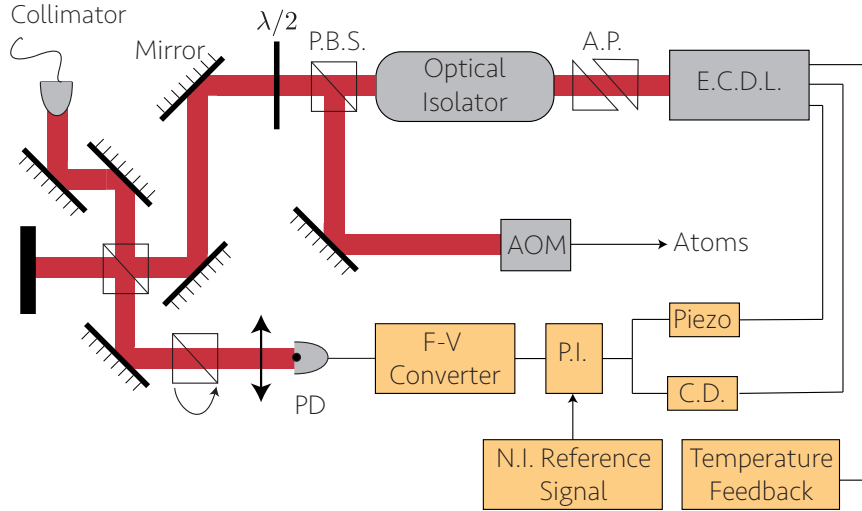


FIG. III.25 – Schéma du banc optique pour l'asservissement de la diode laser en cavité étendue. AP = prismes anamorphoseurs ; PD = photodiode ; PI : Proportionnel-Intégrateur ; CD = Contrôleur de la diode en courant ; PBS = cube polariseur. NI = National Instruments. Le collimateur représente le faisceau qui vient du laser maître du système laser Julius. Le cube accompagné d'une flèche désigne un cube polariseur monté sur une monture de lame demi-onde. Ce cube permet de projeter les polarisations des deux faisceaux pour éviter qu'elles soient orthogonales (aucun battement ne peut être observé dans ce cas-là).

$$f_{0,i} = \frac{1}{2\pi C_i R_i} \text{ et } f_{0,p} = \frac{1}{2\pi C_p R_p} \quad (\text{III.38})$$

Avec :

- $C_i = 4700 \text{ pF}$;
- $R_i \sim 50 \text{ k}\Omega$;
- $C_p = 0,47 \text{ }\mu\text{F}$;
- $R_p \sim 500 \text{ k}\Omega$.

Le contrôleur de courant permet d'avoir un asservissement rapide, car sa bande passante est de l'ordre du kHz, comparé au contrôleur du cristal piézoélectrique qui a une bande passante de l'ordre du Hz. En effet le cristal piézoélectrique influe sur les propriétés mécaniques de la cavité, qui ont une réponse en fréquence de l'ordre de la centaine de Hz.

Le battement asservi obtenu est sur la figure III.26. Sur la figure III.26b, les données expérimentales de la raie spectrale centrale ont été modélisées par la fonction :

$$\underbrace{C_1 \exp\left(-\left(\frac{\nu - C_3}{C_2}\right)^2\right)}_{\text{Elargissement gaussien}} + \underbrace{C_4}_{\text{Offset}} + \underbrace{\frac{C_5}{1 + \left(\frac{\nu - C_3}{C_6}\right)^2}}_{\text{Elargissement lorentzien}} \quad (\text{III.39})$$

Cette fonction comporte les informations nécessaires pour comprendre les informations sur les raies spectrales des lasers. En effet, une partie de l'équation est lorentzienne, de largeur $\Gamma_L = 2C_6$ (ici, égale à 286 kHz). Cette largeur spectrale correspond aux propriétés de la cavité [113], c'est celle que l'on a défini dans l'équation III.37. L'autre partie de l'équation est une gaussienne, de largeur $\Gamma_G = 2C_2\sqrt{\ln(2)}$ (ici, égale à 326 kHz), et correspond à un élargissement spectral dû

aux différents bruits (vibrations mécaniques de la cavité, par exemple). La dernière partie de l'équation, C_4 , correspond au décalage en amplitude avec le 0 théorique.

Ce profil spectral correspond aux objectifs puisque sa largeur est inférieure à la largeur spectrale des raies de transitions atomiques qui est de 6 MHz.

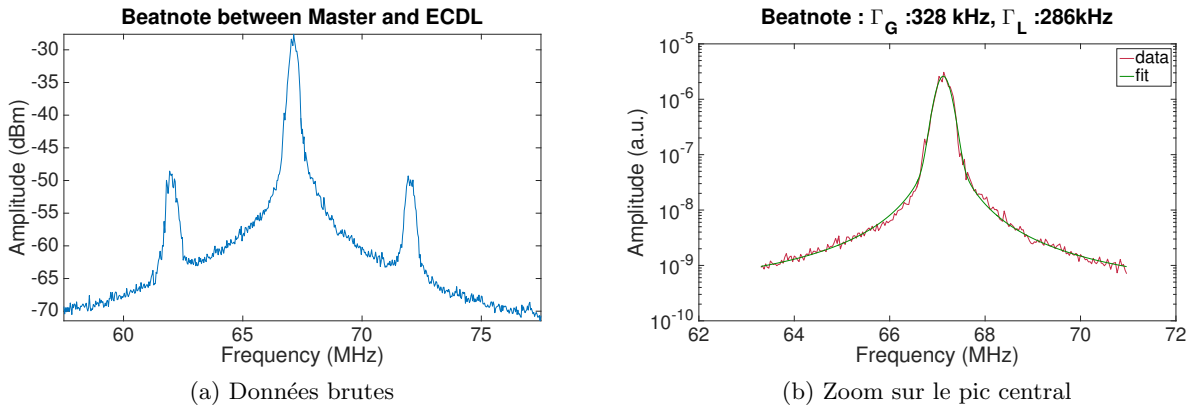


FIG. III.26 – Battement asservi obtenu entre l'ECDL et le laser maître de Julius. (a) Visualisation des bandes latérales du laser maître. (b) Données expérimentales du pic central comparées à la modélisation Γ_L et Γ_G correspondent respectivement aux élargissements spectraux lorentzien et gaussien.

Après avoir réalisé cet asservissement, il s'agit de concevoir et de mettre en place une brique majeure de l'ensemble du dispositif expérimental : le système d'imagerie.

4.3. Conception et caractérisation du système d'imagerie

4.3.1. Conception du dispositif

Contraintes sur l'expérience

L'expérience présente un certain nombre de contraintes incontournables lors de la conception du système d'imagerie. Par exemple, les vitres des hublots ont une épaisseur de 5 mm, ce qui représente une source d'aberrations sphériques, comme nous l'avons vu précédemment. De plus, la distance de travail doit être très grande puisque la distance entre le hublot et le centre de l'enceinte à vide est de 35 mm, du moins dans la première version de l'expérience. La résolution est également une contrainte, puisqu'il faut être en mesure de pouvoir distinguer deux sites détectés, qui sont espacés de 5 ou 10 périodes du réseau à 1064 nm (2,7 ou 5,3 microns). Enfin, l'accès optique aux différents hublots étant limité par les faisceaux utilisés pour le MOT 3D, il faut trouver une solution qui puisse associer à la fois le refroidissement des atomes et l'imagerie.

Système d'imagerie

La solution adoptée concernant le système optique est celle proposée par le groupe de L. D. Turner [114]. En effet, cet objectif de focale égale à 47 mm est composé de quatre lentilles commerciales, ce qui permet accessoirement d'avoir un objectif à bas coût. Il a été conçu à partir de simulations sur les trajets des rayons lumineux pour limiter les aberrations introduites par un hublot de 5 mm d'épaisseur. De plus, l'ouverture numérique est de 0.36, ce qui est équivalent à une résolution de 1,3 micron, suffisante pour distinguer deux sites à détecter. Enfin, la distance de travail du système est de 36 mm. Cet objectif répond ainsi aux contraintes de l'expérience. Une lentille tube de 1000 mm a été disposée à la suite de cet objectif pour focaliser l'image sur une

caméra avec un grandissement γ donné par :

$$\gamma = \frac{f_{tube}}{f_{obj}} = \frac{1000}{47} = 21,2 \quad (\text{III.40})$$

Ensuite, il faut réaliser la conception opto-mécanique du système afin de répondre aux autres contraintes de l'expérience.

D'une part, pour pouvoir associer l'imagerie et le refroidissement, un miroir "flip-flop" a été disposé en-dessous du système d'imagerie. Ce miroir est relié à un moteur contrôlable à distance par des signaux digitaux, il change ainsi de position en fonction du signal reçu. Par conséquent, le miroir peut se trouver sur le trajet optique en-dessous de l'objectif pour pouvoir rétro-réfléchir le faisceau du MOT et piéger les atomes en trois dimensions; mais il peut se retirer du trajet optique et permettre la collection de fluorescence des atomes sur la caméra.

Il s'agit ensuite de trouver des moyens pour régler la mise au point de l'objectif. En effet, le système global a été conçu avec une symétrie de révolution. C'est pourquoi l'objectif est vissé dans un support, une bague fixant sa position sur l'axe vertical. L'alignement de l'objectif sur l'axe du système optique s'effectue via les vis qui supportent le miroir à 45°.

Sur la figure III.27 est représenté le nouveau système d'imagerie.

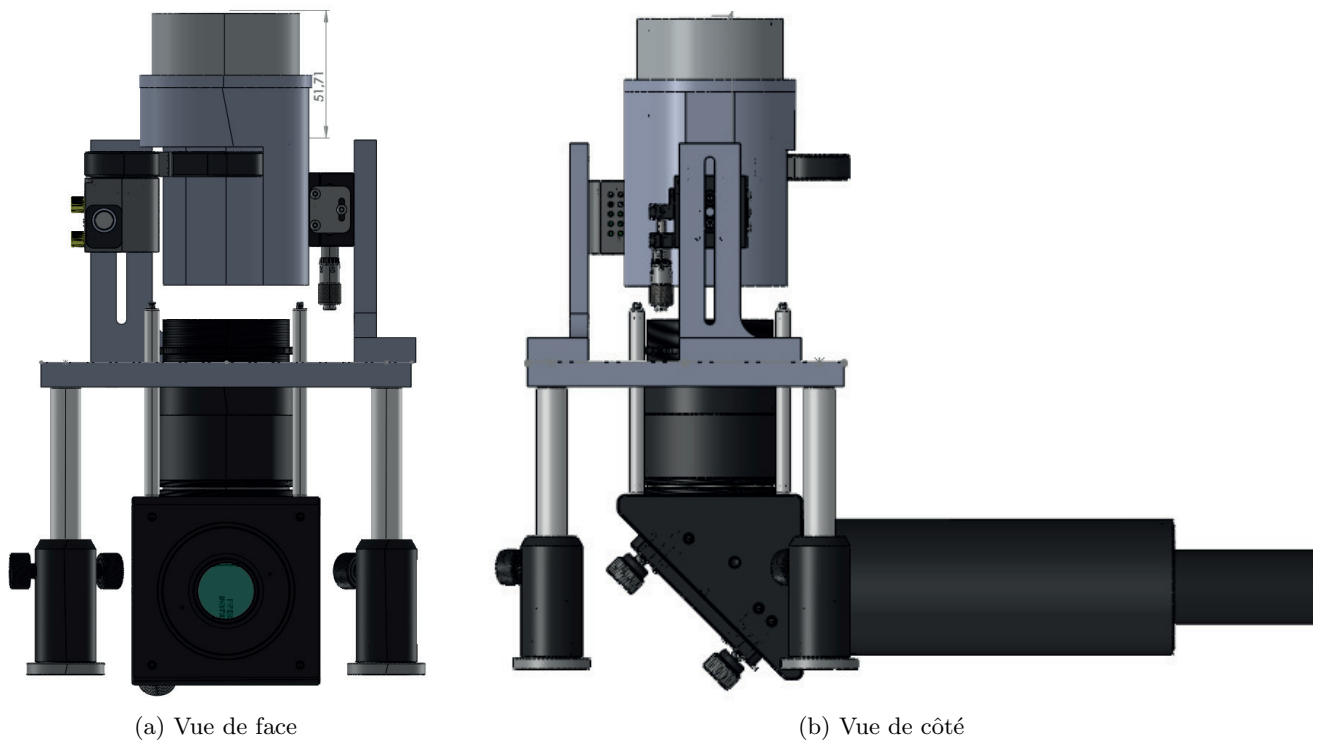


FIG. III.27 – Visualisation de la première version de l'objectif .

4.3.2. Caractérisation de la première version de l'objectif

Première méthode

Pour caractériser le système d'imagerie, une mire a d'abord été utilisée. Celle-ci permet d'avoir un ordre de grandeur de la résolution en traçant la fonction de transfert de modulation, avant d'aligner le système plus précisément sur l'axe optique.

En effet, la mire de résolution est constituée de groupes numérotés de 1 à 9, elle-même également composée de sous-groupes numérotés de 1 à 6, qui sont des rayures d'une fréquence

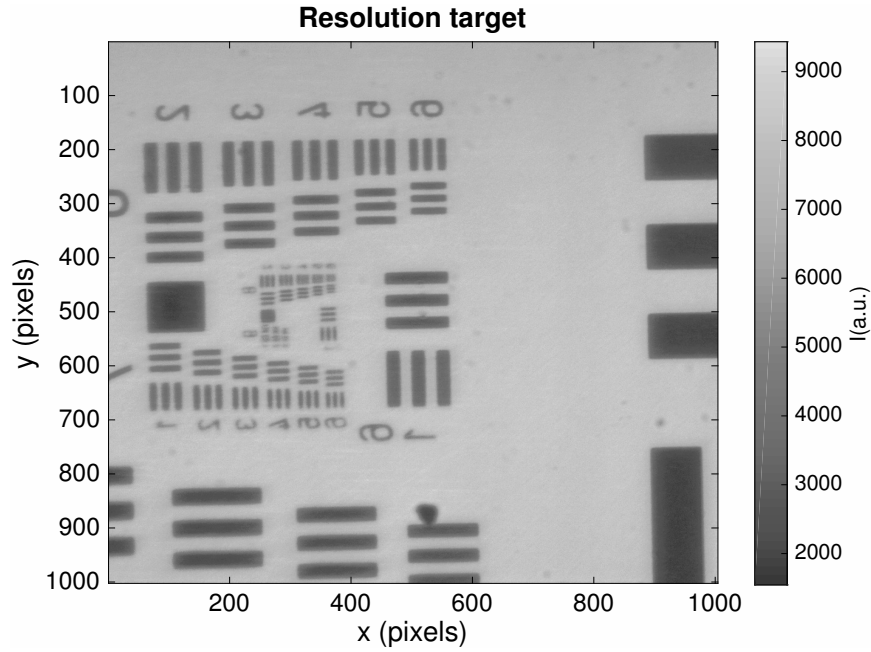


FIG. III.28 – Mire USAF 1951 imagée avec le système à caractériser

spatiale bien définie. La fréquence spatiale croît pour chaque sous-groupe, jusqu'à atteindre 645.1 lignes/mm, autrement dit un espacement entre les franges d' $1.5 \mu\text{m}$. La diminution du contraste avec la fréquence spatiale permet de connaître la résolution de l'objectif. De plus, l'espacement périodique des franges permet de vérifier le grandissement de l'objectif.

Cependant, les mires USAF 1951 présentent des motifs de barres rectangulaires. L'image obtenue en sortie du système d'imagerie est ainsi une convolution entre l'image géométrique de la barre rectangulaire et la PSF. Par conséquent, en sortie du système d'imagerie, la diminution du contraste avec l'augmentation de la fréquence spatiale n'est pas directement une fonction de transfert de modulation, mais une fonction de transfert de fréquence.

Le motif doit ainsi être modélisé, pour chaque sous-groupe, par une fonction qui tient compte de chaque contribution [102] :

$$S_{\text{sqw}}^{\text{out}} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{4}{\pi} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right)}{n} \times \text{FTM}\left(\frac{n}{2a}\right) \right) \quad (\text{III.41})$$

Avec :

- x : position
- a : largeur d'une barre
- $\text{FTM}(n/2a)$: fonction de transfert de modulation, donnée par l'équation (III.7). La fréquence de coupure ν_c est un paramètre pour la modélisation.

Le grandissement de l'objectif est donné par le rapport des espacements entre les franges (inverse de la fréquence spatiale). On note f_{objet} la fréquence spatiale des franges dans le plan objet, f_{image} la fréquence spatiale des franges dans le plan image.

$$\gamma = \frac{f_{\text{objet}}}{f_{\text{image}}} \quad (\text{III.42})$$

Un exemple est donné en figure III.29.

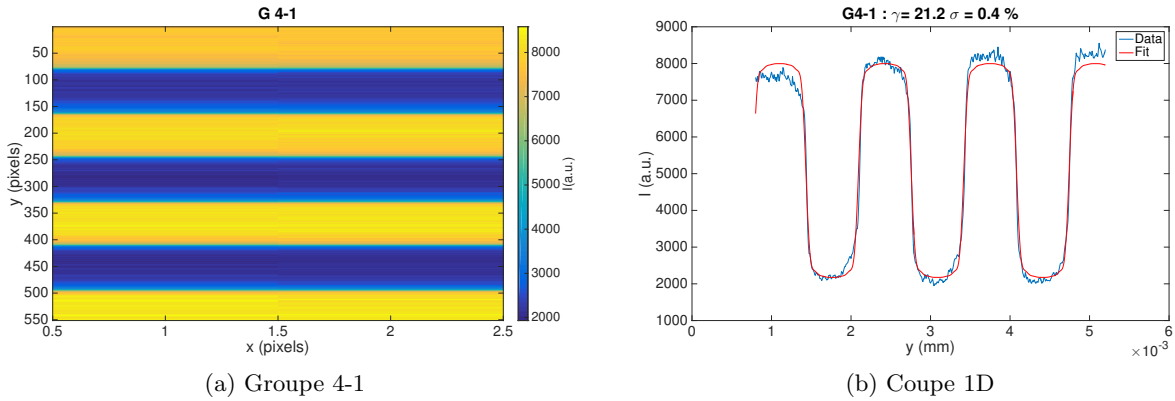


FIG. III.29 – Exemple pour le groupe G4-1 : 16 lignes/mm (largeur de frange de 31.25 microns). L'écart entre la valeur du grandissement de l'objectif suite à la modélisation des franges du groupe 4-1 et la valeur théorique est de 0,5 %.

On peut ainsi tracer l'évolution de la valeur de la FTM obtenue suite à la modélisation de chaque groupe en fonction de la fréquence spatiale des groupes étudiés.

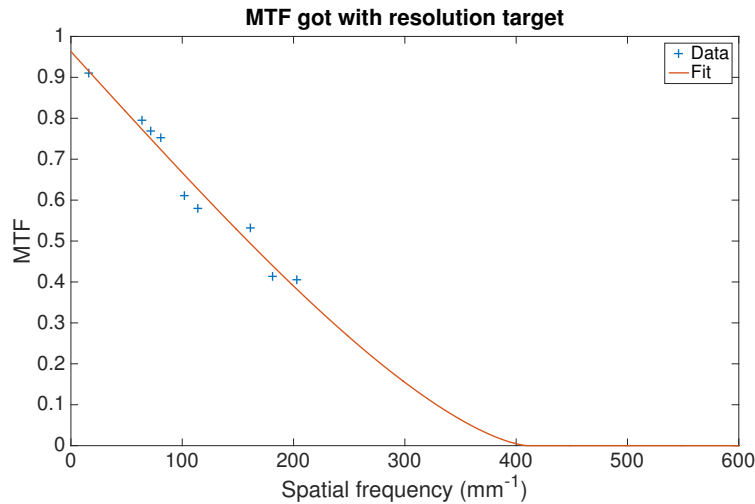


FIG. III.30 – Fonction de transfert de modulation obtenue en étudiant plusieurs groupes de la mire USAF 1951

En ajustant la courbe III.30 à partir de l'équation (III.7), nous en déduisons la fréquence de coupure, qui s'élève à 410 lignes/mm, soit une résolution équivalente de 2.4 microns. Ceci correspond à une ouverture numérique de 0.2, soit une différence d'environ un facteur 2 par rapport à la valeur attendue (0.36). L'écart entre ces valeurs est peut-être dû à la présence d'aberrations sur axe (sphériques) ou hors axe (astigmatisme, coma...).

Deuxième méthode

Pour minimiser les aberrations hors axe, nous avons également pris des images d'une mire d'un micron afin d'obtenir une PSF dont nous pouvons optimiser la largeur en améliorant l'alignement.

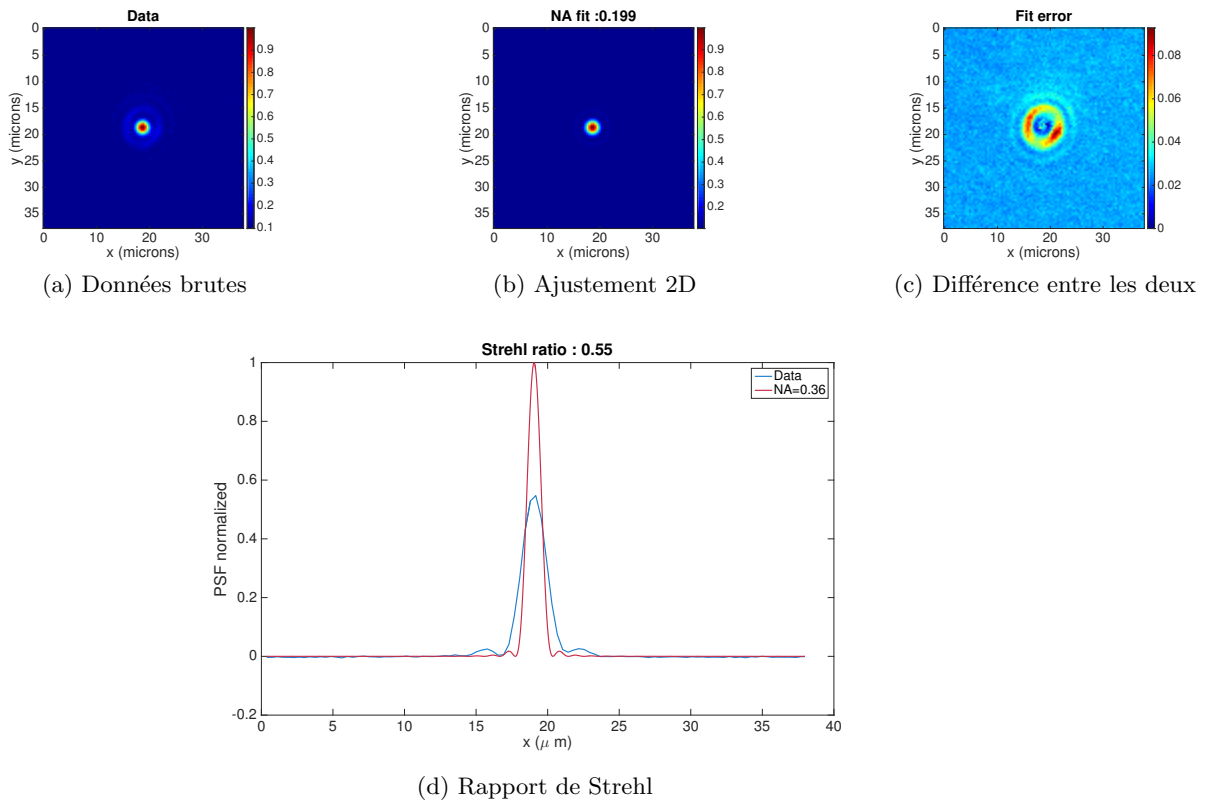


FIG. III.31 – Détection d’un objet d’un micron de diamètre pour obtenir une tâche de diffraction afin d’optimiser l’alignement du système d’imagerie. (a) PSF ”brute” (b) Tracé de la PSF correspondant à l’ouverture numérique obtenue via l’ajustement 2D de la donnée brute (c) Différence entre la donnée brute et l’ajustement 2D. Nous pouvons en déduire que l’erreur la plus importante correspond à l’intensité trop importante du premier anneau. (d) Rapport de Strehl entre la PSF obtenue expérimentalement et la PSF théorique.

De la figure III.31, nous pouvons en déduire que l’optimisation de l’alignement du système a conduit à des résultats similaires que ceux qui ont été obtenus par l’analyse de la mire, avec une ouverture numérique de ~ 0.2 correspondant à une résolution de $2.4 \mu\text{m}$. Le rapport de Strehl calculé en figure III.31d montre que l’objectif n’est pas limité par diffraction car il s’élève à 0.55 au lieu de 0.8 (cf. première section du chapitre).

Pour déterminer l’origine des aberrations qui expliquent le faible rapport de Strehl, nous avons étudié l’évolution de l’ouverture numérique quand l’ouverture de l’objectif diminue pour mieux se rendre compte des aberrations sphériques. En effet, celles-ci sont dûes au fait que les rayons traversant les côtés de l’objectif ne focalisent pas au même point que ceux passant par le centre. Elles sont causées par le verre du hublot, ainsi que par les lentilles constituant l’objectif. En diminuant le rayon de la pupille, nous pouvons ainsi davantage nous affranchir des rayons se propageant sur les côtés à l’origine de cette aberration. Cependant, ceci aura également pour conséquence de diminuer l’ouverture numérique du système. En effet, celle-ci est définie par :

$$\text{NA}_{\text{th}} = \frac{\text{Rayon de la pupille}}{\text{Distance de travail}} \quad (\text{III.43})$$

Sur le tableau III.32 sont notifiées les ouvertures numériques théoriques en fonction de la pupille, comparées aux ouvertures numériques calculées à partir des images obtenues expérimentalement.

σ représente l'écart entre ces deux valeurs :

$$\sigma = \frac{|NA_{th} - NA_{exp}|}{NA_{th}} \quad (III.44)$$

Rayon de la pupille	NA_{th}	NA_{exp}	σ	Rapport de Strehl
12.7 mm	0.362	0.199	44 %	0.55
10 mm	0.285	0.214	25 %	0.60
9 mm	0.257	0.225	12.4 %	0.63
8 mm	0.229	0.212	7.4 %	0.92
7 mm	0.2	0.192	4 %	0.98

FIG. III.32 – Comparaison entre les ouvertures numériques théorique et expérimentale en fonction du rayon de la pupille de l'objectif

Nous pouvons déduire de ce tableau que le rapport σ diminue avec le rayon de la pupille. Ceci signifie que les aberrations sphériques jouent un rôle prépondérant dans la dégradation de la résolution du système. En effet, l'ouverture numérique déduite des images obtenues expérimentalement se rapproche des valeurs théoriques équivalentes au rayon de la pupille. Nous pouvons d'ailleurs remarquer l'augmentation notable du rapport de Strehl, qui dépasse d'ailleurs 0.8 quand le rayon de la pupille devient inférieur à 9 mm. Ces aberrations peuvent être introduites par le fait que le hublot de test ait une épaisseur de verre de 3 mm, inférieure à celle pour lequel l'objectif a été conçu (5 mm). Cependant, nous ne disposons pas de hublot de 5 mm d'épaisseur pour confirmer ou infirmer cette hypothèse. Toutefois, la résolution obtenue permet de distinguer deux sites activés du double réseau, espacés de $5.3 \mu\text{m}$.

4.3.3. Courants de Foucault

Suite à la caractérisation du système d'imagerie, celui-ci a été implémenté sur l'expérience. Cependant, nous avons constaté de nouvelles oscillations du nuage suite au chargement dans le piège magnétique. Sur la figure III.33 ont été mesurés le courant dans les bobines ainsi que le champ magnétique, lors du piège magnétique et pendant le temps de vol. Nous pouvons constater que le champ magnétique change de signe et subit des oscillations lors du temps de vol (autrement dit, suite à l'extinction commandée par le séquenceur), alors que le courant dans les bobines s'éteint rapidement. Nous pouvons déduire de ces courbes l'apparition de courants de Foucault, c'est-à-dire la création d'un champ magnétique opposé au champ appliqué. Ceci est dû à l'opto-mécanique du système d'imagerie qui est en aluminium, composée de cylindres concentriques, et située à proximité des bobines.

Face à ce constat, nous avons dû concevoir une nouvelle opto-mécanique pour le système d'imagerie et procéder à une nouvelle caractérisation du dispositif.

4.3.4. Deuxième version du système d'imagerie

Nouvelle opto-mécanique

La solution adoptée pour s'affranchir des courants de Foucault est une opto-mécanique en matière plastique, similaire à la première version du dispositif. Pour effectuer des tests rapidement, nous l'avons réalisée avec une imprimante 3D. Ce nouveau système est représenté en figure III.34.

Caractérisation

Le nouveau dispositif a été caractérisé en mettant en place un nouveau montage expérimental pour les tests. En effet, à défaut de disposer d'un hublot de 5 mm d'épaisseur, nous avons remplacé le hublot de test par 5 lames de verre d'un mm d'épaisseur assemblées avec de la colle qui a la

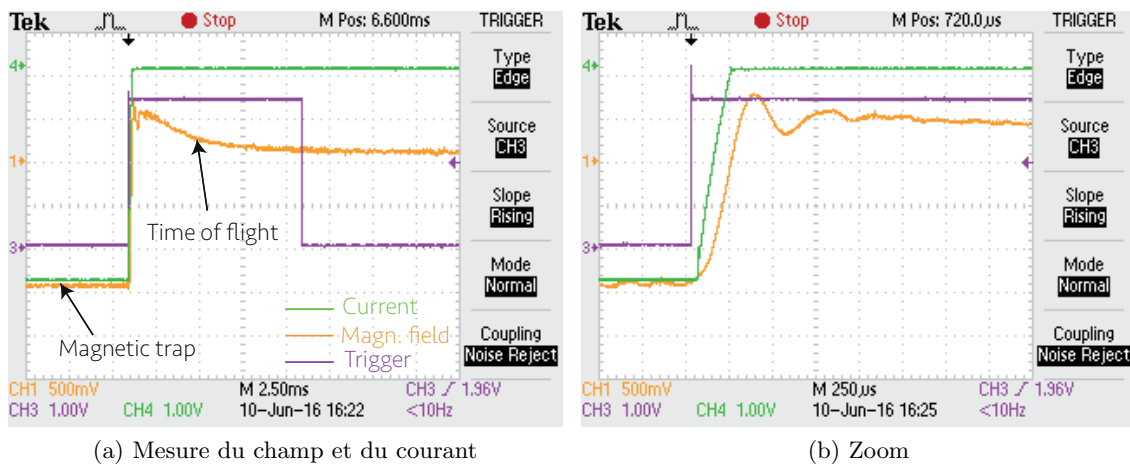


FIG. III.33 – Mesure du courant dans les bobines et du champ magnétique pendant le piège magnétique et le temps de vol (a) Pendant le temps de vol, le champ magnétique change de signe et converge vers une valeur nulle au bout de 7.5 ms. Quant au courant, il s'éteint rapidement. (b) Zoom sur cette mesure pendant le temps de vol. Le champ magnétique subit également des oscillations qui durent environ 1 ms après le changement de signe, alors que le courant s'éteint linéairement en 250 μ s.

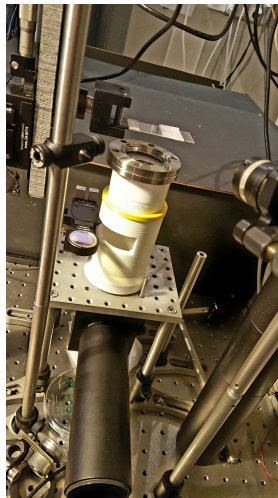


FIG. III.34 – Photographie de la deuxième version du système d'imagerie

faculté de réaliser également l'adaptation d'indice. Comme nous pouvons le remarquer sur la figure III.35, ceci a permis d'augmenter la résolution du système qui s'élève à 1.8 μ m ($NA = 0.26$).

Sur la figure III.35d, nous pouvons également constater l'augmentation du rapport de Strehl qui s'élève à 0.71, ce qui indique une grande amélioration du dispositif pour compenser les aberrations.

Il reste toutefois un écart de 30 % avec l'ouverture numérique attendue ($NA_{th} = 0.36$). Ceci peut s'expliquer par des aberrations sphériques qui n'ont pas été compensées via les lames de verre ou par l'objectif lui-même, mais également par des aberrations hors axe qui pourraient subsister si nous n'avons pas parfaitement aligné le dispositif sur l'axe.

Ce système d'imagerie ayant une résolution d'1.8 μ m, deux sites espacés de 2.7 ou 5.3 microns

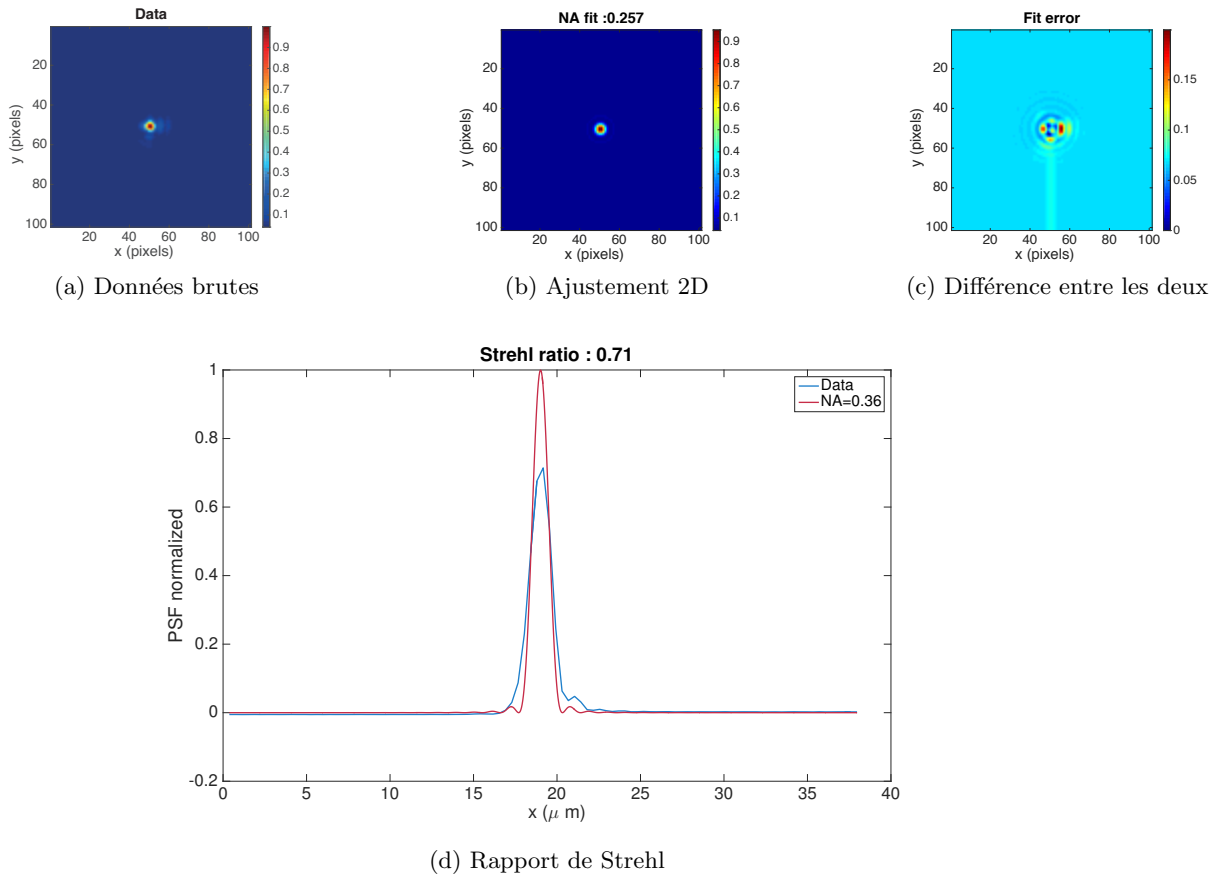


FIG. III.35 – Détection d'un objet d'un micron de diamètre pour obtenir une tâche de diffraction afin d'optimiser l'alignement du système d'imagerie. (a) PSF "brute" (b) Tracé de la PSF correspondant à l'ouverture numérique obtenue via l'ajustement 2D de la donnée brute (c) Différence entre la donnée brute et l'ajustement 2D. (d) Rapport de Strehl correspondant à l'étude de la nouvelle version de l'objectif.

peuvent être résolus, ce qui est conforme aux exigences du dispositif d'imagerie sub-longueur d'onde.

La caractérisation du nouveau système d'imagerie ayant été effectuée, nous avons également implémenté sur le dispositif expérimental une cavité pour l'asservissement en phase des deux lasers mis en jeu dans le double réseau pour l'imagerie sub-longueur d'onde.

4.4. Design d'une cavité pour l'asservissement en phase des deux réseaux

Afin de garantir la stabilité des réseaux optiques, nous avons réalisé le design d'une cavité pour l'asservissement en phase des deux réseaux optiques. En effet, les positions des sites des deux réseaux peuvent être modifiées suite à une dérive de la fréquence relative des deux lasers, ce qui a pour conséquence un changement aléatoire de la fréquence de résonance entre l'état $|5S_{1/2}\rangle$ et $|5P_{3/2}\rangle$ (cf. figure III.36). Il devient ainsi impossible d'effectuer la correspondance entre les atomes détectés et les sites du réseau dans lesquels ils sont confinés. Par conséquent, un asservissement de la fréquence relative des lasers est nécessaire pour la reconstruction de la distribution des atomes froids dans les sites du réseau.

La solution adoptée pour réaliser cet asservissement consiste à mettre en place une cavité

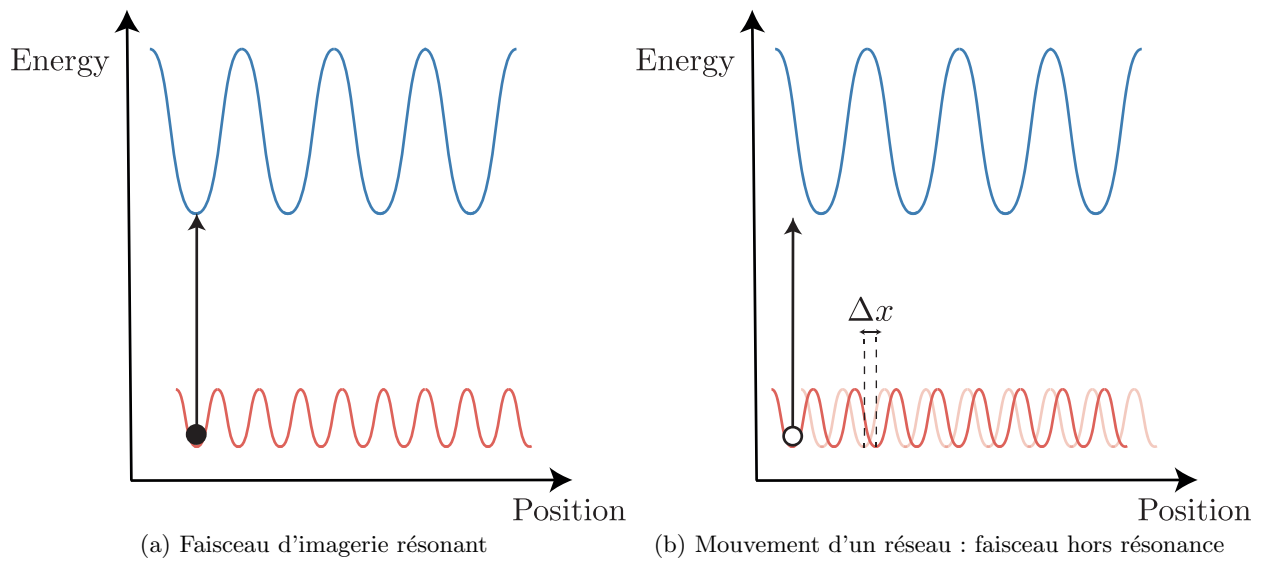


FIG. III.36 – Importance de la stabilisation des réseaux optiques. (a) Configuration où le faisceau d'imagerie est résonant avec le double réseau. (b) Modification de la position du réseau produit à 1064 nm : le faisceau n'est plus à résonance.

optique. En effet, la phase des deux réseaux doit rester constante à la position où se trouve le nuage atomique, comme schématisé en figure III.37a. Ceci implique une mesure de la fréquence relative des deux lasers au centre de l'enceinte à vide, ce qui est difficile à réaliser. Nous avons ainsi décidé de transposer les variations de phase se produisant dans la chambre de science dans une cavité résonante pour les deux longueurs d'onde et dont la longueur correspond à la distance atomes \rightarrow prisme de rétro-réflexion des deux lasers. En effet, l'un des deux miroirs joue le rôle d'une référence de phase (cf. figure III.37b). C'est pourquoi l'asservissement de la fréquence relative des deux lasers à l'aide d'une cavité optique revient à stabiliser la phase des réseaux.

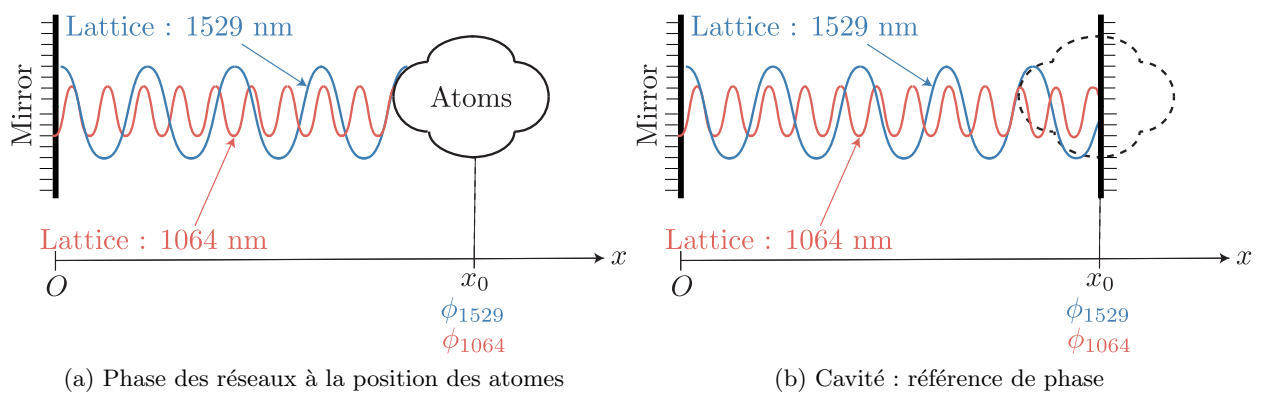


FIG. III.37 – Choix de la cavité pour asservir en phase les deux réseaux. (a) Chaque réseau possède une phase ϕ_{1529} et ϕ_{1064} à la position où il interagit avec les atomes. Cette phase relative doit rester constante pour que la fréquence de résonance reste également constante. (b) En plaçant un miroir de la cavité à la position où se trouvent les atomes, nous avons une référence de phase pour réaliser l'asservissement.

4.4.1. Asservissement de la phase des réseaux par la méthode Pound-Drever-Hall

Parmi les techniques de stabilisation des lasers, la méthode Pound-Drever-Hall (PDH) est l'une des plus utilisées, inventée par R.W.P. Drever et J.L. Hall [115] suite aux travaux de R. V. Pound [116]. Elle repose sur l'utilisation d'une cavité pour mesurer la fréquence du laser et s'affranchir des fluctuations de fréquence et potentiellement de phase via une boucle d'asservissement [117].

Considérons une cavité optique unidimensionnelle quelconque de longueur L suivant x . Le champ électromagnétique reste confiné à l'intérieur de la cavité s'il interfère constructivement avec lui-même après chaque aller-retour. Par conséquent, le champ acquiert une phase $2m\pi$ (avec m un entier) après avoir parcouru la distance $2L$. Le miroir d'injection de la cavité est ainsi une référence de phase, qui justifie le choix de ce dispositif pour stabiliser la fréquence relative entre les deux faisceaux laser. Le vecteur d'onde \vec{k}_x est ainsi donné par :

$$k_x 2L = 2m\pi \quad (\text{III.45})$$

Les fréquences associées $\nu_m = k_x c / (2\pi)$ aux modes de la cavité (modes longitudinaux), pour lesquelles la condition de résonance est respectée, sont donc définies par :

$$\nu_m = \frac{c}{2L} m \quad (\text{III.46})$$

La différence fréquentielle entre deux modes résonants, appelée intervalle spectral libre est :

$$\delta\nu_{ISL} = \frac{c}{2L} \quad (\text{III.47})$$

Par exemple, pour $L = 20$ cm, on a : $\delta\nu_{ISL} = 750$ MHz.

Nous pouvons déduire de ces équations que la puissance en sortie du miroir dépend de la fréquence du laser injecté dans la cavité. Cette puissance est maximale lorsque la cavité est à résonance. Les fluctuations fréquentielles du laser peuvent ainsi être converties en fluctuations de puissance.

Le principe de la technique d'asservissement Pound-Drever-Hall (PDH) repose sur cette mesure des fluctuations de puissance en sortie de la cavité, correspondant à des fluctuations de fréquence. Il s'agit de moduler la phase du faisceau laser pour générer des bandes latérales qui sont injectées dans la cavité avec la porteuse. Les trois composantes fréquentielles sont réfléchies sur les miroirs de la cavité lorsque la fréquence de la porteuse est proche d'un des modes de la cavité. Les bandes latérales acquièrent un déphasage avec la porteuse car leur fréquence est plus éloignée de la fréquence de résonance. Ceci permet d'obtenir un profil dispersif correspondant au signal d'erreur.

Pour mieux s'en rendre compte, définissons le champ E_R de fréquence ω modulé à la fréquence Ω avec une intensité de modulation β en réflexion sur la sortie de cavité [117] :

$$\begin{aligned} E_R &= F(\omega) E_0 \exp[i(\omega t + \beta \sin(\Omega t))] \\ &\sim E_0 [F(\omega) J_0(\beta) \exp(i\omega t) + F(\omega + \Omega) J_1(\beta) \exp[i(\omega + \Omega)t] - F(\omega - \Omega) J_1(\beta) \exp[i(\omega - \Omega)t]] \end{aligned} \quad (\text{III.48})$$

Avec E_0 l'amplitude initiale du champ, J_0 et J_1 des fonctions de Bessel, $F(\omega)$ la réflectivité du champ dans la cavité, dépendant des coefficients de réflexion r du miroir et définie par :

$$F(\omega) = \frac{r \left[\exp\left(i \frac{\omega - \omega_0}{\delta\nu_{ISL}}\right) - 1 \right]}{1 - r^2 \exp\left(i \frac{\omega - \omega_0}{\delta\nu_{ISL}}\right)} \quad (\text{III.49})$$

La puissance du faisceau réfléchi P_R arrivant sur le photodétecteur est donnée par [117] :

$$\begin{aligned}
P_R &= |E_R|^2 \\
P_R &= P_c |F(\omega)|^2 + P_s [|F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2] \\
&\quad + 2\sqrt{P_c P_s} \{ \text{Re}[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)] \cos(\Omega t) \\
&\quad + \text{Im}[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)] \sin(\Omega t) \} \\
&\quad + P_s [F(\omega + \Omega)F^*(\omega - \Omega) \exp(2i\Omega t) - F^*(\omega + \Omega)F(\omega - \Omega) \exp(-2i\Omega t)]
\end{aligned} \tag{III.50}$$

Avec :

- $P_c = J_0(\beta)^2 P_0$ la puissance de la porteuse (avec $P_0 = |E_0|^2$);
- $P_s = J_1(\beta)^2 P_0$ la puissance dans les bandes latérales (on suppose que les bandes latérales sont de même puissance et subissent le même déphasage).

Nous négligerons les termes en 2Ω et les termes constants qui sont filtrés par un filtre passe-bas après démodulation.

En pratique, la modulation sera rapide et proche de résonance. Dans ce cas, les bandes latérales sont considérées comme étant totalement réfléchies sur les miroirs de la cavité, ce qui implique :

$$F(\omega + \Omega) \sim F(\omega - \Omega) \sim 1 \tag{III.51}$$

Les composantes de phase correspondent aux termes en $\sin(\Omega t)$ et $\cos(\Omega t)$ de l'équation (III.50). Lors de la démodulation du signal, l'une des deux composantes peut être sélectionnée, en programmant la phase du signal de l'oscillateur local généré par une DDS par exemple. Dans ce cas, si l'on considère le cas où seul le terme en $\sin(\Omega t)$ subsiste dans l'équation (III.50), la puissance réfléchie sur la photodiode, correspondant au signal d'erreur ε , devient :

$$\varepsilon = 2\sqrt{P_c P_s} \text{Im}\{F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)\} \tag{III.52}$$

Le tracé du signal d'erreur correspondant est en figure III.38.

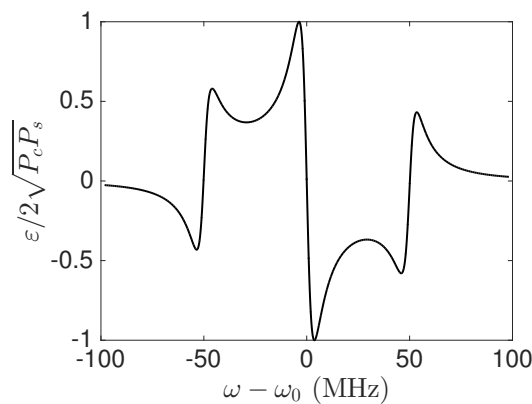


FIG. III.38 – Signal d'erreur obtenu via la méthode PDH avec $\Omega = 50$ MHz, $\delta\nu_{ISL} = 1$ GHz.

Nous pouvons mettre en relief la corrélation entre le champ réfléchi (autrement dit, le signal d'erreur) et le déphasage entre les bandes latérales et la porteuse, dans le cadre de l'approximation (III.51). En effet, si l'on décompose le coefficient complexe $F(\omega)$ par le produit de son module et de sa phase, on obtient : $F(\omega) = |F(\omega)| \exp(i\phi(\omega))$. L'équation (III.50) devient [118] :

$$E_R \sim E_0 \exp(i\omega t) [|F(\omega)| \exp(i\phi_0) + \beta \{ \exp[i(\Omega t + \phi_1)] + \exp[-i(\Omega t - \phi_1)] \}] \quad (\text{III.53})$$

Avec ϕ_0 et ϕ_1 respectivement la phase de la porteuse et des bandes latérales. On suppose que les deux bandes latérales sont déphasées de façon identique par rapport à la porteuse. La puissance du faisceau envoyée sur le photodétecteur dépend par conséquent du déphasage entre les trois composantes fréquentielles :

$$P_R \sim E_0^2 [|F(\omega)|^2 + 2\beta^2 - \{ \beta^2 \exp(2i\Omega t) + c.c. \} + |F(\omega)| \beta \{ \exp[i(\Omega t + \phi_1 - \phi_0)] - \exp[i(\Omega t - \phi_1 + \phi_0)] + c.c. \}] \quad (\text{III.54})$$

Après démodulation, le signal d'erreur devient [118] :

$$\varepsilon \propto 2E_0^2 \beta (\phi_1 - \phi_0) \quad (\text{III.55})$$

Nous venons ainsi de démontrer que la modulation du faisceau laser injecté dans une cavité permet de connaître le déphasage entre la porteuse et les bandes latérales. Ceci permet d'obtenir un profil dispersif correspondant au signal d'erreur qui permet d'asservir la fréquence du laser. En stabilisant la fréquence relative des deux lasers mis en jeu lors de l'imagerie sub-longueur d'onde, nous pouvons ainsi réaliser l'asservissement en phase des deux réseaux et par conséquent maintenir la fréquence d'imagerie constante sur le site à activer.

4.4.2. Montage expérimental

Le montage expérimental pour l'asservissement en phase des deux lasers a été conçu pour pouvoir injecter les deux faisceaux modulés en phase dans une cavité, afin de mettre en oeuvre la méthode Pound-Drever-Hall.

Cavité

Dans le cadre du dispositif expérimental, le choix s'est porté sur une cavité linéaire pour sa simplicité. En effet, elle est constituée d'un miroir plan et d'un miroir concave de rayon $r = 300$ mm, séparés de 194.46 mm. L'intervalle spectral libre correspondant est ainsi de 771.37 MHz, d'après l'équation (III.47). Par conséquent, de nombreux modes peuvent osciller dans la cavité. Les miroirs sont traités pour être réfléchissants sur la gamme spectrale 990-1530 nm avec un coefficient de réflexion supérieur à 99,7 %. La cavité est ainsi résonante pour le double réseau. Le matériau utilisé pour le corps de la cavité est l'invar. Il a été sélectionné pour son faible coefficient de dilatation, ce qui permet d'avoir des propriétés mécaniques peu sensibles à la température. L'existence d'un coefficient de dilatation non nul permet néanmoins d'asservir la fréquence de la cavité sur une référence absolue, et par conséquent de fixer la fréquence des lasers qui lui sont liés également de façon absolue.

D'autre part, sachant que le coefficient de réflectivité des miroirs est de $R = 99,7$ %, nous pouvons estimer la finesse \mathcal{F} définie par :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = 1046 \quad (\text{III.56})$$

Cette quantité est liée au temps de vie des photons dans la cavité, limité par les pertes dues au coefficient de réflexion des miroirs. La largeur des modes fréquentiels $\delta\nu$ est ainsi estimée via l'équation suivante :

$$\mathcal{F} = \frac{\delta\nu_{ISL}}{\delta\nu} \Leftrightarrow \delta\nu = \frac{\delta\nu_{ISL}}{\mathcal{F}} \sim 1 \text{ MHz} \quad (\text{III.57})$$

Cette raie étroite implique une bonne résolution spectrale afin de mesurer de façon précise les variations de phase.

Par ailleurs, la cavité est asservie en température via un module Peltier pour limiter les variations de la longueur de la cavité et s'assurer que les modes correspondant aux deux lasers soient toujours à résonance. Le design mécanique a tenu compte de cela, comme nous pouvons le constater en figure III.39.

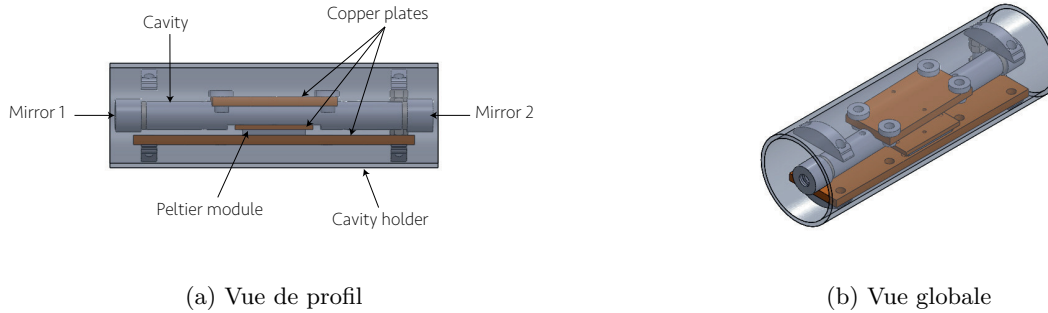


FIG. III.39 – Design du support mécanique de la cavité. (a) Vue de profil du support mécanique : les plaques de cuivre sont disposées de part et d'autre du support de la cavité (b) Vue globale tridimensionnelle.

Banc optique

Le schéma du dispositif expérimental est en figure III.40. Les lasers sont modulés en phase par des modulateurs électro-optiques fibrés avec une bande passante de 10 GHz. Un oscillateur local génère l'onde RF qui va réaliser cette modulation après amplification. En pratique, la fréquence choisie est de 20 MHz.

Les faisceaux en sortie du laser sont sélectionnés en polarisation avec une lame demi-onde puis injectés ensemble dans la cavité grâce à un miroir dichroïque. En effet, celui-ci est traité pour réfléchir les faisceaux dont la longueur d'onde se situe entre 700 et 1100 nm, et transmettre ceux dont la longueur d'onde est supérieure à 1100 nm (jusqu'à 1700 nm). D'autre part, des lames quart d'onde ont été disposées sur le banc afin d'obtenir une polarisation circulaire, dans le but d'optimiser la réflexion des faisceaux sur les miroirs (dont les coefficients de réflexion dépendent de la polarisation du champ incident). Les faisceaux transmis par la cavité sont focalisés sur une photodiode.

Suite à cela, le signal obtenu sur la photodiode est démodulé avec un mélangeur de signaux pour obtenir la différence de phase. Un filtre passe-bas a été disposé en sortie afin de s'assurer de la qualité du signal. Enfin, le circuit proportionnel-intégrateur envoie un signal correctif au laser.

4.4.3. Résultats

Asservissement en température

Dans un premier temps, l'asservissement en température de la cavité de transfert a été réalisé dans le but d'éviter les fluctuations de la taille de celle-ci, afin de maintenir les fréquences de résonance constantes. Pour cela, une carte électronique programmable, de type *Arduino*, joue le rôle d'un intégrateur numérique. En effet, à partir du relevé des mesures de températures effectué à l'aide de thermistances, elle permet de comparer le signal reçu à une consigne programmée et de calculer le signal analogique à envoyer au MOSFET, ce composant régulant le courant de l'alimentation à envoyer au module Peltier. Celui-ci sert à générer un gradient de température pour

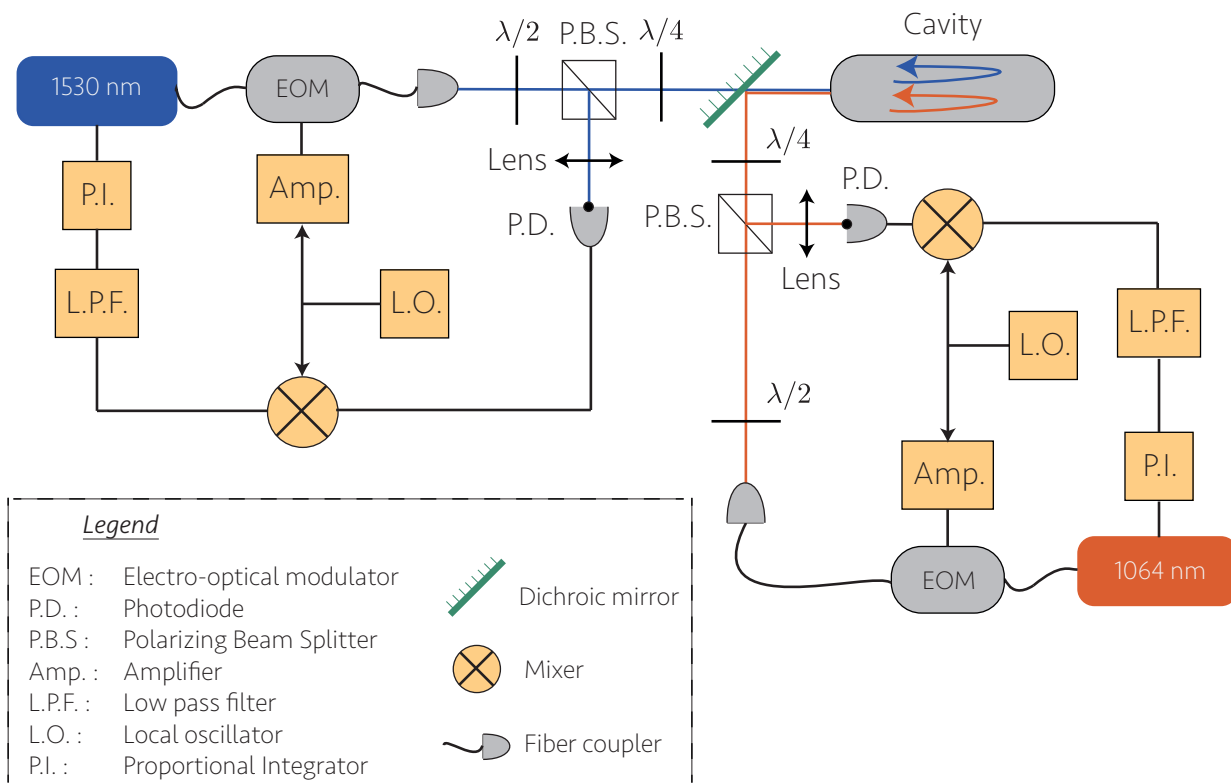


FIG. III.40 – Schéma du banc optique pour l’asservissement en phase des deux faisceaux du double réseau

refroidir/chauffer la cavité afin que sa température reste constante. Le schéma du principe d’asservissement est en figure III.41. Le choix de la carte électronique programmable a été effectué afin d’avoir un outil numérique pour relever directement les données relatives à cet asservissement (mesures des températures, signal d’erreur...), mais aussi par rapport à la bande-passante de la boucle d’asservissement intégrée. En effet, la cavité représente un grand volume dont la température est à asservir, ce qui implique des temps caractéristiques longs et une bande-passante de la boucle d’asservissement qui doit couvrir les basses fréquences (\sim mHz dans notre cas).

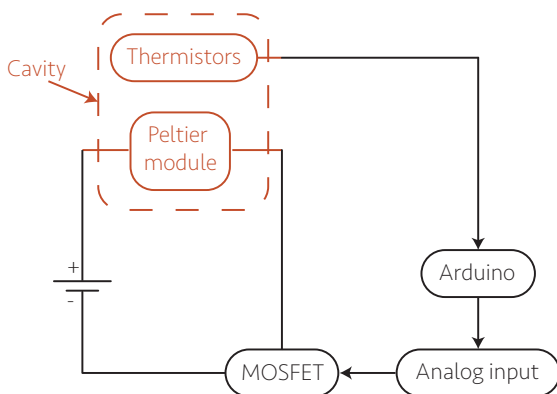


FIG. III.41 – Schéma du montage expérimental servant à asservir la température de la cavité

La température de la cavité est asservie grâce à ce dispositif en 10 minutes à 24°C, comme nous pouvons le constater sur la courbe en figure III.42. En effet, c’est la durée nécessaire pour

que les fluctuations du signal d'erreur soient très faibles et centrées en 0. Ceci se traduit par une faible amplitude de variation sur les températures relevées au-delà de 10 minutes après le début de l'asservissement (inférieure à $0,03^{\circ}\text{C}$).

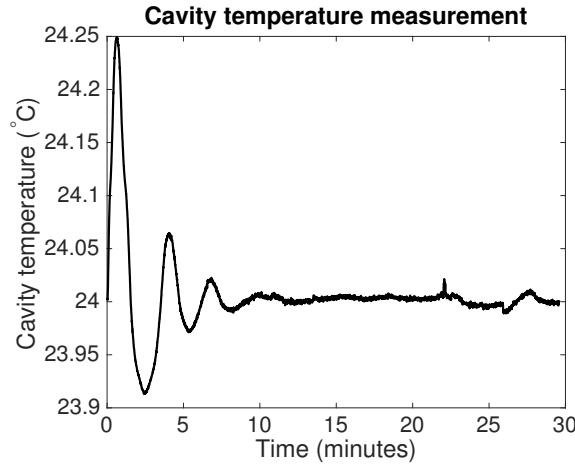


FIG. III.42 – Mesure de la température (moyenne entre deux thermistances situées de part et d'autre de la cavité).

Mesure de l'intervalle spectral libre

Le parcours optique du laser de longueur d'onde 1530 nm a été aligné, ce qui a permis de mesurer l'intervalle spectral libre (ISL) pour connaître précisément les modes de la cavité. L'ISL est mesuré en balayant la fréquence d'une des bandes latérales générée par le modulateur électro-optique. Il a précédemment été estimé à 771.37 MHz, d'après la longueur théorique de la cavité (194.46 mm).

Sur la figure III.43 est tracé le signal réfléchi par la cavité et collecté sur la photodiode. Trois modes de la cavité sont mis en exergue, soit deux ISL. En moyennant ces mesures, nous pouvons ainsi estimer plus précisément la différence fréquentielle entre deux modes résonants, qui s'élève à 781.6 MHz, soit un écart d'1.3 % avec la valeur calculée précédemment.

Signal d'erreur et asservissement de la fréquence

Suite à cela, après démodulation du signal, le signal d'erreur a été obtenu pour le laser dont la longueur d'onde est de 1530 nm. Il est tracé en figure III.44. Nous pouvons constater qu'il est similaire au signal calculé sur la figure III.38.

L'asservissement a été réalisé grâce à une carte électronique de type *Red Pitaya*. Elle dispose de multiples applications qui permettent de disposer d'un laboratoire d'électronique "de poche" : oscilloscope, analyseur de spectre... Parmi les outils proposés, un contrôleur PID (*Proportional Integrator Differential*, ou circuit proportionnel intégrateur) permet d'asservir les paramètres à contrôler à partir du signal d'erreur enregistré sur cette carte. Une capture d'écran du signal d'erreur enregistré sur l'application est en figure III.45a (en bleu). Ce signal, centré en 0, montre que la fréquence du laser est contrôlée par la boucle d'asservissement mise en place. La bande passante de l'ensemble du système a été caractérisée en faisant la transformée de Fourier du signal d'erreur (cf. figure III.45b). Elle s'élève à 118 kHz, cette valeur ayant été obtenue suite à l'ajustement de la courbe avec une fonction gaussienne.

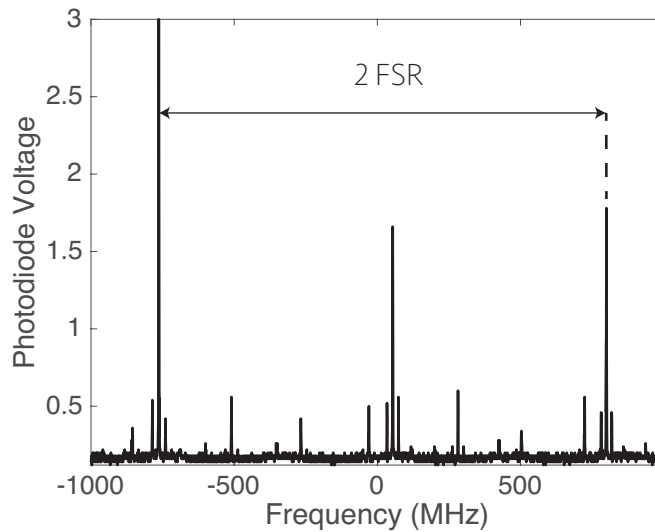


FIG. III.43 – Mesure de l'intervalle spectral libre de la cavité. *FSR* : *Free Spectral Range* ou Intervalle Spectral Libre (ISL).

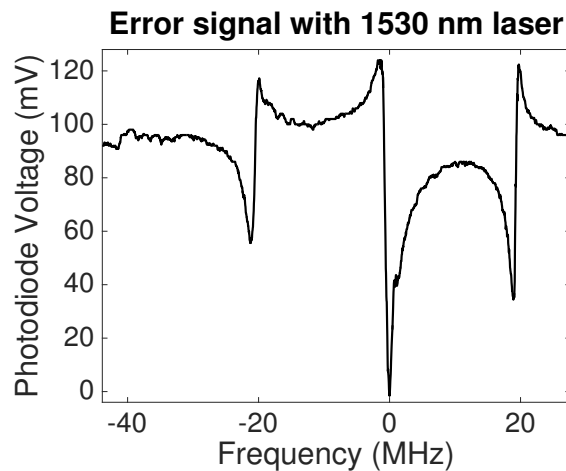


FIG. III.44 – Signal d'erreur obtenu expérimentalement avec le laser de longueur d'onde 1530 nm.

5. Conclusions et perspectives

Ainsi, dans ce chapitre, le principe d'une technique d'imagerie superrésolue d'atomes froids piégés dans des réseaux a été exposée, inspirée des méthodes utilisées en biophotonique. Des simulations numériques ont été menées pour démontrer que le couplage des états fondamental et excité de la transition D2 du Rubidium 87 avec un double réseau dont les longueurs d'onde ont été choisies avec soin permettait de moduler la fréquence de résonance. Les sites peuvent ainsi être détectés de façon contrôlée, afin de les localiser avec une précision sub-longueur d'onde. Les calculs ont également permis de mettre en avant un autre avantage de cette méthode, qui est l'aptitude à sélectionner l'état de spin de l'atome détecté suivant la polarisation des champs appliqués. Enfin, nous avons également présenté la manière dont cette méthode peut être transposée dans le cas de la détection du potassium 40. Des efforts seront à poursuivre afin de mener une étude quantitative plus poussée. De plus, les différentes briques technologiques nécessaires à la réalisation

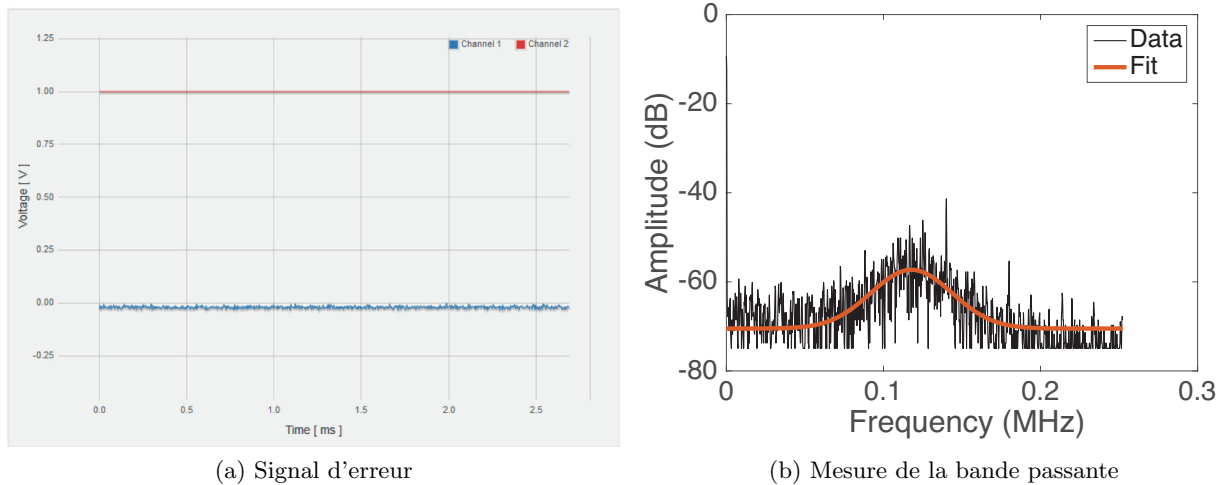


FIG. III.45 – Résultats expérimentaux de l'asservissement en phase du laser de longueur d'onde 1530 nm sur une cavité. (a) Signal d'erreur obtenu expérimentalement avec le laser de longueur d'onde 1530 nm après asservissement (en bleu). (b) Mesure de la bande passante de l'ensemble de la boucle d'asservissement.

de cette technique ont été détaillées avec les résultats expérimentaux liés à l'implémentation de chaque dispositif. Par manque de temps, je n'ai pu finir l'asservissement en phase avec le laser de longueur d'onde 1064 nm et réaliser les premières images superrésolue d'atomes froids piégés dans des réseaux. Cet objectif sera à atteindre par les doctorants qui prendront le relais dans la suite de ce projet.

Pour la suite du projet, il faut également adapter cette technique lorsqu'il s'agira de détecter la distribution d'atomes dans le réseau nanostructuré généré à l'aide de la surface (cf. chapitre 1). Dans ce cas, ce réseau remplacera celui généré par le laser de longueur d'onde 1064 nm pour l'état fondamental. La fréquence de résonance dépendra de la position des atomes dans les sites grâce à la modulation de l'état excité dont la périodicité (764.65 nm) est beaucoup plus grande que celle du réseau nanostructuré (typiquement de 50 nm, cf. figure III.46). Cependant, ceci requiert un système d'imagerie avec une résolution de l'ordre de 750 nm, supérieure à celle du système de détection présenté dans ce chapitre (1.8 μm). Une solution proposée est d'augmenter la périodicité de modulation de l'état excité en introduisant un angle entre les deux faisceaux contre-propageants. Par ailleurs, une étude de la génération du potentiel nanostructuré est en cours, ce qui permettra dans l'avenir d'appliquer les calculs que nous venons d'exposer dans ce cas de figure.

Lors du transport d'atomes au voisinage de la surface nanostructurée, il faudra également tenir compte du taux de remplissage des sites. En effet, pour un réseau avec une distance intersite très faible, il faut augmenter la densité atomique de façon importante pour assurer ce remplissage, ce qui sera compliqué pour les atomes de rubidium. En revanche, les atomes de potassium présentent l'avantage d'avoir des résonances de Feshbach importantes, ce qui est un atout pour augmenter la densité atomique pour charger le réseau.

Dans le chapitre suivant, il s'agira de réaliser des simulations numériques sur une nouvelle méthode permettant le transport d'un gaz d'atomes ultrafroids dans le champ proche de la surface qui permettra de réaliser le potentiel bidimensionnel nanostructuré pour les simulations quantiques

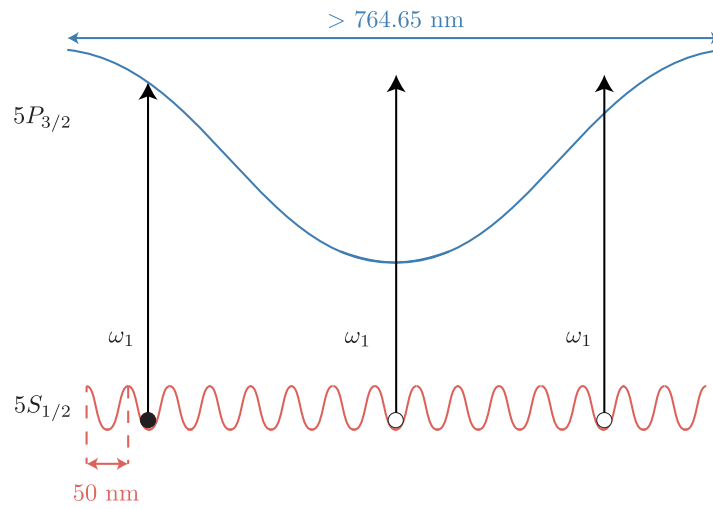


FIG. III.46 – Schéma du principe de la méthode d'imagerie sub-longueur d'onde adaptée à la détection d'atomes piégés dans un potentiel nanostructuré.

de la matière condensée.

Chapitre IV

Simulation du transport d'atomes ultrafroids dans le champ proche d'une surface

Sommaire

1. Transport adiabatique des atomes jusqu'à 5 microns de la surface	149
1.1. Définition de la stratégie de piégeage	150
1.2. Transport d'atomes avec le piège hybride	151
1.3. Transition vers le piège de surface	153
1.4. Transport d'atomes avec le piège de surface	153
2. Transport adiabatique des atomes à 250 nm de la surface	157
2.1. Conception du piège	157
2.2. Protocole du transport adiabatique	162
2.3. Limite principale du piège : les forces de Casimir	164
3. Conclusions et Perspectives	166

Afin de mener les expériences de simulation quantique, il faut refroidir les atomes jusqu'à obtenir un condensat de Bose-Einstein. Cependant, l'objectif de l'expérience AUFRONS est de mener des expériences de simulation quantique avec un potentiel bidimensionnel sublongueur d'onde généré au voisinage d'une surface nanostructurée. Afin de faciliter l'accès optique pour les étapes de refroidissement, le montage expérimental a été conçu avec la surface excentrée du centre de l'enceinte à vide. Par conséquent, il faut définir une stratégie afin de rapprocher les atomes dans le voisinage de la surface où sera généré le potentiel nanostructuré bidimensionnel. Nous avons explicité dans les chapitres antérieurs que les atomes interagissent principalement avec deux catégories de champs : les champs électriques et les champs magnétiques. Ces interactions permettent de créer les minima de potentiel dans lesquels les atomes sont confinés. La solution que nous avons étudiée peut être divisée en deux étapes. La première consiste à rapprocher les atomes à $5 \mu\text{m}$ de la surface en utilisant à la fois le piège hybride étudié dans le deuxième chapitre et en générant un piège magnétique avec une micropuce. Dans un deuxième temps, un nouveau type de piège hybride est mis en place, composé cette fois-ci du piège magnétique créé par cette micropuce et d'un piège dipolaire généré par un faisceau rétro-réfléchi sur un miroir métallique, qui permettent de transporter les atomes à 250 nm de la surface. L'objectif du chapitre est ainsi de réaliser des simulations numériques sur ce transport d'atomes ultrafroids afin d'anticiper les résultats expérimentaux.

1. Transport adiabatique des atomes jusqu'à 5 microns de la surface

Dans cette partie du chapitre, il s'agit d'étudier la stratégie de transport du gaz d'atomes ultrafroids dans le but de transporter les atomes adiabatiquement du centre de l'enceinte à vide à $5 \mu\text{m}$ de la surface. Pour cela, un champ magnétique de biais sera d'abord ajouté au piège hybride mis en place lors de la séquence expérimentale de refroidissement pour transporter les atomes sur l'axe du piège dipolaire. Puis, les champs magnétiques générés par les courants circulant dans les

fil d'une micropuce serviront à rapprocher les atomes dans la direction de la surface, à 5 microns de celle-ci.

1.1. Définition de la stratégie de piégeage

1.1.1. Transport du nuage au voisinage de la surface : atomes guidés grâce au piège hybride

Dans un premier temps, il s'agit de rapprocher les atomes de la surface qui est excentrée dans l'enceinte à vide. En effet, pour garantir un accès optique aux faisceaux du MOT, la surface sera positionnée à un centimètre du centre de l'enceinte à vide suivant l'axe $[Oy]$ (cf. figure IV.1).

Dans le chapitre 2, nous avons décrit la séquence expérimentale permettant de refroidir les atomes jusqu'au régime de dégénérescence quantique. Celle-ci comporte une étape de refroidissement dans un piège hybride, qui repose à la fois sur l'interaction avec un faisceau focalisé et fortement désaccordé et sur l'interaction avec un champ magnétique. Le transport des atomes au voisinage de la surface revient ainsi à trouver un moyen de les guider dans le faisceau, puisque celui-ci est positionné sur l'axe $[Oy]$, si l'on se réfère à nouveau au schéma IV.1. La solution envisagée est de jouer sur les champs magnétiques générés par les bobines de compensation. En effet, dans le plan (Oxy) , la position du minimum de potentiel est fixée par le piège magnétique. Les atomes peuvent donc être guidés au voisinage de la surface via l'augmentation du champ de biais dans l'axe du faisceau.

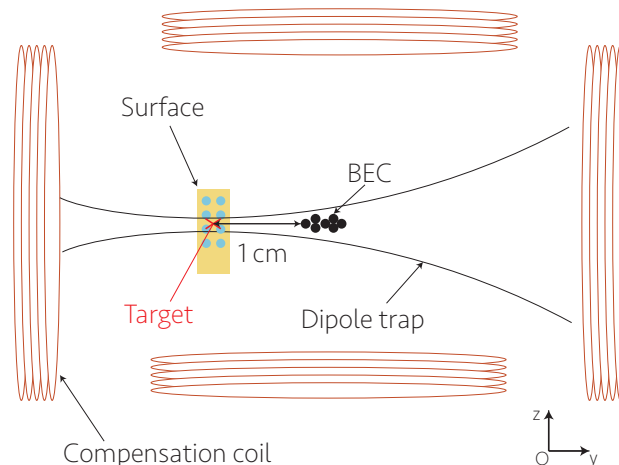
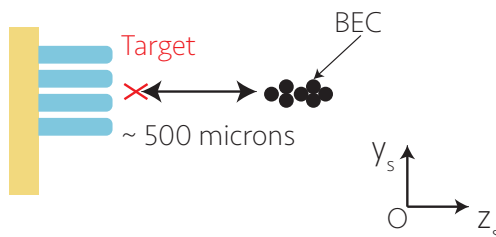


FIG. IV.1 – Transport du condensat de Bose-Einstein grâce au piège hybride suivant l'axe $[Oy]$.

1.1.2. Transport adiabatique à 5 microns de la surface

Après être parvenu à guider les atomes sur l'axe $[Oy]$, les atomes seront positionnés à quelques centaines de microns suivant la normale de la surface qui sera appelée $[Oz_s]$ dans la suite du manuscrit (cf. figure IV.2).

Pour rapprocher davantage les atomes de la surface, il faut parvenir à piéger les atomes sur la distance séparant la surface nanostructurée de la position du piège hybride. Le principe de la méthode employée repose sur l'utilisation de la micropuce qui permet de générer un piège magnétique. En effet, cette puce est constituée de fils micrométriques gravés sur un substrat [119], dans lesquels circulent des courants continus qui génèrent des champs magnétiques. La miniaturisation réduit les distances et engendre un plus fort confinement [120]. En outre, le profil de champ magnétique dépend de la géométrie des fils. Les micropuces offrent ainsi des configurations de piégeage diversifiées. Ceci permet de réaliser un piège près d'une surface et de manipuler les atomes proches de celle-ci.

FIG. IV.2 – Transport du condensat de Bose-Einstein suivant l'axe $[Oz_s]$.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons montrer les simulations numériques qui ont été réalisées pour déterminer la faisabilité de cette stratégie de transport, reposant à la fois sur le piège hybride utilisé lors de la séquence expérimentale et un piège de surface.

1.2. Transport d'atomes avec le piège hybride

La première étape de ce protocole de transport utilise le piège hybride utilisé pour la séquence expérimentale afin de rapprocher les atomes de la surface suivant l'axe $[Oy]$ (cf. figure IV.1).

Pour cette étape de transport, nous allons considérer le faisceau du piège dipolaire focalisé sur la surface au lieu du centre de l'enceinte à vide. De plus, les paramètres de ce faisceau sont modifiés par rapport à l'expérience du piège hybride réalisée précédemment, avec un *waist* de $100 \mu\text{m}$ et une puissance de $1,5\text{W}$. Ces changements ont été opérés afin d'augmenter la longueur de Rayleigh, tout en gardant des fréquences de piégeage proches de celles en fin d'évaporation ($\sim 100 \text{ Hz}$ suivant $[Ox]$, $[Oz]$ et de la dizaine de Hz suivant $[Oy]$). En effet, la longueur de Rayleigh correspond à la distance sur laquelle les atomes peuvent être guidés avec un fort confinement transverse.

Le potentiel correspondant à ces nouvelles conditions initiales de transport a été calculé en figure IV.3. Les fréquences de piège sont $\omega/2\pi = (108; 19; 104) \text{ Hz}$. Les lignes d'isopotentiels en figure IV.3b et les tracés de contours du champ magnétique en figure IV.3c¹ permettent de comparer la position du piège magnétique suivant l'axe $[Oy]$ avec la position du minimum de potentiel total. Nous pouvons déduire de ces courbes que le piège magnétique est bien celui qui permet de confiner les atomes sur cet axe.

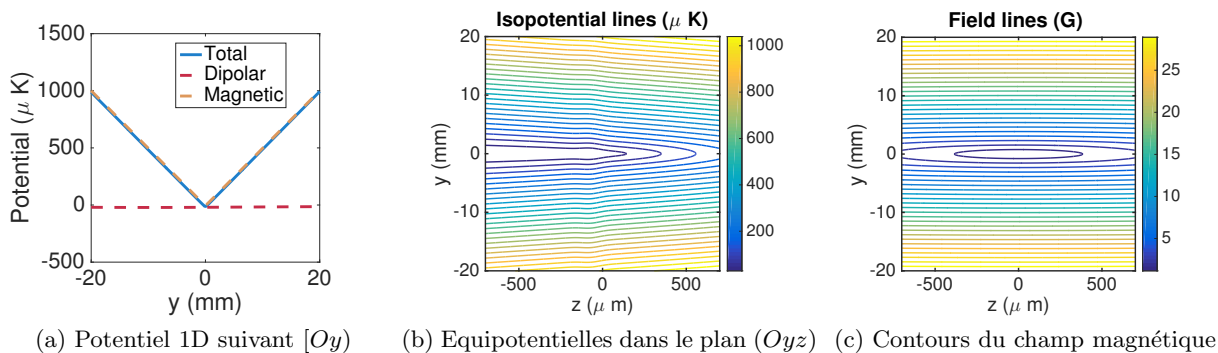


FIG. IV.3 – Potentiel de piégeage initial. (a) Profils 1D des potentiels mis en jeu suivant $[Oy]$. (b) Tracé des équipotentiels dans le plan (Oyz) . (c) Tracé de contours du champ magnétique dans le plan (Oyz) .

1. Ces lignes correspondent aux tracés des champs constants, de la même façon que les équipotentiels délimitent les zones où le potentiel est constant.

Nous avons ensuite réalisé des simulations numériques sur l'évolution du potentiel de piégeage en fonction de l'augmentation du champ de biais généré par des bobines Helmholtz positionnées perpendiculairement à l'axe de transport ($[Oy]$). D'après la courbe IV.4b, nous pouvons constater que la position du piège a été translatée d'un centimètre sur l'axe $[Oy]$ lorsque ce champ vaut 15 G, tout en conservant les positions initiales sur les autres axes. De plus, l'évolution des fréquences de piégeage au cours du processus est reportée en figure IV.4a, où nous pouvons constater que les fréquences de piège sont importantes dans deux directions de l'espace ($[Ox]$, $[Oz]$), et plus faibles sur l'axe $[Oy]$. Ceci permet d'avoir un confinement efficace sans avoir des collisions à trois corps.

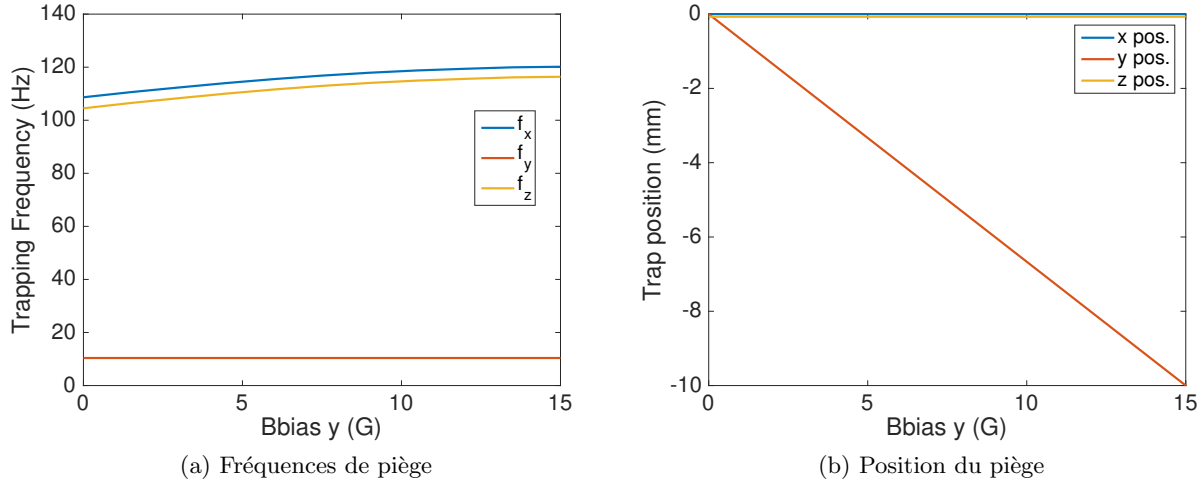


FIG. IV.4 – Transport dans le piège hybride : évolution des paramètres du piège en fonction du champ de biais B_y . (a) Fréquences de piège ($f = \omega/2\pi$). (b) Positions du piège.

Le potentiel final de cette étape est tracé en figure IV.5. La position finale du minimum de champ magnétique coïncide bien avec celle du minimum de potentiel total sur l'axe $[Oy]$, si l'on compare les équipotentielles en figure IV.5b et les contours du champ en figure IV.5c. Les fréquences de piège sont proches de celles en début du transport : $\omega/2\pi = (120; 19; 116)$ Hz.

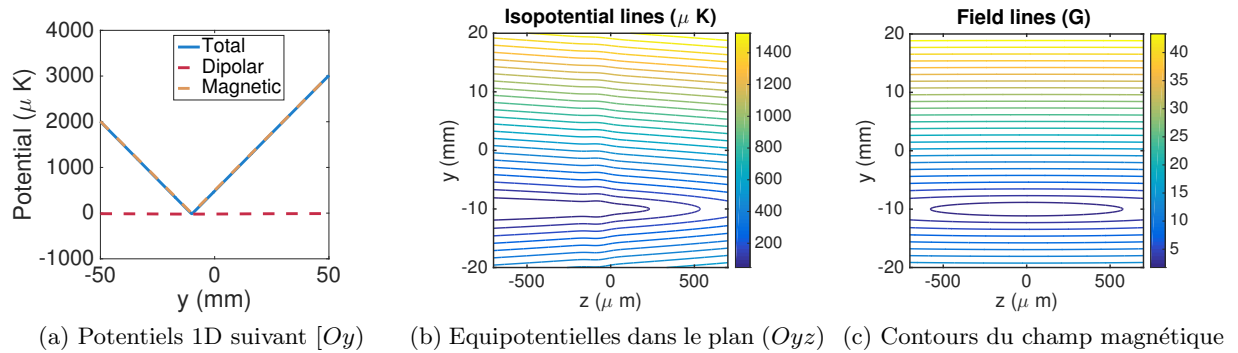


FIG. IV.5 – (a) Potentiel de piégeage final. (b) Lignes d'isopotentiels dans le plan (Oyz) . (c) Contours du champ magnétique dans le plan (Oyz) .

Par conséquent, la stratégie de piégeage envisagée en début de chapitre permet d'atteindre les objectifs fixés, en transportant le nuage atomique au voisinage de la surface. Toutefois, il est important de préciser que ces calculs ont été réalisés pour un piège quadrupolaire parfait, qui

ne tient pas compte de la géométrie des bobines. Ces simulations constituent donc une première approximation du résultat mais des effets de taille finie pourraient apparaître.

1.3. Transition vers le piège de surface

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à la manière dont la transition peut être assurée entre le piège précédemment étudié et le piège de surface qui servira par la suite à transporter les atomes à 5 microns de la surface. Pour cela, nous nous sommes référés à des travaux effectués par l'équipe de J. Fortágh [121] et de C. Zimmermann [122], qui ont transporté dans le champ proche d'une surface un gaz d'atomes froids guidé dans un piège optique. La transition entre le piège optique et le piège de surface s'est effectuée en maintenant les atomes dans un état de spin polarisé grâce à un champ magnétique. En effet, ceci permet d'éviter les pertes par effet Majorana lors de la transition vers le piège de surface qui est purement magnétique. Nous avons ainsi rajouté dans le cadre de cette étude un champ magnétique additionnel de 5 Gauss suivant l'axe $[Oz]$ pour maintenir une polarisation de l'état de spin lors de la transition entre les deux pièges. Ceci change légèrement la position du piège en $z = -83 \mu\text{m}$, mais les fréquences du piège sont toujours du même ordre de grandeur.

1.4. Transport d'atomes avec le piège de surface

Nous avons vu que la dernière étape de la stratégie envisagée pour transporter les atomes à 5 microns de la surface reposait sur l'utilisation du piège magnétique créé par une micropuce. Il s'agit alors de calculer le potentiel de piégeage créé par cette micropuce à partir de la configuration choisie pour la géométrie des fils.

Tout d'abord, définissons un nouveau repère pour réaliser les simulations numériques. En effet, jusqu'à présent, nous utilisons le repère utilisé pour le montage expérimental (cf. figure IV.1). Or, le piège étudié dans cette partie du chapitre est généré à partir de la micropuce située sur la surface nanostructurée. Pour simplifier le problème, nous allons ainsi considérer le repère $(O; x_s; y_s; z_s)$, où (Oz_s) est la normale à la surface (cf. figure IV.2).

Nous avons vu précédemment qu'un piège magnétique est réalisé grâce à la création d'un minimum du champ magnétique \vec{B} , qui correspond au minimum de potentiel de piégeage, d'après l'équation (I.70). Or, la somme du champ \vec{B}_{bias} et du champ magnétique généré par le fil traversé par un courant permet de créer un minimum de champ (cf. figure IV.6).

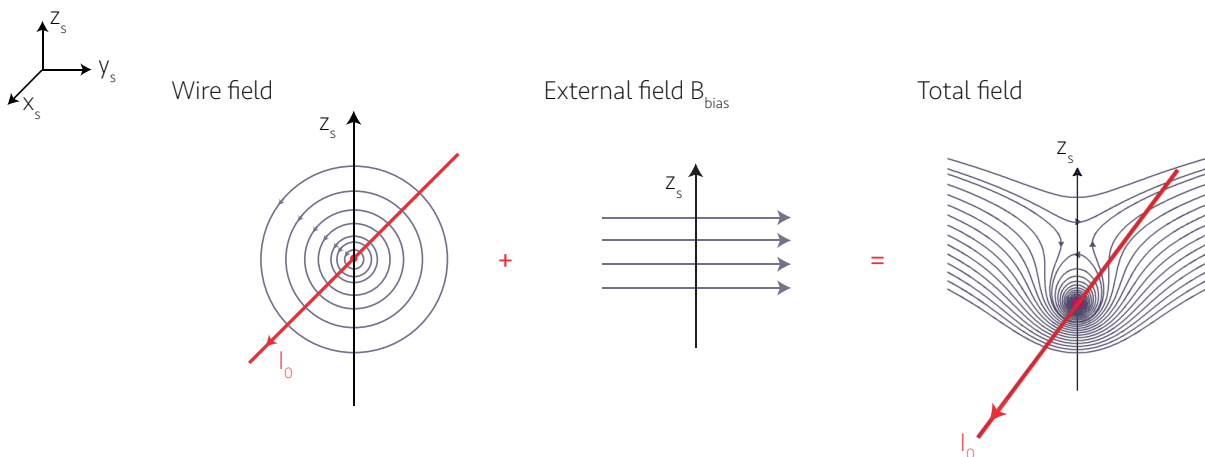


FIG. IV.6 – Schéma du principe du piège magnétique. Source : [119]

Cependant, si on a un minimum nul du champ, des retournements de spin se produisent et provoquent des pertes d'atomes dans le piège (effet Majorana) car le moment magnétique des

atomes ne peut s'aligner avec le champ magnétique [120, 119], comme nous l'avons évoqué au cours de la séquence expérimentale de refroidissement. Pour avoir un minimum non nul, une solution communément envisagée consiste à adopter une configuration du fil tel que celui-ci forme un Z (cf. figure IV.7). En effet, les extrémités courbées produisent un champ magnétique supplémentaire, perpendiculaire au champ de biais. De plus, elles assurent un confinement longitudinal qui s'ajoute au confinement transverse.

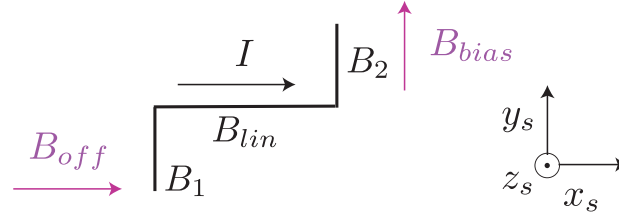


FIG. IV.7 – Schéma du piège en Z

Pour nos applications, le piège en Z conventionnel a été modifié pour des raisons qui seront exposées dans la suite du chapitre. De plus, la micropuce étant translatée de $-400 \mu\text{m}$ dans la direction (O, y_s) , le champ de biais est dans le plan (O, y_s, z_s) pour former le piège au niveau de la nanostructure. La configuration des fils de cette micropuce est en figure IV.8.

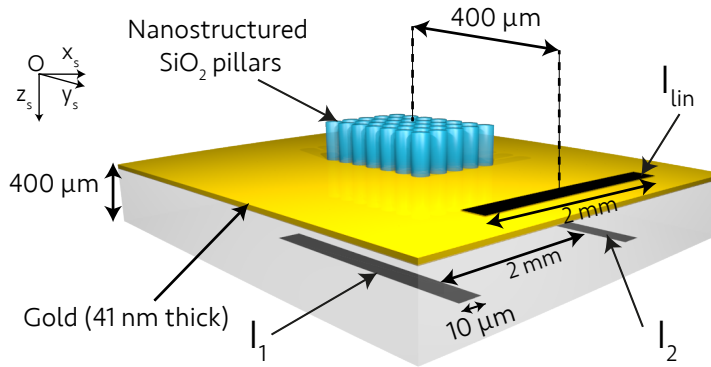


FIG. IV.8 – Configuration de la micropuce. Un nouveau repère a été défini par rapport à ce piège de surface : $(O; x_s; y_s; z_s)$. Modélisation 3D de la surface nanostructurée : ©Maxime Bellouvet.

La géométrie des fils étant déterminée, calculons les champs magnétiques \vec{B}_i créés par chacun des segments du fil i grâce à loi de Biot-Savart :

$$\vec{B}_i = \frac{\mu_0 I_i}{4\pi r} \vec{e}_i \quad (\text{IV.1})$$

Avec μ_0 la perméabilité du vide, I_i le courant circulant dans le fil i , r la distance entre le centre du fil et le point où l'on calcule le champ magnétique. Les champs associés aux fils i correspondent à ceux générés par I_1 et I_2 , et I_{lin} , schématisés sur la figure IV.8.

A ces champs s'ajoute le champ de biais \vec{B}_{bias} pour donner le champ magnétique total :

$$\vec{B}_{tot} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_{lin} + \vec{B}_{bias} \quad (\text{IV.2})$$

Finalement, en injectant le résultat dans l'équation (I.70), on parvient à calculer le potentiel d'interaction entre les atomes confinés et le champ appliqué.

Pour transporter les atomes entre $z_s \sim 500$ microns et $z_s \sim 5$ microns de la surface, nous avons réalisé des simulations numériques pour lesquelles nous avons adapté le champ de biais de manière à modifier la position du nuage tout en conservant un confinement efficace. Ce champ est généré grâce aux champs magnétiques produits par les courants circulant dans les fils : $I_1 = I_2 = 0.2$ A, $I_{lin} = 1.5$ A.² Ces valeurs seront maintenues constantes tout au long du processus.

Pour réaliser les simulations numériques, considérons une situation initiale pour laquelle la surface est en position quasi-verticale. L'axe $[Oy_s)$ devient ainsi parallèle à l'axe $[Oz)$, si l'on se réfère aux schémas IV.1 et IV.2. Ce positionnement correspond à celui de la surface lors du transport d'atomes de $z_s \sim 5$ microns à $z_s = 250$ nm qui sera étudié dans la suite de ce chapitre.

De plus, nous avons vu précédemment qu'un champ de biais suivant $[Oy_s)$ (ou $[Oz)$) de 5 Gauss a été ajouté à la fin de la première étape de transport pour que les atomes soient maintenus dans un état de spin lors de la transition entre les deux pièges. Un champ de biais est ainsi présent dès le début de ce transport réalisé à l'aide de la micropuce.

D'autre part, l'étude réalisée sera divisée en deux temps. La séquence envisagée pour ce transport est représentée en figure IV.9. Tout d'abord, un champ magnétique de biais suivant $[Oz_s)$ sera ajouté, puis augmenté progressivement jusqu'à 7.45 G pour ramener les atomes à 200 microns de la surface. Puis, le champ de biais suivant $[Oy_s)$ sera diminué jusqu'à 0.1 G afin de poursuivre le transport jusqu'à atteindre $z_s \sim 5$ microns. Il s'agit alors de calculer le potentiel de piégeage en fonction de ces deux paramètres.

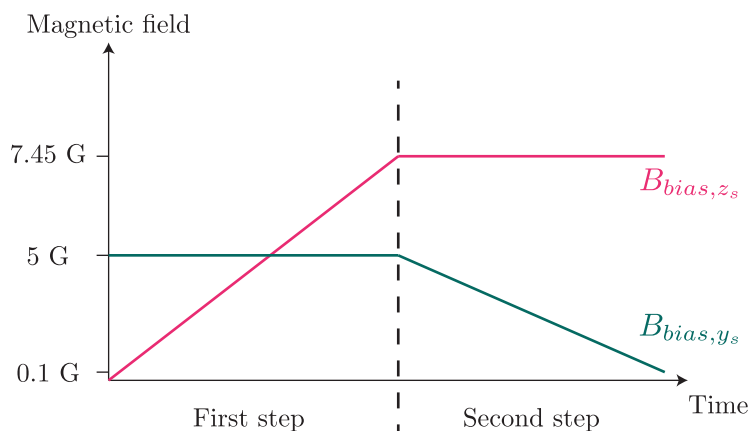


FIG. IV.9 – Séquence de transport pour ramener les atomes à 5 microns de la surface à l'aide d'une micropuce.

Nous nous sommes ainsi intéressés dans un premier temps à l'évolution du piège en fonction de l'augmentation du champ de biais B_{bias,z_s} , reportée sur la figure IV.10a. Nous pouvons déduire de la figure IV.10a que le nuage se rapproche de la surface jusqu'à atteindre $z_s = 190$ μ m lorsque ce champ vaut 7.45 G. De plus, le confinement est assuré dans les directions $[Oy_s)$ et $[Oz_s)$ avec des fréquences de piégeage évoluant de 100 à 400 Hz (cf. figure IV.10b). Le faible confinement suivant $[Ox_s)$ (fréquence de piège de l'ordre de quelques Hz) évite les collisions à trois corps.

Ensuite, nous avons calculé le potentiel de piégeage lorsque le champ de biais suivant $[Oy_s)$ diminue progressivement de 5 à 0.1 G. Comme nous pouvons le constater sur la figure IV.11a, la position du piège atteint $z_s = 5$ microns à la fin du processus, ce qui correspond à l'objectif fixé. Le confinement est maintenu avec de fortes fréquences de piège, de l'ordre de 300 Hz, suivant

2. Ces valeurs ont été choisies par rapport au transport adiabatique visant à rapprocher les atomes à 250 nm de la surface, qui sera étudié en deuxième partie du chapitre.

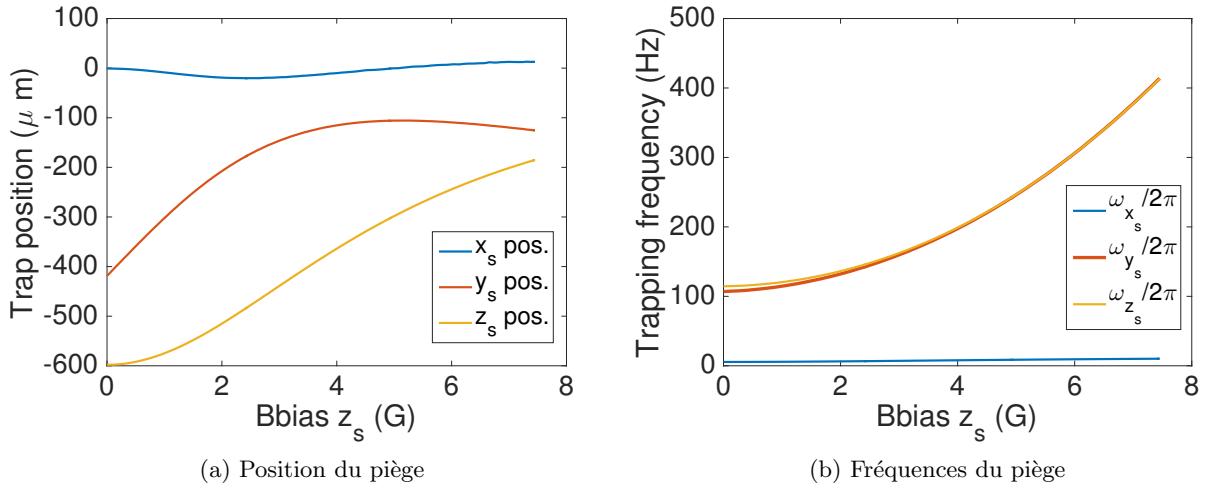


FIG. IV.10 – Paramètres du transport en fonction de l'augmentation du champ de biais sur la direction $[Oz_s]$. (a) Position du piège dans le repère $(O; x_s; y_s; z_s)$. (b) Fréquences du piège.

$[Oy_s]$ et $[Oz_s]$ (cf. figure IV.11b).

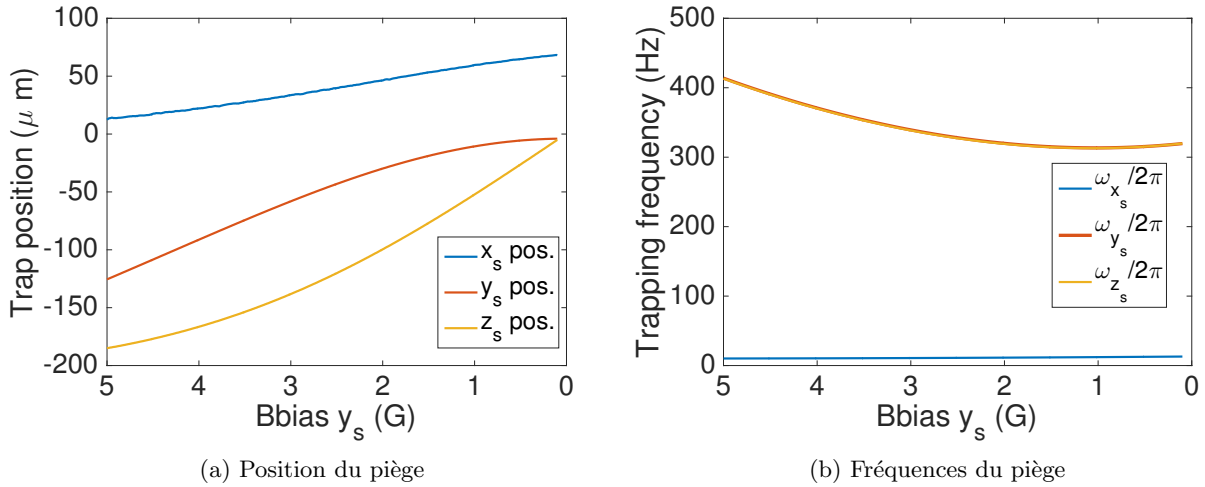


FIG. IV.11 – Paramètres du transport en fonction de la diminution du champ de biais sur la direction $[Oy_s]$. (a) Position du piège dans le repère $(O; x_s; y_s; z_s)$. (b) Fréquences du piège.

Ainsi, grâce à la modification de l'orientation du champ de biais, les paramètres de transport d'atomes entre $z_s \sim 600$ et $z_s = 5$ microns de la surface ont été calculés et démontrent la faisabilité de cette deuxième étape du transport adiabatique étudié. Nous pouvons également remarquer l'évolution particulière du déplacement du nuage suivant l'axe $[Ox]$, qui n'est pas centré en 0 (cf. figure IV.10a et IV.11). Ceci est dû au fait que le piège présente une asymétrie causée par la gravité.

Par conséquent, cette méthode de transport divisée en deux étapes (piège hybride et piège de surface) permet d'assurer un confinement des atomes et de transporter ces derniers dans le champ proche d'une surface, plus précisément à 5 micromètres de celle-ci. Dans la suite du chapitre, il s'agira d'étudier une autre stratégie de piégeage pour confiner les atomes à 250 nm de la surface.

2. Transport adiabatique des atomes à 250 nm de la surface

Dans cette partie de chapitre, nous allons déterminer les objectifs que doit remplir ce piège pour permettre de transporter les atomes à 250 nm de la surface, puis les différentes stratégies de piégeage envisagées qui ont permis de converger vers un piège hybride. De plus, nous avons modélisé un protocole de transport adiabatique pour le montage expérimental. Enfin, les limites de cette stratégie de piégeage ont également été étudiées.

2.1. Conception du piège

2.1.1. Objectifs du piège

La stratégie de piégeage pour cette étape de transport doit être également définie suivant des objectifs qui sont les suivants :

- le piège doit être efficace sur une grande distance car les atomes sont initialement éloignés de cette surface (quelques microns) pour être transférés ensuite au voisinage de celle-ci (quelques centaines de nanomètres) ;
- le confinement doit être important dans une direction en fin de processus, celle de la surface (appelée z_s), pour que le nuage d'atomes froids soit bidimensionnel ;
- le potentiel gravitationnel doit être compensé lors de la rotation de la surface jusqu'à ce que celle-ci atteigne la position où le potentiel nanostructuré est généré. En effet, le potentiel gravitationnel est critique dans la mesure où il peut détruire le piège s'il domine le potentiel de piégeage, notamment quand la surface est verticale.
- le nuage doit avoir une dimension telle qu'il ne s'effondre pas sur la surface.

Ces contraintes impliquent des fréquences de piège de l'ordre de la dizaine de Hertz dans la direction où le confinement est moins important (x_s et y_s) dans le repère de la surface (O, x_s, y_s, z_s), et de l'ordre de la dizaine de kHz dans la direction (Oz_s). De plus, la dimension du nuage doit être de l'ordre de la centaine de nanomètres.

2.1.2. Stratégies envisagées

Piège dipolaire

Dans les chapitres précédents, notamment celui sur l'étude de la nouvelle technique d'imagerie sublongueur d'onde, nous avons étudié le piège dipolaire dont le principe repose sur l'effet Stark. Dans le cadre de ces nouvelles simulations numériques, nous nous plaçons dans le cas d'un système à deux niveaux, avec une faible saturation et un faisceau de large désaccord δ ($\delta = \omega - \omega_0$ est la différence entre la fréquence du laser ω et la fréquence de résonance de la transition ω_0). Dans ce cas, nous pouvons approximer la polarisabilité atomique en ne considérant que le terme scalaire (d'ordre 0). Le potentiel d'interaction entre les atomes et le champ est ainsi donné par [51] :

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \delta} I(\vec{r}) \quad (\text{IV.3})$$

Avec c la célérité de la lumière, Γ le taux d'émission spontané de la transition D2 du Rubidium 87 ($2\pi \times 6,066 \times 10^6 \text{ rad.s}^{-1}$) et $I = 0.5\epsilon_0 c |E|^2$ l'intensité associée au champ électromagnétique \vec{E} , ϵ_0 étant la permittivité du vide.

D'autre part, considérons une onde stationnaire obtenue en faisant interférer un faisceau incident avec lui-même suite à une réflexion sur une surface [123]. Ici, on s'intéresse à une réflexion d'un faisceau laser gaussien sur une surface métallique. Le schéma de la configuration du système étudié est présenté sur la figure IV.12.

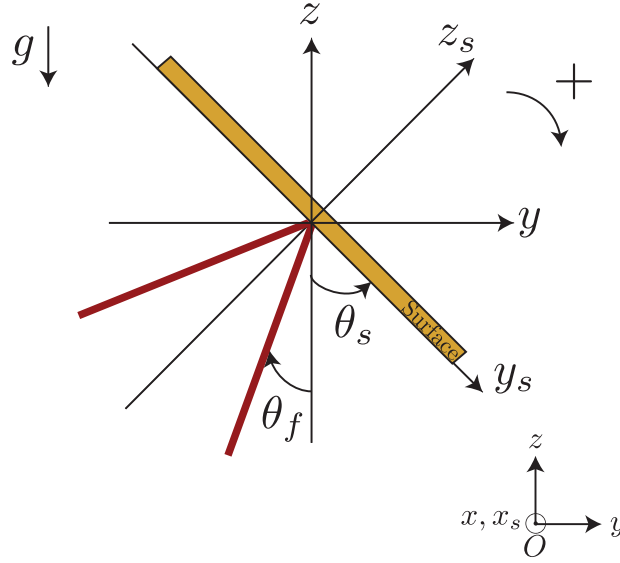


FIG. IV.12 – Représentation du problème physique avec les repères cartésiens utilisés : (O, x_s, y_s, z_s) pour la surface et (O, x, y, z) pour celui dans lequel la direction de la gravité est suivant z .

Le champ électrique total \vec{E} qui interagit avec les atomes est ainsi produit par les interférences du champ incident \vec{E}_i de polarisation \vec{p}_i et du champ réfléchi \vec{E}_r de polarisation \vec{p}_r .

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_r \quad (\text{IV.4})$$

D'un point de vue vectoriel, on obtient les relations entre les vecteurs de polarisation :

- dans le plan parallèle à celui de la surface (conducteur parfait) : $\vec{p}_{i,||} = -\vec{p}_{r,||}$;
- dans le plan perpendiculaire à celui de la surface : $\vec{p}_{i,\perp} = \vec{p}_{r,\perp}$.

Ces relations définissent les orientations des champs et déterminent le champ total.

L'interfrange associée aux interférences est également un paramètre important car elle permet de déterminer la distance du nuage par rapport à la surface. En effet, la première frange sur laquelle les atomes peuvent être piégés définit leur distance minimale avec la surface. Cette interfrange est définie par :

$$i = \frac{\lambda}{2 \times \sin(\theta_s - \theta_f)} \quad (\text{IV.5})$$

Avec λ la longueur d'onde du faisceau laser (1064 nm), θ_s et θ_f l'angle de la surface et l'angle du faisceau par rapport à la gravité. L'interfrange dépend ainsi des angles de la surface et du faisceau incident par rapport à la verticale de la gravité, qui sont des paramètres contrôlables dans l'expérience à l'aide d'un miroir monté sur un picomoteur par exemple.

A partir de l'équation IV.5, on se rend compte que l'interfrange diminue quand l'angle θ_s augmente, pour un angle d'incidence du faisceau θ_f constant. Ainsi, si l'on considère une surface presque verticale, $\theta_s = -179^\circ$, la première frange sur laquelle les atomes peuvent être piégés se situe à 15 microns de la surface. Pour $\theta_s = -177^\circ$, elle se trouve à 5 microns de la surface, ce qui correspond au point initial à partir duquel nous souhaitons commencer le transport. Enfin, pour $\theta_s = -90^\circ$, elle se situe à 250 nm de la surface, ce qui correspond à la position finale que nous voulons atteindre. La rotation de la surface permet par conséquent de rapprocher les atomes piégés sur la première frange d'interférence au voisinage de la surface.

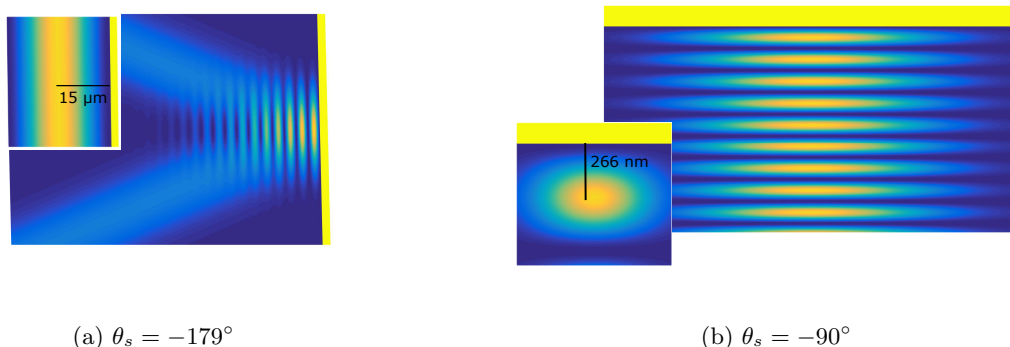


FIG. IV.13 – Illustration de l'évolution du piège dipolaire en fonction de l'angle de la surface pour le transport adiabatique

Pour $\theta_s = -90^\circ$ et $\theta_f = 0^\circ$, une puissance $P = 1\text{W}$ et un waist $w_0 = 300$ microns, nous avons calculé les fréquences de piégeage qui valent 16 Hz, 20 Hz, et 25 kHz, respectivement pour les directions x_s , y_s , et z_s . Ces fréquences répondent aux critères définis précédemment sur la configuration de piégeage voulue. De plus, nous avons calculé la dimension du condensat dans la direction transverse à la surface à partir de l'équation (I.27) du chapitre 1. Sa valeur est de 68 nm, suffisamment faible pour que le nuage ne touche pas la surface positionnée à 266 nm de celui-ci³. Cette technique de piégeage offre ainsi une solution pour le transport d'atomes au voisinage de la surface de 5 microns à 250 nm.

En revanche, le confinement en y_s ($\omega_{y_s}/2\pi = 19$ Hz) est insuffisant pour piéger les atomes quand la surface est verticale. En effet, pour de faibles angles θ_s , l'axe y_s est presque aligné avec le potentiel gravitationnel $U_{gr} = mgz$ (avec m la masse de l'atome et g l'accélération de la pesanteur) qui domine le potentiel de piégeage à cause de ce faible confinement (cf. figure IV.12). Il est ainsi impossible de piéger les atomes quand la surface est verticale.

Ainsi, la réflexion d'un faisceau sur une surface métallique est une solution intéressante pour le transport d'atomes au voisinage de la surface. Mais celle-ci a besoin d'être améliorée pour pouvoir compenser le potentiel gravitationnel au cours de la rotation de la surface, tout en ayant un faible confinement à la fin de la rotation pour avoir un gaz bidimensionnel. Par conséquent, nous avons envisagé une nouvelle stratégie qui repose sur un piège magnétique induit par une micropuce.

Piège magnétique sur micropuce

Nous avons étudié en première partie de ce chapitre un piège magnétique généré par une micropuce, qui a permis de transporter et confiner les atomes à 5 microns de la surface. Nous nous sommes ainsi intéressés à cette alternative pour réaliser le transport à 250 nm de la surface.

Dans un premier temps, considérons une micropuce avec des fils en Z, telle qu'elle a été définie sur la figure IV.7. De façon analogue à la première partie de ce chapitre, le potentiel de piégeage est calculé d'après l'équation (I.70), en effectuant la somme de tous les champs magnétiques mis en jeu. Ce potentiel est représenté en figure IV.14.

D'après ce calcul, la position du minimum est donnée par : $x_{s,mini} = -96\mu\text{m}$, $y_{s,mini} = 20,7\mu\text{m}$, $z_{s,mini} = -14,4\mu\text{m}$, comme on peut le voir sur la figure IV.14b.

De plus, on parvient à calculer la dimension du nuage atomique dans la direction transverse à la

3. Les fréquences de piège montrent que nous sommes dans un régime quasi-2D, où la condensation est plus difficile à définir. Nous reviendrons sur ce point après l'étude de la dernière configuration étudiée.

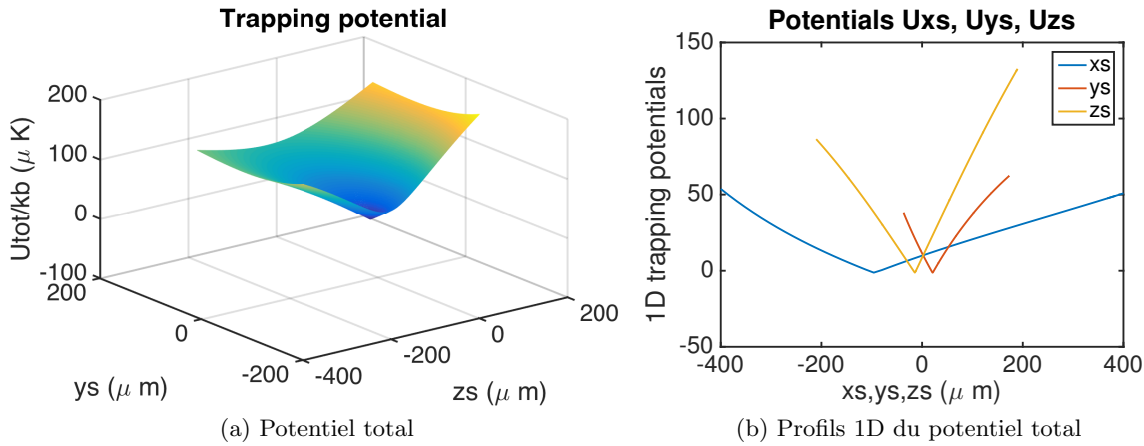


FIG. IV.14 – Potentiel total de piégeage avec la micropuce : $I_{lin} = 1.68A$, $B_{bias} = [0; 0.25; 9]$ G.(a) Potentiel total (vue 3D)(b) Profils 1D du potentiel total

surface R_{c,z_s} de façon analogue à l'étude de la configuration précédente. Elle vaut 300 nm et reste donc toujours inférieure à $z_{s,mini} = 14,4$ microns. Par conséquent le nuage ne heurte pas la surface.

En revanche, les fréquences de piégeage sont, respectivement, pour x_s , y_s et z_s : 187 Hz, 1,505 kHz, et 1,291 kHz. Le confinement longitudinal est très important, ce qui peut favoriser les collisions à trois corps d'une part, et, d'autre part, empêche le nuage atomique d'adopter un comportement bidimensionnel. En effet, il est impossible de réduire ce confinement, car la micropuce et le champ de biais doivent compenser la gravité. De plus, la géométrie du système induit des fréquences de piège du même ordre de grandeur pour $[Oy_s]$ et $[Oz_s]$. Le choix de la stratégie envisagée s'est ainsi porté sur un piège associant à la fois les avantages du piège dipolaire et ceux du piège magnétique sur micropuce.

2.1.3. Piège hybride

La solution adoptée pour le transport au voisinage de la surface repose sur une hybridation du piège dipolaire tel qu'il a été décrit en début de cette section (onde stationnaire produite par un faisceau réfléchi sur une surface métallique) et le piège magnétique sur micropuce, comme cela a été représenté sur la figure IV.15. La configuration de celle-ci a été modifiée pour répondre aux contraintes exigées par l'expérience. En effet, nous avons vu que le confinement longitudinal produit par un piège en Z est trop important. Le piège en Z, constitué d'un fil courbé aux extrémités, a ainsi été remplacé par trois fils "infinis" : un suivant (Ox_s) pour le confinement transverse, et deux suivant (Oy_s) pour introduire le champ d'offset et un faible confinement longitudinal. Cette configuration permet de jouer sur les courants traversant chaque fil pour modifier séparément la force du confinement longitudinal et celle du confinement transverse. De plus, les deux fils suivant (Oy_s) sont translatés de 400 μm suivant z_s pour conserver l'efficacité de confinement longitudinal lorsqu'on transfère les atomes près de la surface et lorsque celle-ci est en rotation. Le schéma de cette configuration est en figure IV.8.

Le potentiel d'interaction total U_{tot} est ainsi la somme des potentiels de piégeage obtenus précédemment, c'est-à-dire $U_{dip}(\vec{r})$ pour le piège dipolaire et U_{magn} pour le piège magnétique. On obtient finalement : $U_{tot} = U_{dip}(\vec{r}) + U_{magn} + U_{gr}$, où U_{gr} est le potentiel gravitationnel. Ce potentiel peut être visualisé sur les figures IV.16a et IV.16b (profils 3D et 1D) pour un angle $\theta_s = -177^\circ$.

Les fréquences de piégeage ont d'ailleurs été calculées pour les angles de la surface correspon-

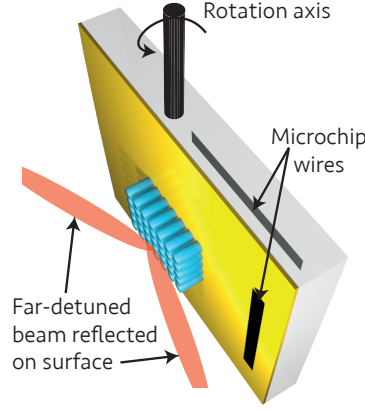


FIG. IV.15 – Schéma du principe du piège hybride permettant le transport d'atomes au voisinage de la surface nanostructurée.

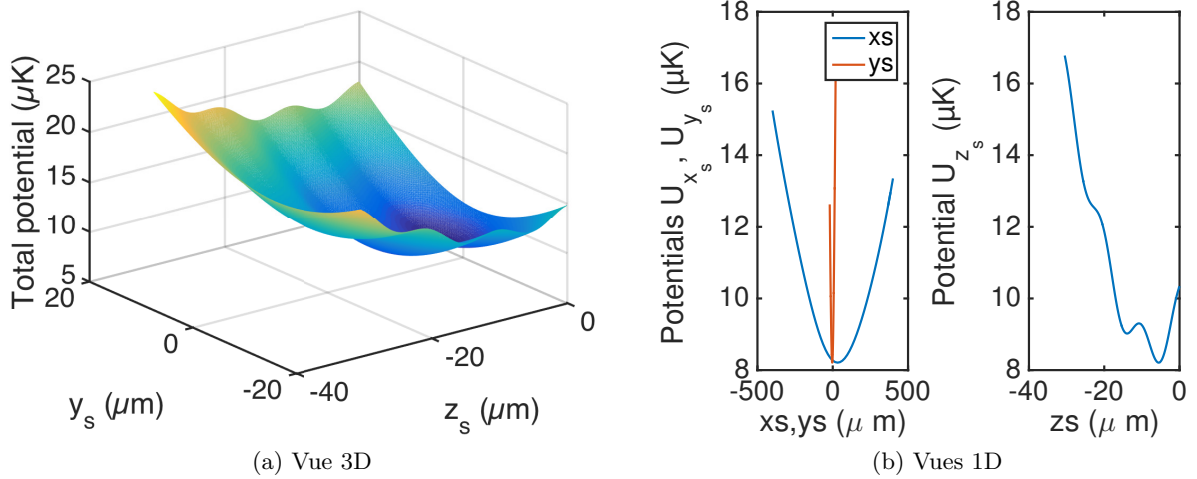


FIG. IV.16 – Potentiel de piégeage total. (a) Visualisation du potentiel total de piégeage (coupe en x_p) avec les paramètres de piégeage suivants : $\theta_s = -177^\circ$, $\theta_f = 0^\circ$, $w_0 = 300 \mu\text{m}$, $P = 300 \text{ mW}$ pour le piège dipolaire ; $B_{bias} = [0; 0.1; 7.45] \text{ G}$, $I_1 = 0.2 \text{ A}$, $I_2 = 0.2 \text{ A}$, $I_{lin} = 1.49 \text{ A}$, pour le piège magnétique. Les fréquences de piégeage sont $\omega_{x_s}/2\pi = 16$, $\omega_{y_s}/2\pi = 317$, $\omega_{z_s}/2\pi = 760 \text{ Hz}$. Le piège est centré en $(x_p, y_p, z_p) = (32; 0; -5.5) \mu\text{m}$. (b) Visualisation du potentiel total de piégeage (coupe 1D) pour $\theta_s = -177^\circ$.

dant aux angles de début et de fin de transport, comme on peut le constater sur le tableau IV.17. Elles sont de l'ordre de la dizaine de hertz pour x_s , de la centaine de Hz le long de y_s , mais devient de l'ordre de la dizaine de kHz pour z_s .

La dimension du condensat R_{c,z_s} a également été calculée suivant la direction transverse à la surface, d'après l'équation (I.27). Nous remarquons via ce tableau qu'elle reste inférieure à la position du piège $z_{s,mini}$. Ceci implique que le nuage d'atomes froids n'entre pas en contact avec la surface s'il est piégé à $z_{s,mini}$ (qui varie de $5 \mu\text{m}$ à 250 nm), grâce à un fort confinement tout au long du transport.

Il est important de remarquer que les fréquences de piège montrent que le régime quasi-2D est obtenu en fin de transport. Dans ce cas-là, la condensation est plus difficile à définir. Elle

	$\omega_{x_s}/2\pi$ (Hz)	$\omega_{y_s}/2\pi$ (Hz)	$\omega_{z_s}/2\pi$ (Hz)	$\bar{\omega}/2\pi$ (Hz)	R_{c,z_s} (nm)	$ z_{s,mini} $ (μm)
3°	23	317	760	157	391	5.5
90°	16	301	13587	403	92	0.266

FIG. IV.17 – Evolution des fréquences de piégeage au cours du transport. $\bar{\omega}/2\pi = (\omega_{x_s}\omega_{y_s}\omega_{z_s})^{1/3}/2\pi$.

se produit d'abord dans la direction où le gaz est le plus fortement confiné, (Oz_s) pour notre configuration de piège. Pour confirmer l'obtention d'un condensat suivant cette direction, nous pouvons calculer la population d'atomes dans les états excités j de la direction z_s , donné par :

$$n_j = \sum_{n_x, n_y=0}^{\infty} \frac{1}{\exp\left[\frac{\hbar(j\omega_z + n_x\omega_x + n_y\omega_y)}{k_B T}\right] - 1} \quad (\text{IV.6})$$

Nous avons fait l'approximation $\mu = \epsilon_{0,0,0}$, qui donne une évaluation haute de l'occupation des états excités. Cette approximation est assez bien justifiée dans le cadre du transport adiabatique des atomes dans l'état fondamental (condensat obtenu au préalable dans un piège à 3 dimensions).

Le taux d'occupation est le plus élevé pour le premier état excité, étant donné qu'il suit une loi de décroissance exponentielle (cf. équation IV.6). La population des états excités vaut 1988, 87 et 4 atomes pour respectivement le premier, second et troisième état excité à $T = 200$ nK et $\omega_{x_s}/2\pi = \omega_{y_s}/2\pi = 20$ Hz et $\omega_{z_s}/2\pi = 13$ kHz. Cette population des états excités suivant la direction z_s est effectivement négligeable comparé au nombre total d'atomes ($N_{at} \sim 10^4$). Cela justifie que l'on peuple essentiellement l'état fondamental du piège dans la direction z_s .

Par conséquent, le piège hybride remplit le cahier des charges, avec un confinement important dans la direction de la surface et plus faible dans les autres directions grâce au potentiel dipolaire. Le potentiel gravitationnel a été compensé grâce à la micropuce, ce qui garantit le transport d'atomes au voisinage de la surface tout au long de la rotation. De plus, la dimension du condensat reste suffisamment faible pour éviter l'effondrement du nuage sur la surface.

Toutefois, les fréquences de piégeage restent importantes sur la direction y_s et peuvent provoquer des collisions à trois corps car on garde les mêmes paramètres de piégeage (puissance du laser, champs magnétiques...). Il faut établir un protocole plus détaillé afin de pouvoir réaliser le transport avec un confinement moins important en y_s , tout en compensant le potentiel gravitationnel.

2.2. Protocole du transport adiabatique

Dans le cas du piège hybride, tel qu'illustré dans la figure IV.18, les paramètres de piégeage restent les mêmes pour la micropuce et pour le laser. Les atomes, initialement piégés dans la première frange des interférences qui forment le piège dipolaire, se rapprochent de la surface au fur et à mesure que l'interfrange diminue.

D'autre part, on a constaté que pour les faibles angles de la surface θ_s , le piège magnétique produit par la micropuce était celui qui était le plus efficace, car seul à compenser le potentiel gravitationnel. En revanche, pour une surface horizontale, c'est le piège dipolaire qui sert à confiner les atomes dans la direction de la surface. Par conséquent, le protocole de transport envisagé est celui d'un piège magnétique qui piège d'abord les atomes à $5 \mu\text{m}$ de la surface. Puis, le confinement du piège magnétique diminue au fur et à mesure que celui du piège dipolaire augmente jusqu'à atteindre un régime où le piège magnétique compense uniquement le potentiel gravitationnel. En jouant sur les paramètres des pièges magnétique et optique, on peut ainsi obtenir un protocole

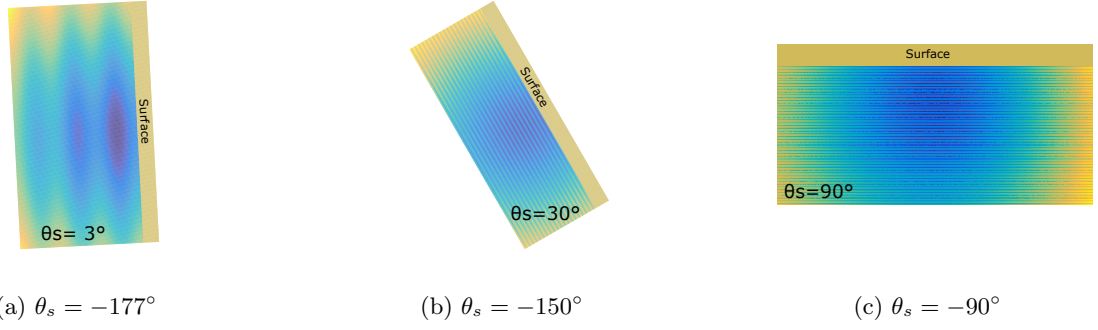


FIG. IV.18 – Illustration du transport des atomes tel qu'il a été calculé précédemment.

”expérimental” où l'on passe d'un piège purement magnétique à un piège hybride lorsque la surface est à -177° . Ce protocole est reporté dans le tableau IV.19.

N°	P_L (W)	B_{bias} (G)		I_1 (A)	I_2 (A)	I_{lin} (A)	Pos. (μm)			Fréq. (Hz)		
		y	z				x	y	z	x	y	z
1	0	0,1	7,45	0,2	0,2	1,49	64	-4	-5	13	319	320
2	0,1	0,1	7,45	0,2	0,2	1,49	48	-3,4	-5	14	320	512
3	0,1	0,05	3,73	0,05	0,05	0,75	48	-1,2	-5,15	8,5	297	507
4	0,2	0,05	3,73	0,05	0,05	0,75	32	-0,8	-5,15	11	300	653
5	0,2	0,025	1,86	0,01	0,01	0,37	16	-4,8	-5,15	9	245	659
6	0,3	0,025	1,86	0,01	0,01	0,37	16	-4,8	-5,15	11	245	776
7	0,3	0	-1,22	0	0	0,24	0	0	-5,1	10	35	711

FIG. IV.19 – Protocole pour la mise en place du piège hybride pour $\theta_s = -177^\circ$

Au cours de la rotation de la surface, pour compenser le potentiel gravitationnel, le champ de biais et le courant du fil I_{lin} dans la micropuce sont donnés par :

$$B_{bias,z} = -\frac{\mu_0 I_{lin} y_T}{2\pi [y_T^2 + (\frac{i}{2})^2]} \quad I_{lin} = \left| \frac{2\pi \times mg \times \cos(\theta_s) \times y_T^2}{g_F \mu_B m_F \mu_0} \right| \quad (IV.7)$$

Où y_T est le décalage entre la position de la micropuce et la position du piège voulue (400 microns) et i est l'interfrange. L'évolution des paramètres en fonction de l'angle est tracée sur la figure IV.20.

On parvient ainsi à rapprocher les atomes à $z_s = 266$ nm de la surface comme on peut le constater sur la figure IV.21.

De plus, nous pouvons déduire de la figure IV.22b que les fréquences de piégeage sont moins importantes dans la direction y_s pour créer un nuage bidimensionnel et éviter les collisions à trois corps. La fréquence moyenne augmente peu, même au moment où la surface est horizontale, c'est-à-dire quand le piège dipolaire est le plus confinant (cf. figure IV.22d). En effet, elle vaut 117 Hz lorsque $\theta_s = 90^\circ$, alors qu'elle est égale à 403 Hz si on maintient les paramètres de champ de biais et de courant constants lors de la rotation du miroir (cf. figure IV.17).

Par conséquent, les simulations montrent qu'il est possible de réaliser le transport adiabatique d'atomes ultrafroids au voisinage d'une surface que mon successeur tentera de réaliser expérimentalement.

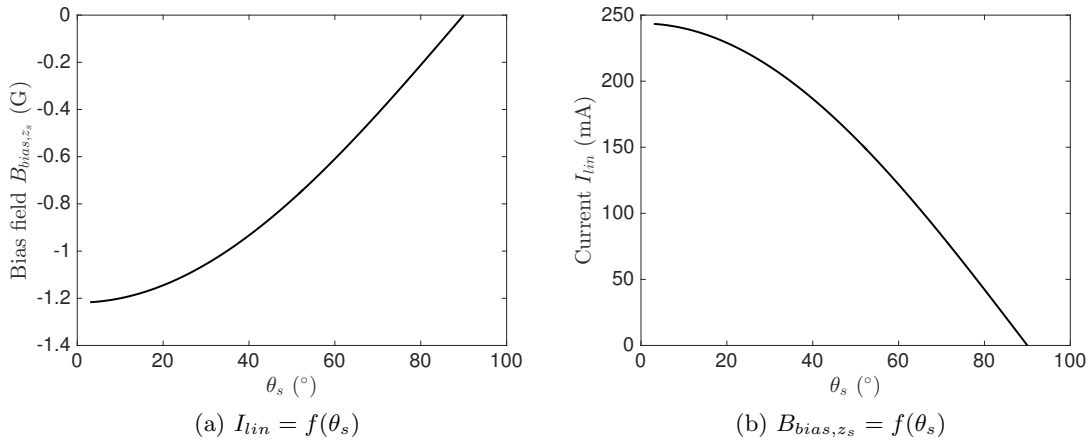


FIG. IV.20 – Evolution des paramètres de piégeage du champ magnétique en fonction de l'angle de la surface θ_s . (a) Champ de biais suivant z_s . (b) Courant I_{lin} . Par commodité de lecture, nous avons considéré θ_s comme étant l'angle entre la surface et l'axe $[Oz]$, sans tenir compte de son orientation, e.g. : $-177^\circ \leftrightarrow 3^\circ$.

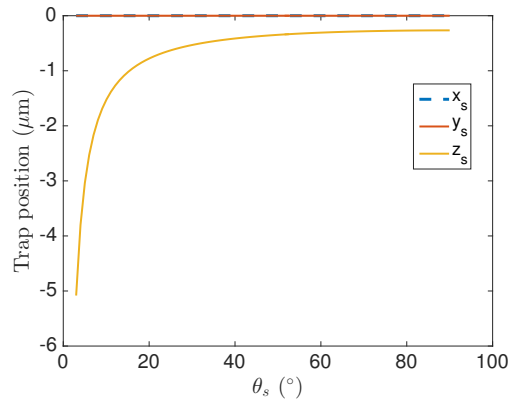


FIG. IV.21 – Evolution de la position du piège (minimum de potentiel) en fonction de l'angle de la surface θ_s pour les directions x_s , y_s et z_s .

2.3. Limite principale du piège : les forces de Casimir

Pour étudier les limites de cette technique de transport, nous nous sommes intéressés au fait qu'un atome interagisse avec sa réflexion sur la surface au voisinage de celle-ci. Cela crée un potentiel additionnel appelé potentiel de Casimir-Polder. Les atomes sont attirés par la surface via ce potentiel qui détruit le piège [125] (cf. figure IV.23) :

$$U_{CP}(z_s) = \frac{-3}{32\pi^2\epsilon_0} \frac{\hbar c\alpha}{z_s^4} \text{ où } \alpha \text{ est la polarisabilité} \quad (\text{IV.8})$$

Afin de n'être plus pénalisé par cet effet, une étude est actuellement en cours pour mettre en place une nouvelle méthode de piégeage en champ proche, qui est en fait celle qui a été exposée à la fin du chapitre 1. Elle utilise les propriétés de la surface pour faire une ingénierie d'états, en couplant fortement l'état excité avec un laser de longueur d'onde 1529.3 nm afin de rendre la fréquence de résonance dépendant de la position, sur le même principe que la méthode d'imagerie

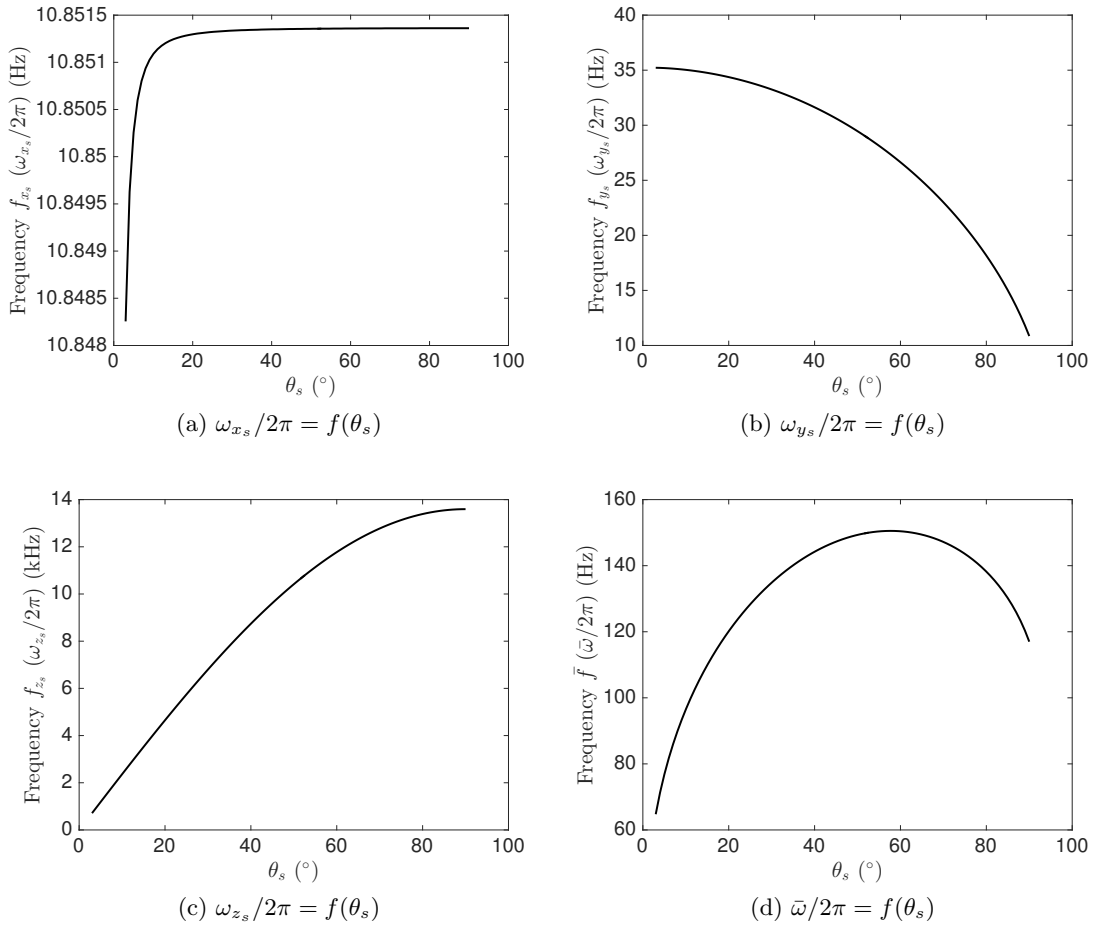


FIG. IV.22 – Evolution des fréquences de piégeage en fonction de l'angle de la surface θ_s pour les directions (a) x_s , (b) y_s , (c) et z_s . (d) Evolution de la fréquence géométrique moyenne en fonction de l'angle : $\bar{\omega} = (\omega_{x_s}\omega_{y_s}\omega_{z_s})^{1/3}$

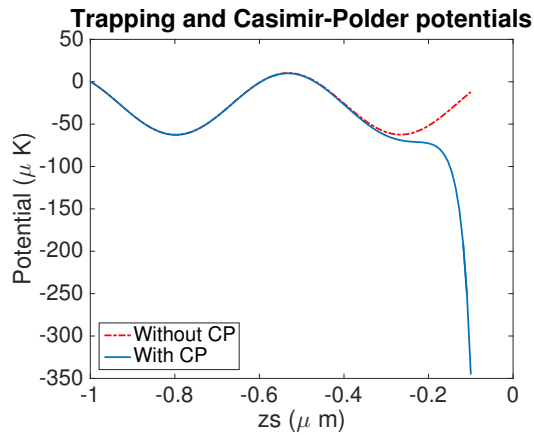


FIG. IV.23 – Destruction du piège avec le potentiel de Casimir-Polder : $P = 20$ W, $\theta_s = -\pi/2$

sub-longueur d'onde vue précédemment (cf. figure I.24).

3. Conclusions et Perspectives

Par conséquent, dans ce chapitre, nous avons étudié de façon détaillée deux protocoles de transport qui permettent de piéger des atomes dans le champ proche d'une surface.

La première stratégie de piégeage à laquelle nous nous sommes intéressés visait à rapprocher les atomes du centre de l'enceinte à vide à quelques microns de la surface. La première étape repose sur l'utilisation du piège hybride développé lors de la séquence expérimentale de refroidissement. En effet, la modification du champ de biais a permis de modifier la position du minimum de potentiel suivant l'axe du faisceau et de guider les atomes au voisinage de la surface. De plus, l'utilisation d'un piège magnétique généré à partir d'une micropuce a permis de rapprocher davantage les atomes jusqu'à atteindre l'objectif fixé.

L'objectif de la deuxième stratégie de transport était de générer un potentiel de piégeage bidimensionnel à 250 nm de la surface. Pour cela, la méthode étudiée reposait sur un nouveau piège hybride généré à partir d'un piège dipolaire et d'un piège magnétique. Le piège dipolaire est obtenu à partir d'une réflexion d'un laser sur une surface métallique, tandis que le piège magnétique est modélisé à partir des courants générés dans les fils de la micropuce. L'entrave majeure à la réalisation expérimentale de cette méthode de piégeage est le potentiel de Casimir-Polder, dérivant d'une force attractive entre les atomes et la surface. Il s'agira par la suite d'étudier l'influence de la nanostructuration de la surface sur ce piège. De plus, il faudra poursuivre l'étude en cours sur une nouvelle méthode de confinement qui dominera ce potentiel attractif, inspirée des travaux menés sur l'imagerie sub-longueur d'onde.

L'ensemble de ces simulations a ainsi permis d'anticiper les résultats des expériences qui seront à mener dans la suite du projet AUFRONS.

Dans le dernier chapitre de ce manuscrit, il s'agit de présenter une nouvelle architecture laser qui a été développée dans le cadre du projet CIFRE mené avec la société Muquans, en collaboration également avec le laboratoire XLim à Limoges.

Chapitre V

Développement d'une source laser pour le refroidissement des atomes de potassium

Sommaire

1. Description de l'espèce à refroidir : le potassium	167
2. Conception d'une nouvelle architecture laser polyvalente	168
3. Absorption saturée d'une transition - description théorique et application à l'acétylène	170
3.1. Profil d'une raie spectrale d'une espèce atomique	171
3.2. Calcul du profil d'absorption saturée d'une raie spectrale	176
3.3. Etude spectroscopique théorique de l'espèce gazeuse intéressante pour la nouvelle architecture laser : l'acétylène $^{12}C_2H_2$	178
4. Développement expérimental de l'architecture laser	182
4.1. Cellule multipassages - Simulations sur une cellule d'Herriott	183
4.2. Design du support mécanique de la cellule multipassages	188
4.3. Résultats expérimentaux	189
4.4. Une alternative : réalisation de l'absorption saturée avec une fibre HC-PCF	191
5. Conclusions et perspectives	194

Ce dernier chapitre présente le développement d'une architecture laser pour refroidir les atomes de potassium. En effet, dans le chapitre 2, cette espèce atomique a été présentée comme l'espèce à refroidir dans la suite du projet AUFRONS, lorsqu'il s'agira de piéger des fermions au voisinage de la surface. Le développement de la source laser résulte d'une collaboration entre le laboratoire LP2N et la société Muquans dans le cadre de ma thèse CIFRE (Convention Industrielle de Formation par la REcherche). Cette architecture propose une solution innovante pour permettre un asservissement précis sur la structure hyperfine resserrée du potassium, ce qui est difficile actuellement. De plus, elle est suffisamment polyvalente pour pouvoir s'adapter sur tous les isotopes, que ce soient les espèces bosoniques ou fermioniques, en réalisant l'absorption saturée sur une autre espèce que le potassium : l'acétylène. Des simulations numériques ont ainsi été réalisées pour étudier les raies spectrales d'intérêt de cette espèce gazeuse. Puis, le développement expérimental de l'architecture laser a été effectué avec une cellule d'Herriott pour visualiser l'absorption saturée. Ce développement a d'ailleurs donné naissance à une collaboration entre le LP2N et le laboratoire XLim (Limoges) pour leur expertise sur les fibres gazeuses qui s'avèrent très intéressantes pour cette source laser. Une étude préliminaire a ainsi été effectuée pour réaliser une absorption saturée de l'acétylène avec cet outil prometteur.

1. Description de l'espèce à refroidir : le potassium

Dans le chapitre 1, le potassium 40 a été présenté comme l'espèce atomique qui sera à refroidir pour l'étude de gaz d'électrons bidimensionnels qui s'inscrit dans le projet AUFRONS. En effet, cet isotope fermionique est intéressant par sa proximité avec le Rubidium 87, en terme de fréquences

de transition. L'utilisation des mêmes optiques rend le montage expérimental plus simple pour ce refroidissement double espèce. De plus, les fortes résonances de Feshbach sont intéressantes pour le contrôle des interactions. Le refroidissement double espèce est également intéressant pour d'autres applications, telles que le test du principe d'équivalence faible [22].

Par ailleurs, des expériences portant sur les gaz d'atomes froids ont été menées à partir des isotopes bosoniques pour obtenir des condensats de Bose-Einstein idéaux, c'est-à-dire sans interaction, grâce aux résonances de Feshbach [126].

L'asservissement des lasers à partir de l'étude spectroscopique de transitions atomiques est couramment utilisée, ce qui est notamment le cas pour le laser utilisé pour le refroidissement du Rubidium (cf. figure II.5). En effet, la transition atomique constitue la référence la plus stable et précise pour la source laser, afin qu'elle interagisse efficacement avec les atomes. Cet asservissement est d'autant plus précis que la largeur spectrale du laser est fine, de l'ordre de grandeur de la largeur naturelle de la transition, ce qui est possible en étudiant les profils spectraux de transitions atomiques saturées, autrement dit en réalisant une absorption saturée, comme nous le verrons dans la suite du chapitre.

Cependant, la structure resserrée des états hyperfins empêche un asservissement précis sur les transitions, notamment pour l'isotope ^{41}K [127] (cf. figure V.1). En effet, si l'on considère par exemple l'état $4P_{3/2}$ du potassium ^{41}K , la différence fréquentielle entre deux états hyperfins peut s'avérer inférieure à la largeur naturelle de la transition (6 MHz).

La réflexion sur la source laser à utiliser a conduit à une solution industrielle intéressante, une source qui permet à la fois de s'adapter sur toute les espèces à refroidir (bosoniques, fermioniques) et de contourner la difficulté liée à la structure hyperfine resserrée du potassium.

2. Conception d'une nouvelle architecture laser polyvalente

La structure hyperfine resserrée du potassium rendant difficile la distinction des états lors de l'absorption saturée, l'élément-clé de l'architecture développée dans le cadre de ma thèse est la réalisation de cette spectroscopie sur une autre espèce atomique que le potassium.

Le choix de la molécule sur laquelle l'absorption saturée devra être réalisée s'est porté sur l'acétylène ($12\text{C}_2\text{H}_2$). En effet, cette molécule présente des transitions rovibrationnelles dans le proche infrarouge, notamment les raies spectrales P14 et P24 dont les longueurs d'onde (λ_{14} , λ_{24}) s'avèrent proche du double de celles résonantes avec les transitions D1 et D2 du potassium (λ_{D1} , λ_{D2}) [128] :

	$2\lambda_{D1,D2}$ (nm)	$\lambda_{C_2H_2,P14/P24}$ (nm)	Différence fréquentielle (GHz)
Transition D1/P14	1540.216	1540.125	11.456
Transition D2/P24	1533.402	1533.461	7.522

FIG. V.2 – Différence fréquentielle entre les transitions de l'acétylène et les transitions du potassium doublées en longueur d'onde.

Ces longueurs d'onde sont également proches de celles des technologies télécom également utilisées pour le laser refroidissant le Rubidium (diodes laser ultrastables et de faibles largeurs spectrales).

L'architecture laser repose ainsi sur deux diodes laser télécom asservies en phase par absorption saturée sur une transition rovibrationnelle de l'acétylène. Après amplification de leur puissance avec un EDFA, les faisceaux sont doublés en fréquence via un cristal de PPLN pour être résonants avec les transitions D1 et D2 du potassium. Les faisceaux dits *repompeurs* sont générés de deux façons différentes suivant la transition considérée :

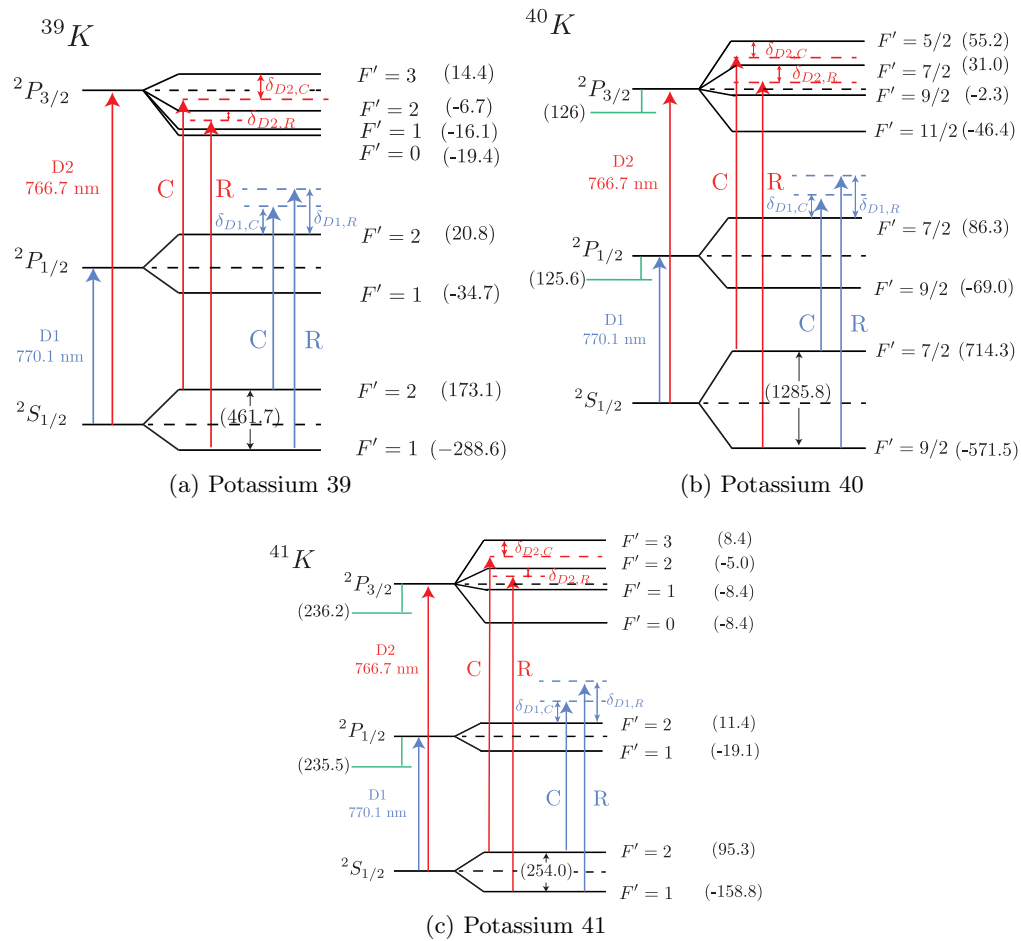


FIG. V.1 – Transitions des différentes espèces du potassium avec ce qui concerne le refroidissement sur la transition D2 en rouge, ce qui concerne le refroidissement sur la transition D1 (mélasse grise) est en bleu. En vert sont représentés les écarts fréquentiels entre les transitions D1 et D2 du potassium 39 et celles des autres isotopes. Les écarts fréquentiels notés entre parenthèses sont en MHz. (a) Potassium 39 (boson). (b) Potassium 40 (fermion). (c) Potassium 41 (boson).

- pour la transition D2 : le faisceau repompeur est issu d'une troisième diode laser asservie par battement avec la diode laser de longueur d'onde 1533 nm. La fréquence du battement est fixée par une DDS, sur le même modèle que *Julius*. Le contrôle séparé des deux faisceaux s'effectue par des AOMs fibrés situés en sortie des diodes.
- pour la transition D1 : le faisceau repompeur est obtenu en modulant le faisceau en sortie de la diode de longueur d'onde 1540 nm grâce à un modulateur électro-optique. L'exigence en puissance étant moins importante car cette transition est mise en jeu uniquement pour améliorer les mélasse optique, il n'a pas été nécessaire d'avoir recours à une quatrième diode laser.

Le schéma résumant cette architecture est en figure V.3.

L'asservissement en phase par absorption saturée nécessite un montage expérimental qui est celui décrit en figure V.4. Les diodes télécom ont des longueurs d'onde correspondant au double des longueurs d'onde résonantes avec les transitions D1 et D2, ce qui implique un écart fréquentiel de 11.4 et 7.5 GHz avec celles qui sont résonantes avec les transitions de l'acétylène. Afin d'être en mesure de réaliser l'absorption saturée, le modulateur électro-optique présent dans le schéma

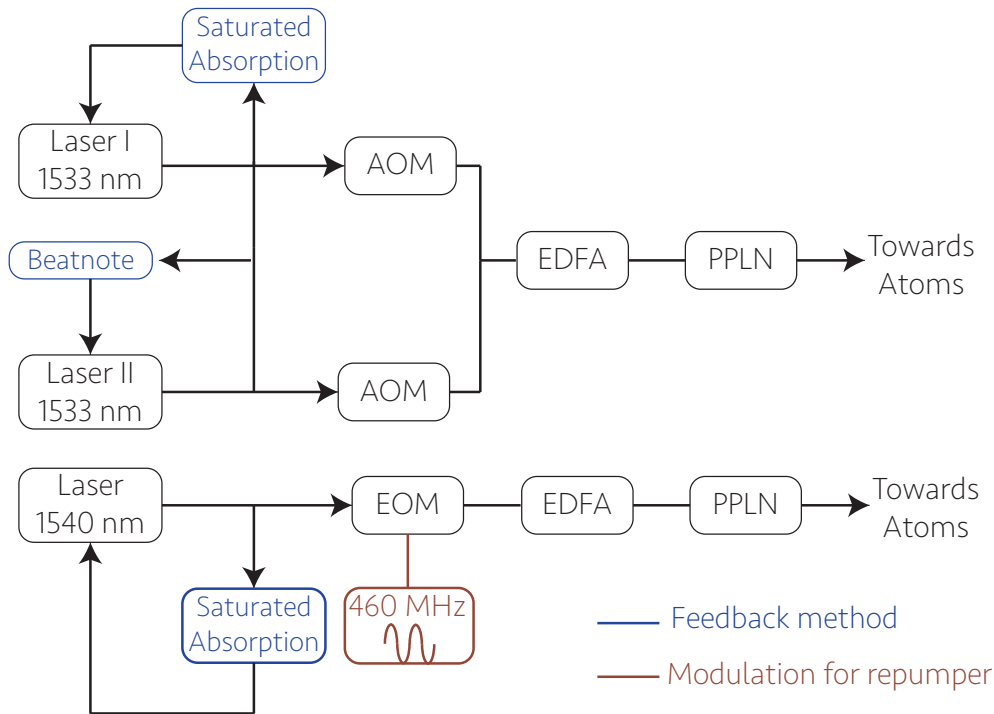


FIG. V.3 – Architecture du système laser pour refroidir le potassium avec les différents modes d’asservissement

expérimental sert à générer des bandes latérales en modulant le laser à des fréquences de 11.4 ou 7.5 GHz. Le faisceau, du moins la composante fréquentielle d’intérêt (l’une des deux bandes latérales) devient ainsi résonant avec les transitions de l’acétylène. L’asservissement en phase est par conséquent effectué sur la bande latérale du laser. Il est réalisé grâce à une nouvelle modulation de celui-ci à basse fréquence (5 MHz). Cette modulation, effectuée à nouveau avec le modulateur électro-optique, permet d’extraire le signal d’erreur pour l’asservissement, sur le même principe que l’asservissement en phase de la cavité par la méthode Pound-Drever-Hall présentée dans le chapitre 3.

Cette architecture envisagée peut s’adapter à tous les isotopes. En effet, l’absorption saturée est réalisée sur les mêmes transitions de l’acétylène. La différence fréquentielle entre les isotopes des faisceaux refroidisseurs est facilement compensée par une modification de la fréquence de la bande latérale. De même, les écarts fréquentiels des faisceaux repompeurs sont compensés par une modification de la fréquence du battement fixée par la DDS pour la transition D2, et par la valeur de la fréquence de modulation du modulateur électro-optique pour la transition D1.

Dans la suite du chapitre, une étude théorique des profils spectraux doit ainsi être menée sur l’acétylène dans le but de réaliser expérimentalement l’absorption saturée sur cette molécule.

3. Absorption saturée d’une transition - description théorique et application à l’acétylène

Cette section du chapitre a pour but de décrire théoriquement l’absorption saturée afin de mieux comprendre les simulations numériques réalisées dans le cadre de l’étude des profils spectraux de l’acétylène.

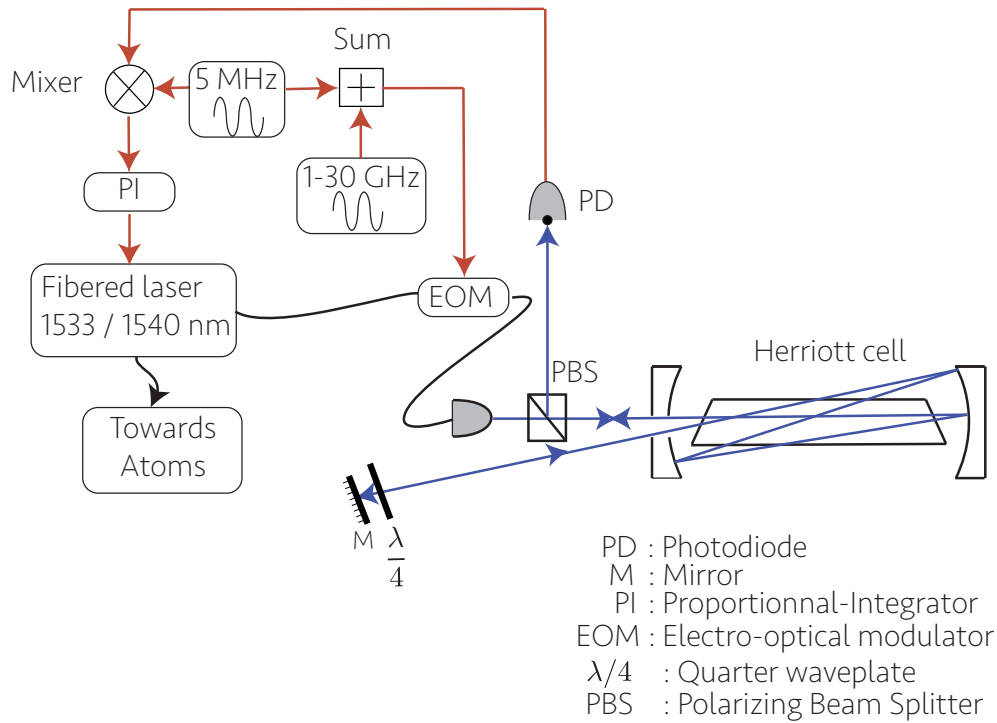


FIG. V.4 – Montage expérimental de l'absorption saturée pour asservir les lasers. La cellule d'Herriott est une cellule multipassages permettant d'avoir un meilleur contraste sur l'absorption saturée. Les détails sur cette cellule seront exposés dans la suite du chapitre.

3.1. Profil d'une raie spectrale d'une espèce atomique

Le calcul des raies spectrales s'effectue en considérant les deux sources d'élargissement de la transition atomique considérée : l'élargissement homogène dû aux collisions des molécules entre elles (profil lorentzien) et l'élargissement inhomogène dû à l'agitation thermique des particules ou élargissement Doppler (profil gaussien).

3.1.1. Profil d'absorption - Loi de Beer-Lambert

Généralement, lorsqu'un faisceau lumineux traverse un milieu dans un état quelconque, l'intensité transmise est modifiée. En effet, le milieu absorbe plus ou moins la lumière qu'il reçoit suivant ses propriétés d'absorption.

Soit z l'axe de propagation du faisceau. Le profil de transmission I_T est donné par la loi de Beer-Lambert :

$$I_T = I_0 \exp(-\alpha(\omega)z) \quad (\text{V.1})$$

Avec :

- I_0 : intensité transmise lorsque l'absorption est nulle ;
- $\alpha(\omega)$: coefficient d'absorption dépendant de la fréquence du faisceau.

Considérons ainsi une transition atomique (ou moléculaire) équivalente à un système à deux niveaux, d'énergie E_1 pour l'état fondamental et E_2 pour l'état excité. La transition s'effectue à la fréquence ν_0 .

Lorsqu'un faisceau monochromatique, typiquement un faisceau laser, traverse les molécules, le profil de transmission est modifié au voisinage de la fréquence ν_0 . En effet, les molécules absorbent les photons résonants avec cette transition, ce qui a pour effet de diminuer la transmission en sortie du milieu à $\nu = \nu_0$. Le coefficient d'absorption est donc maximal à résonance : $\alpha(\nu = \nu_0) = \max(\alpha(\nu))$.

Le profil de transmission dépend ainsi du profil spectral des fréquences de transition, elles-mêmes liées à la durée de vie des molécules dans l'état excité et des différentes sources d'élargissement de la transition. Il faut également tenir compte de l'intensité spectrale s (résonance plus ou moins importante suivant la section efficace d'absorption), de la concentration de molécules présentes dans le milieu (dépendante de la pression totale P_{tot} et de la concentration relative de molécules c_{rel} dans le gaz, fluide majoritairement utilisé en spectroscopie). En tenant compte de tous ces paramètres, on obtient :

$$\frac{I_T}{I_0} = \exp(-\alpha(\nu)z) \text{ avec } \alpha(\nu) = s c_{\text{rel}} P_{\text{tot}} f(\nu) \quad (\text{V.2})$$

Où $f(\nu)$ est le profil spectral de transition qui sera calculé de façon détaillé dans la suite du chapitre. Le tracé du profil de transmission est en figure V.5.

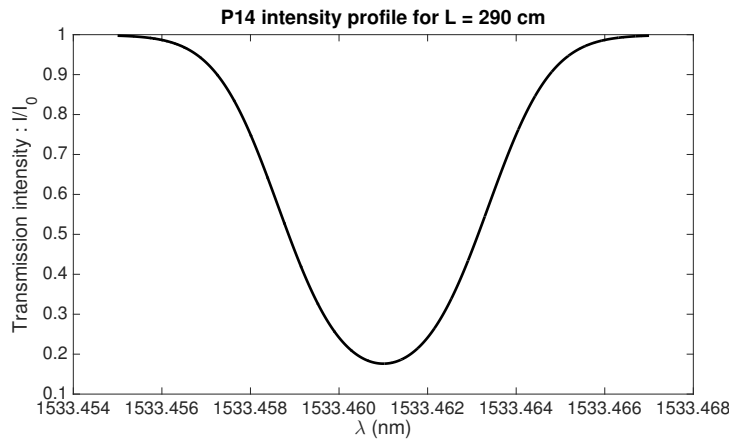


FIG. V.5 – Intensité du faisceau laser transmise au voisinage de la résonance de la transition P14 de l'acétylène. La longueur $L = 290$ cm représente la distance parcourue par le faisceau dans le milieu (40 % d'acétylène, 60 % de diazote). Ces calculs ont été effectués pour une pression totale de 500 mTorr.

Il s'agit alors d'être en mesure de calculer les profils spectraux $f(\nu)$ afin de pouvoir étudier l'absorption saturée des transitions P14 et P24 de l'acétylène, en tenant compte des différentes sources d'élargissement, homogènes et inhomogènes.

3.1.2. Elargissement collisionnel

Le profil lorentzien de la raie spectrale a une largeur "naturelle" γ_0 définie par la durée de vie de l'atome dans l'état excité $t_0 = 1/\gamma_0$. Mais l'atome collisionne avec les autres atomes du gaz présents dans l'échantillon, ce qui a pour effet de diminuer la durée de vie de l'atome dans l'état excité. Ce processus homogène a pour conséquence un élargissement significatif de la raie spectrale qui reste lorentzienne.

La largeur naturelle devient ainsi négligeable par rapport à la largeur spectrale dominée par le processus d'élargissement collisionnel, comme on le voit sur la figure V.6.

Le profil spectral dépend par conséquent de la pression du gaz présent dans la cellule d'étude. Dans la suite du chapitre, on considèrera une cellule composée d'un mélange d'azote et d'acétylène.

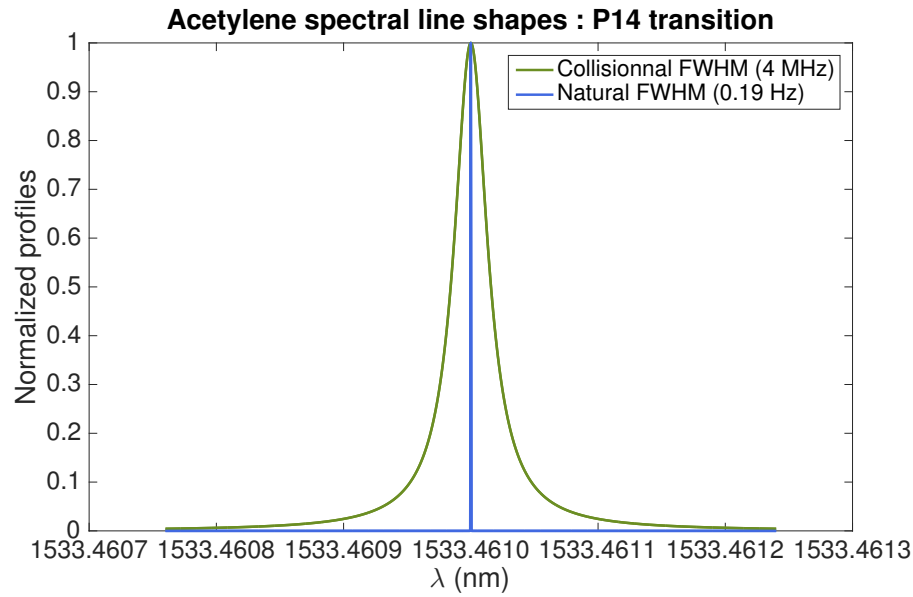


FIG. V.6 – Comparaison entre la largeur spectrale naturelle de l'acétylène et l'élargissement collisionnel pour la transition P14. La cellule d'étude a une pression de 500 mTorr, composée à 40 % d'acétylène et 60 % de diazote.

La largeur de la raie spectrale à mi-hauteur "half width at half maximum" ou HWHM est ainsi donnée par [129] :

$$\gamma_{L,\text{HWHM}} = \frac{\gamma_L}{2} = \left(\frac{T_{\text{ref}}}{T}\right)^{n_{N_2}} \times (\gamma_{N_2}(p_{\text{ref}}, T_{\text{ref}}) \times (P_{\text{tot}} - P_{\text{gaz étudié}}) + \gamma_{\text{self}}(p_{\text{ref}}, T_{\text{ref}}) \times P_{\text{gaz étudié}}) \quad (\text{V.3})$$

Avec :

- γ_L : largeur spectrale à mi-hauteur "full width at half maximum" ou FWHM
- γ_{N_2} : élargissement dû aux collisions avec les molécules de diazote ; γ_{self} : élargissement dû aux collisions entre les molécules d'acétylène.
- T_{ref} et p_{ref} : température et pression de référence, respectivement 296 K et 1 atm.
- T : température dans le cadre de l'expérience (ici on considère $T = T_{\text{ref}}$).
- n_{N_2} : coefficient exprimant la dépendance en température de l'élargissement spectral dû aux collisions des atomes avec les molécules de diazote.
- P_{tot} : pression totale dans la cellule (500 mTorr)
- $P_{\text{gaz étudié}}$: pression du gaz dont on fait la spectroscopie dans la cellule.

Le profil spectral lorentzien tenant compte de l'élargissement collisionnel (en vert sur V.6) est ainsi donné par :

$$f_L = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_L}{2} \frac{1}{[\nu - (\nu_0 + \delta(P))]^2 + \left(\frac{\gamma_L}{2}\right)^2} \quad (\text{V.4})$$

$\delta(P)$ représente le décalage de la fréquence de résonance ν_0 dû à la pression du gaz dans la cellule.

3.1.3. Elargissement Doppler

L'élargissement Doppler est un élargissement inhomogène dû à l'agitation thermique des molécules. De même que pour le refroidissement des atomes, la fréquence de résonance des atomes dépend de la vitesse des particules (z est la direction de propagation de l'onde de vecteur d'onde $\vec{k} = k_z \vec{e}_z$) :

$$\omega_e = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} = \omega_0 \pm k_z v_z = \omega_0 \times \left(1 \pm \frac{v_z}{c}\right) \quad (\text{V.5})$$

La densité de particules dn entre v_z et $v_z + dv_z$ suit une loi de distribution de vitesses de Boltzmann (gaussienne) :

$$dn = n_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) dv_z \quad (\text{V.6})$$

Avec n_0 la densité totale des molécules dans un niveau d'énergie E_i , et k_B la constante de Boltzmann ($1.38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$).

Or on a vu dans l'équation (V.5) une relation entre la fréquence et la vitesse. On obtient ainsi :

$$d\omega = \frac{\omega_0 dv_z}{c} \Leftrightarrow dv_z = \frac{c}{\omega_0} d\omega \quad (\text{V.7})$$

Par conséquent la distribution en densité des molécules peut s'exprimer en fonction de la fréquence de résonance.

$$dn = n_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \frac{c}{\omega_0} \exp\left(-\frac{mc^2(\omega - \omega_0)^2}{2k_B T \omega_0^2}\right) d\omega \quad (\text{V.8})$$

De même, l'intensité transmise lors du processus d'absorption de la lumière I_T dépend de la fréquence de résonance, car elle est proportionnelle à la distribution en densité. Le profil de la raie spectrale avec un élargissement Doppler est donné par [130] :

$$I_T \propto \exp\left(-\frac{mc^2(\omega - \omega_0)^2}{2k_B T \omega_0^2}\right) d\omega \propto \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{V.9})$$

On peut ainsi en déduire la largeur à mi-hauteur du profil spectral élargi par effet Doppler, devenu gaussien.

$$\gamma_D = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma = 2\sqrt{\ln(2)}\sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \frac{\omega_0}{c} \text{ en rad.s}^{-1} \quad (\text{V.10})$$

Sachant que $R = N_A k_B$ (R est la constante des gaz parfaits et N_A le nombre d'Avogadro) et $M = N_A m$, on a :

$$\gamma_D = 2\sqrt{\ln(2)}\sqrt{\frac{2RT}{M}} \frac{\omega_0}{c} \text{ en rad.s}^{-1} \Leftrightarrow 7,16 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \text{ en Hz} \quad (\text{V.11})$$

On obtient par conséquent le profil gaussien de la raie spectrale en figure V.7 :

$$f_D = \frac{\sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi} \times \frac{\gamma_D}{2}} \times \exp\left(-\frac{\ln(2)[\nu - (\nu_0 + \delta(P))]^2}{\left(\frac{\gamma_D}{2}\right)^2}\right) \quad (\text{V.12})$$

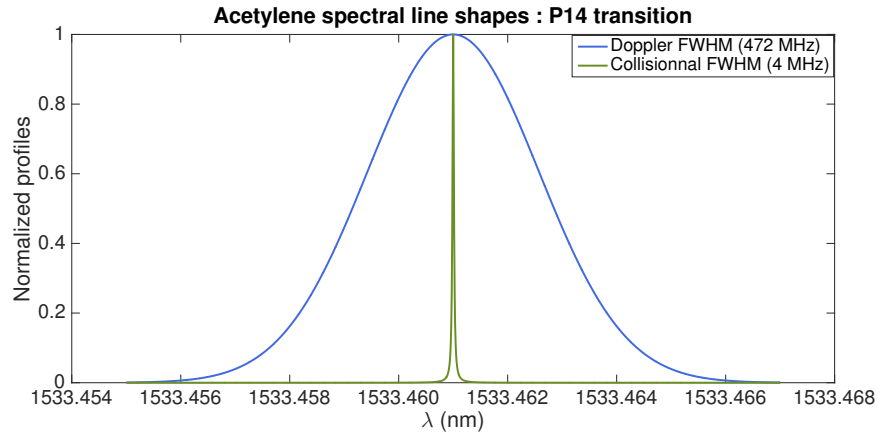


FIG. V.7 – Comparaison entre la largeur spectrale homogène de l'acétylène et l'élargissement Doppler pour la transition P14. La cellule d'étude a une pression de 500 mTorr, composée à 40 % d'acétylène et 60 % de diazote.

3.1.4. Profil de Voigt

Pour calculer le profil réel d'une raie spectrale, il faut tenir compte des deux sources d'élargissement qui se produisent, en réalisant la convolution des deux profils lorentzien et gaussien :

$$f_V(\nu, \sigma, \gamma_L) = \int_{-\infty}^{\infty} f_D(\nu, \sigma) f_L(\nu - \nu_0, \gamma) d\omega \quad (\text{V.13})$$

La largeur à mi-hauteur du profil de Voigt en figure V.8 est ainsi donnée par :

$$\gamma_V \simeq \gamma_D \times \left(1 - c_0 c_1 + \sqrt{\frac{\gamma_L^2}{\gamma_D} + 2c_1 \frac{\gamma_L}{\gamma_D} + c_0^2 c_1^2} \right) \quad (\text{V.14})$$

Avec : $c_0 = 2,0056$ et $c_1 = 1.0593$.

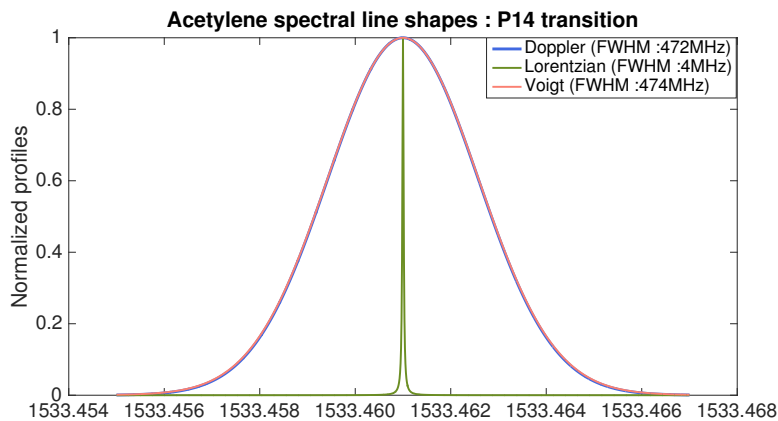


FIG. V.8 – Comparaison entre la largeur spectrale homogène de l'acétylène, l'élargissement Doppler et le profil de Voigt pour la transition P14. La cellule d'étude a une pression de 500 mTorr, composée à 40 % d'acétylène et 60 % de diazote.

D'après la figure V.8, la largeur de la raie spectrale de la transition P14 de l'acétylène est de 474 MHz à température ambiante (23°C), largement dominée par l'effet Doppler. Or les états

excités du potassium ont une durée de vie de l'ordre de 6 MHz. Il faut ainsi une méthode de spectroscopie qui ne sélectionne que la largeur homogène de l'acétylène, qui est du même ordre de grandeur que la durée de vie des états excités du potassium (raies D1 et D2), ce qui favorisera une plus grande stabilité, et une possibilité de sélection des états hyperfins considérés. Cet objectif peut être atteint en réalisant une absorption saturée.

3.2. Calcul du profil d'absorption saturée d'une raie spectrale

L'absorption saturée consiste à s'affranchir de l'élargissement Doppler en effectuant une expérience pompe-sonde. Cette technique a été développée par Arthur L. Schawlow (prix Nobel 1981). La description théorique de ce phénomène a pu être effectuée grâce aux références [130, 131].

Considérons un faisceau pompe de fréquence ω_P se propageant dans le sens positif par rapport à l'axe de quantification et saturant une transition atomique ou moléculaire. On a :

$$\omega_P = \omega_0 + kv_P \quad (\text{V.15})$$

On appelle v_P la classe de vitesse avec laquelle le faisceau pompe interagit.

Puis, considérons un faisceau sonde de fréquence ω_s , d'une intensité plus faible que le faisceau pompe se propageant dans le sens négatif par rapport à l'axe de quantification. ω_s est ainsi liée à la classe de vitesse v_s avec laquelle le faisceau sonde interagit par la relation suivante :

$$\omega_s = \omega_0 - kv_s \quad (\text{V.16})$$

Par conséquent, les deux faisceaux n'interagissent avec la même classe de vitesse que si celle-ci est nulle. Cela permet ainsi de s'affranchir de l'effet Doppler. Le faisceau pompe sature ainsi la transition atomique à la fréquence ω_0 , le milieu devient ainsi transparent pour le faisceau sonde et la transmission de celui-ci augmente. Cette augmentation de la transmission se traduit dans le profil par un "creux", comme celui de la figure V.9. En anglais, ce phénomène est appelé *Bennet hole* ou *Lamb dip*.

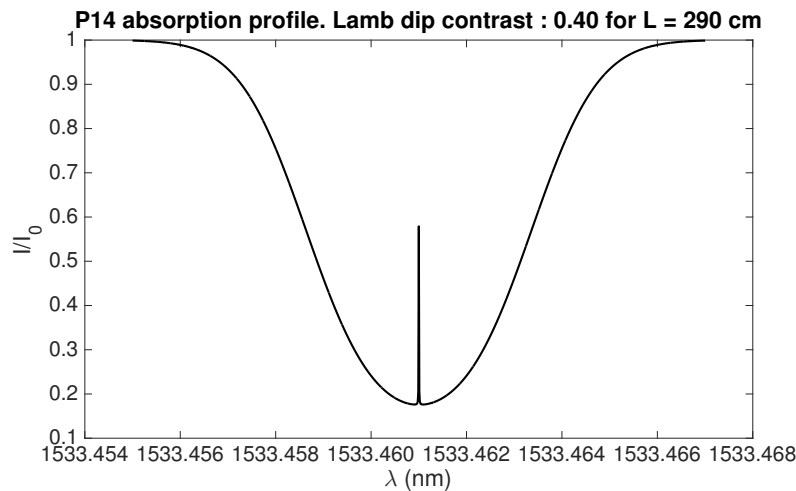


FIG. V.9 – Profil d'absorption saturée de la transition P14. La cellule d'étude a une pression de 500 mTorr, composée à 40 % d'acétylène et 60 % de diazote. La longueur sur laquelle les atomes absorbent le faisceau est de 145 cm.

Comme on l'a vu précédemment, le profil d'absorption d'une transition dépend de son coefficient d'absorption $\alpha(\omega)$. Ce coefficient d'absorption doit ainsi tenir compte de l'absorption saturée,

mais aussi du profil spectral élargi par effet Doppler. De plus, il faut considérer des facteurs entraînant un élargissement de la raie spectrale homogène obtenue suite à l'absorption saturée. En effet, une saturation trop importante de la transition peut entraîner un élargissement du profil lorentzien.

Il s'agit ainsi de calculer le profil d'absorption saturée correspondant au profil spectral de Voigt calculé précédemment auquel on ajoute le profil lorentzien obtenu avec le faisceau sonde.

Considérons un faisceau absorbé par les molécules au voisinage de la transition. Le coefficient d'absorption peut être défini par :

$$\alpha(\omega) = \int \Delta N(v_z) \sigma(\omega, v_z) \quad (\text{V.17})$$

Avec :

- $\sigma(\omega, v_z)$ la section efficace d'absorption ;
- $\Delta N(v_z)$ la différence de population entre l'état excité et l'état fondamental, exprimée en m^{-3} .

Or la section efficace d'absorption suit une loi lorentzienne :

$$\sigma = \sigma_0 \frac{\left(\frac{\gamma_L}{2}\right)^2}{(\omega - \omega_0 - kv_z)^2 + \left(\frac{\gamma_L}{2}\right)^2} \quad (\text{V.18})$$

Où σ_0 est la section efficace d'absorption à résonance : $\sigma_0 \simeq 3\lambda_0/2\pi^2$.

D'autre part, la différence de population est donnée par :

$$\Delta N = \frac{\Delta N_0}{1 + S} = \Delta N_0(v_z) \left[1 - \frac{S_0 \left(\frac{\gamma_L}{2}\right)^2}{(\omega - \omega_0 - kv_z)^2 + \left(\frac{\gamma_s}{2}\right)^2} \right] \quad (\text{V.19})$$

Où S est le paramètre de saturation qui suit également une loi lorentzienne :

$$S = S_0 \frac{\left(\frac{\gamma_L}{2}\right)^2}{(\omega - \omega_0 - kv_z)^2 + \left(\frac{\gamma_L}{2}\right)^2} \quad (\text{V.20})$$

Avec : S_0 le paramètre de saturation à résonance :

$$S_0 = \frac{I}{I_{\text{sat}}} \quad \text{avec : } I_{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega_0\gamma_L}{2\sigma_0} \quad (\text{V.21})$$

En utilisant les équations (V.6), (V.18), (V.19), et (V.20) , et si l'on pose $v_p = (2k_B T/m)^{1/2}$, on obtient :

$$\alpha(\omega) = \frac{\sigma_0 \Delta N_0}{v_p \sqrt{\pi}} \int \frac{\exp\left(-\frac{v_z^2}{v_p^2}\right)}{(\omega - \omega_0 - kv_z)^2 + \left(\frac{\gamma_s}{2}\right)^2} dv_z \quad (\text{V.22})$$

Où γ_s est la largeur spectrale correspondant au profil homogène correspondant au profil lorentzien de l'absorption saturée ou *Lamb dip*. Elle est définie par :

$$\gamma_s = \gamma_L \sqrt{1 + S_0} \quad (\text{V.23})$$

En considérant que la largeur par effet Doppler est grande devant γ_s , la résolution de cette intégrale donne :

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0(\omega_0)}{\sqrt{1+S_0}} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{0.6\gamma_D} \right)^2 \right] = \frac{\alpha_0(\omega)}{\sqrt{1+S_0}} \quad (\text{V.24})$$

$$\text{Où : } \alpha_0(\omega_0) = \frac{\Delta N_0 \sigma_0 \gamma_L c \sqrt{\pi}}{v_p \omega_0}.$$

Le profil de transmission correspondant à ce coefficient d'absorption est équivalent à celui du faisceau pompe. Pour obtenir le profil d'absorption saturée obtenu avec le faisceau sonde, considérons deux faisceaux contrapropageants de même fréquence. Autrement dit, les deux fréquences seront modifiées en même temps. On a :

$$\alpha(\omega) = \int \Delta N(v_z) [\sigma(\omega_0 - \omega - kv_z) + \sigma(\omega_0 - \omega + kv_z)] \quad (\text{V.25})$$

Avec :

$$\Delta N(v_z) = \Delta N_0(v_z) \left[1 - \frac{S_0 \left(\frac{\gamma_L}{2} \right)^2}{(\omega - \omega_0 - kv_z)^2 + \left(\frac{\gamma_s}{2} \right)^2} - \frac{S_0 \left(\frac{\gamma_L}{2} \right)^2}{(\omega - \omega_0 + kv_z)^2 + \left(\frac{\gamma_s}{2} \right)^2} \right] \quad (\text{V.26})$$

En configuration d'absorption saturée, et en considérant $I_2 \ll I_1$, le coefficient d'absorption est ainsi donné avec des calculs analogues aux précédents par :

$$\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega) \left[1 - \frac{S_0}{\sqrt{1+S_0}} \times \frac{\left(\frac{\gamma_L}{2} \right)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_S}{2} \right)^2} \right] \quad (\text{V.27})$$

$$\text{Où : } \Gamma_S = \frac{\gamma_L + \gamma_s}{2}.$$

Cette équation a été utilisée pour calculer le profil en figure V.9.

Par conséquent, à l'aide des profils spectroscopiques que l'on trace, on est en mesure de pouvoir anticiper les résultats expérimentaux et ainsi optimiser les conditions de l'expérience. En effet, un paramètre qui va s'avérer important est le contraste, défini ici comme la différence entre le minimum du signal de transmission et le pic correspondant à l'absorption saturée ($C = 0,40$ sur la figure V.9). Il va dépendre du paramètre de saturation S_0 et de la longueur parcourue par le faisceau L .

Dans le cadre de l'étude de la nouvelle architecture laser pour refroidir des atomes de potassium, nous nous intéresserons aux profils spectraux intéressants pour l'architecture laser en développement, c'est-à-dire les transitions rovibrationnelles P14 et P24 de l'acétylène.

3.3. Etude spectroscopique théorique de l'espèce gazeuse intéressante pour la nouvelle architecture laser : l'acétylène $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$

Les profils spectraux des raies d'intérêt de l'acétylène (P14 et P24) sont calculés à partir de la base de données HITRAN [129], complétée par les études menées par W.C. Swann et S.L. Gilbert [128]. Les équations (V.4), (V.12) et (V.13) sont celles qui ont été utilisées pour les simulations numériques des profils.

Pour une cellule de pression s'élevant à 500 mTorr, composée à 40 % d'acétylène et de 60 % de diazote, on obtient des profils spectraux similaires pour les deux transitions, avec les mêmes ordres de grandeur pour les largeurs spectrales : 3-4 MHz pour le profil homogène¹, et 470 MHz pour le profil Doppler, ce qui donne des profils de Voigt dont la largeur de raie est de l'ordre de 475 MHz (cf. figure V.10).

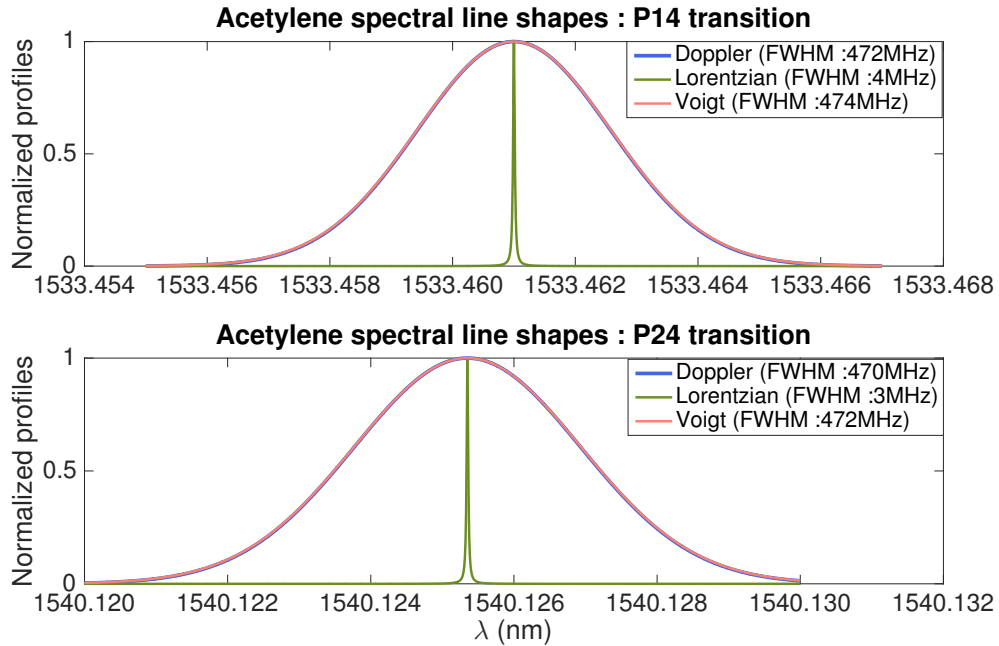


FIG. V.10 – Profils spectraux de l'acétylène pour les transitions P14 et P24, pour une cellule de 500 mTorr composée à 40 % d'acétylène et de 60 % de diazote.

Pour l'absorption saturée, les profils spectraux ont été calculés grâce à l'équation (V.27) et sont tracés en figure V.11. La longueur d'interaction choisie, 290 cm, est celle qui correspond au montage expérimental réalisé en laboratoire. D'après ces courbes, nous pouvons constater la différence de contraste importante entre ces deux profils : $C_{14}/C_{24} = 2.25$.

Ceci est dû au fait que l'intensité spectrale de la transition P14 est 5,4 fois plus importante que l'intensité spectrale de la transition P24. Pour mieux s'en rendre compte, l'ensemble des intensités spectrales a été calculé en figure V.12 à partir de la base de données HITRAN [129].

Au vu de cette différence de contraste, il s'agit d'optimiser les conditions expérimentales. Parmi ces paramètres, celui de la saturation de la transition S_0 est très important. En effet, s'il est trop faible, le faisceau pompe ne permet pas d'effectuer une saturation suffisante de la transition pour créer un milieu transparent pour le faisceau sonde (cf. V.13a). A l'inverse, si S_0 est trop grand, le contraste diminue à cause d'un élargissement spectral trop important ($\gamma_s = \gamma_L \sqrt{1 + S_0}$), comme on le voit sur la figure V.13b. De plus, d'après l'équation (V.27), on obtient un profil dont la largeur spectrale est donnée par :

1. Les élargissements collisionnels azote-acétylène et acétylène-acétylène sont respectivement $\gamma_{N_2-N_2} = 0.0768 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$ et $\gamma_{C_2H_2-C_2H_2} = 0.141 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$

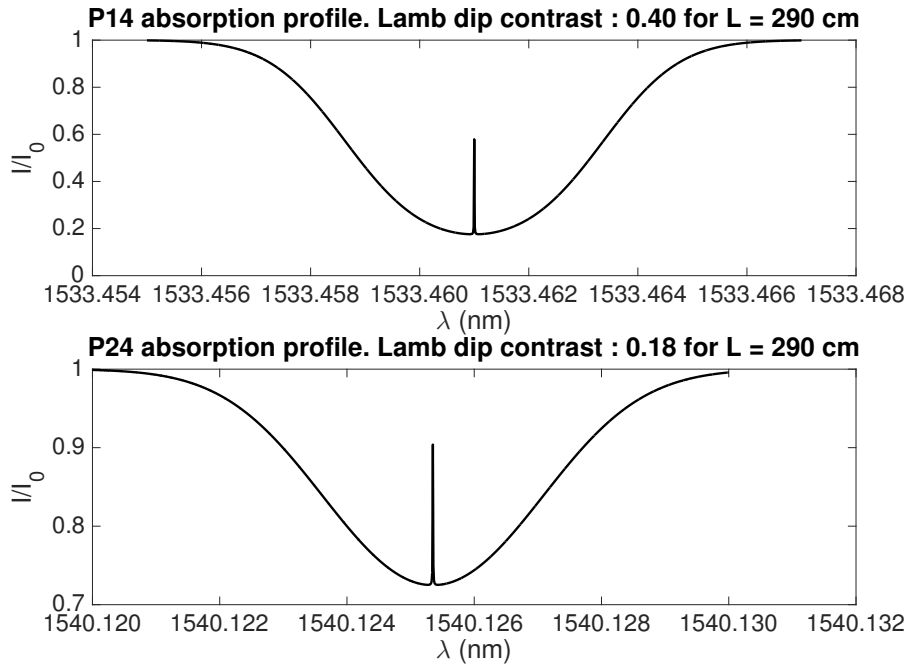


FIG. V.11 – Profil d'absorption saturée de l'acétylène pour $S_0 = 4.82$, et une cellule de 500 mTorr composée à 40 % d'acétylène et de 60 % de diazote.

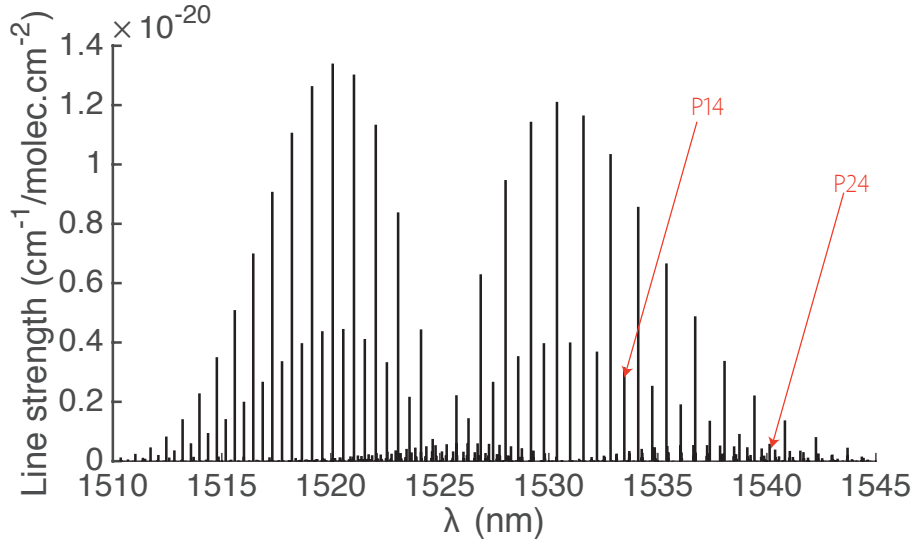


FIG. V.12 – Intensités spectrales des transitions vibrationnelles du $^{12}\text{C}_2\text{H}_2$ [128]

$$\frac{S_0}{\sqrt{1+S_0}} \times \frac{\left(\frac{\gamma_L}{2}\right)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_S}{2}\right)^2} \rightarrow 0 \Leftrightarrow \alpha(\omega) \rightarrow \alpha_0(\omega) \quad (\text{V.28})$$

Par ailleurs, le paramètre de saturation peut être contrôlé facilement sur l'expérience, car il est directement relié à l'intensité du faisceau pompe. En changeant la puissance du faisceau pompe,

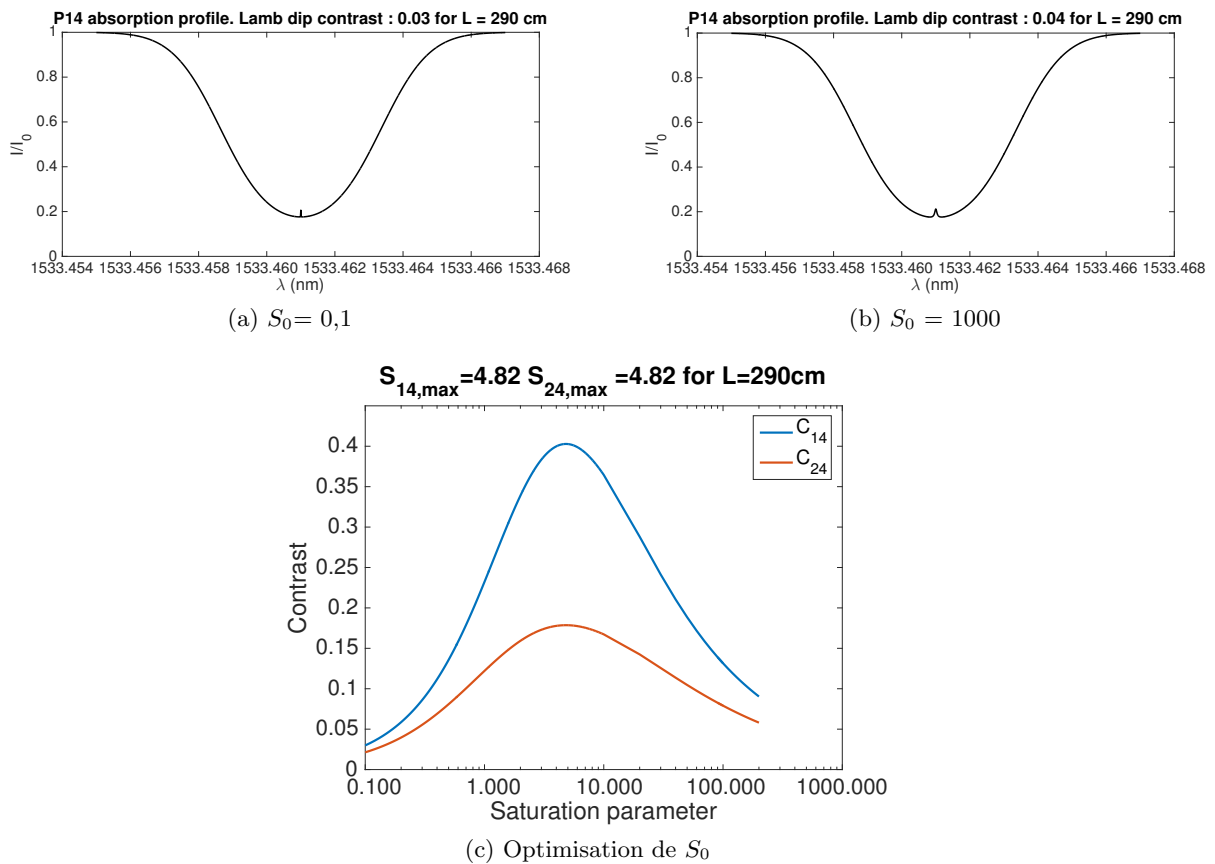


FIG. V.13 – Influence du paramètre S_0 sur un signal d'absorption saturée de la transition P14 de l'acétylène pour $L = 290$ cm. (a) Une faible saturation de la transition implique un faible contraste car la transition n'est pas assez saturée. (b) Une forte saturation de la saturation implique un élargissement trop important de la transition, ici la largeur devient de l'ordre de 66 MHz. (c) Optimisation du paramètre S_0 pour les transitions P14 et P24 de l'acétylène.

on est en mesure de modifier S_0 . Pour l'acétylène, le paramètre de saturation optimal pour les transitions P14 et P24 est 4,82 (cf. figure V.13c), ce qui implique une largeur de raie γ_s d'environ 10 MHz.

D'autre part, la longueur L parcourue par le faisceau dans la cellule est importante pour le profil de transmission. En effet, une faible longueur induit une faible absorption du faisceau sonde, autrement dit il y a peu d'interactions avec le milieu et le contraste est faible. En revanche, une distance parcourue trop importante implique une saturation de l'absorption du faisceau pompe par les molécules, ce qui a également un effet néfaste pour le contraste de l'absorption saturée. En effet, d'après l'équation (V.1), l'intensité transmise normalisée tend vers 0 si L est trop élevé.

Pour l'acétylène, les paramètres L optimaux pour les transitions P14 et P24 sont respectivement 290 et 660 cm (cf. figure V.14c). La deuxième raie spectrale, P24, oblige à considérer de plus grandes longueurs de parcours du faisceau, ce qui rend le dispositif expérimental moins compact. La raison pour laquelle ces deux valeurs diffèrent est la différence d'intensité spectrale entre les deux transitions, d'après V.2.

Les rôles joués par les paramètres S_0 et L ont ainsi été démontrés et l'évolution du contraste en fonction de ces paramètres a été tracée. Cependant, pour l'étude de l'une des deux variables

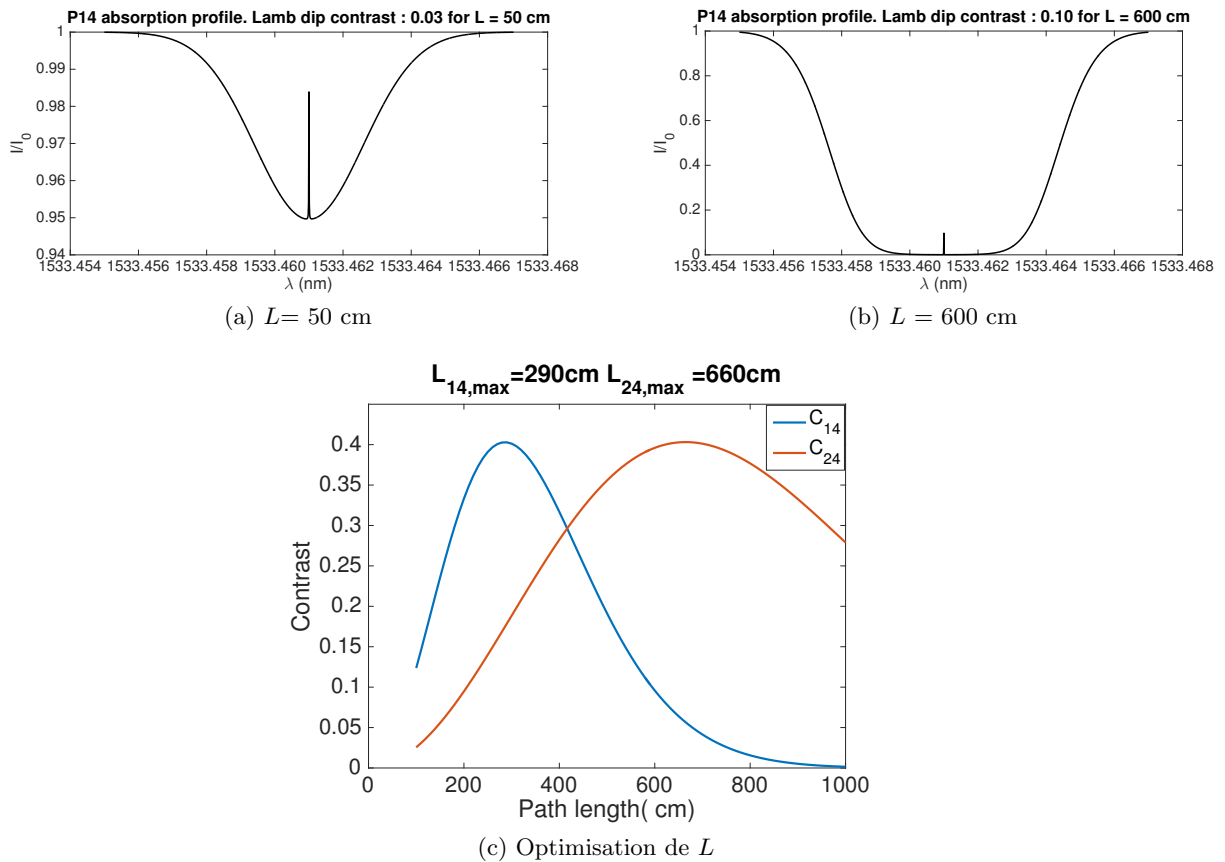


FIG. V.14 – Influence de la distance L parcourue par le faisceau dans la cellule sur un signal d'absorption saturée de la transition P14 de l'acétylène pour $S_0 = 4.82$. (a) Si L est trop petite, l'absorption est trop faible. (b) Si L est trop grande, l'absorption du faisceau pompe sature. Sur le profil normalisé, on voit que la transmission devient nulle. (c) Optimisation du paramètre L pour les transitions P14 et P24 de l'acétylène.

considérées, l'autre était considérée comme fixe ($L = 290$ cm si S_0 varie, $S_0 = 4.82$ si L est balayé pour la transition P_{14}). Afin de s'assurer que le maximum de contraste est bien obtenu pour $S_0 = 4.82$ et $L = 290$ cm pour la transition P_{14} , il faut balayer les deux quantités en même temps. Le résultat de cette simulation numérique est en figure V.15. On retrouve bien que le contraste du signal d'absorption saturée est maximal lorsque le paramètre de saturation S_0 vaut 4.82, et la longueur du parcours optique L est égale à 290 cm.

L'étude des profils spectraux des transitions rovibrationnelles P14 et P24 a ainsi révélé les paramètres optimaux à utiliser sur le dispositif expérimental, que ce soit la longueur d'interaction ou le paramètre de saturation. Dans la prochaine section du chapitre sera détaillé le montage expérimental utilisé pour réaliser l'absorption saturée, ainsi que les résultats obtenus.

4. Développement expérimental de l'architecture laser

Le montage expérimental utilisé pour l'absorption saturée repose sur l'utilisation d'une cellule multipassages pour avoir de grandes longueurs d'interaction et un dispositif compact. La pression de cette cellule est de 500 mTorr et elle est composée de 40 % d'acétylène (200 mTorr) et de 60 % d'azote. Dans cette section du chapitre sont détaillés la démarche utilisée pour le design

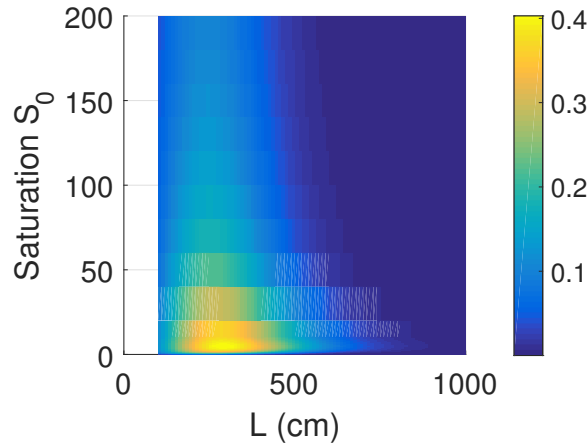


FIG. V.15 – Optimisation du contraste avec un balayage des deux paramètres pour la transition P_{14} . Le contraste est bien maximal pour $S_0 = 4.82$ et $L = 290$ cm.

de cette cellule (simulations numériques sur le trajet du faisceau, conception opto-mécanique), le banc optique adopté, ainsi que les résultats obtenus.

4.1. Cellule multipassages - Simulations sur une cellule d'Herriott

4.1.1. Cellule d'Herriott : principe

Comme nous venons de le constater précédemment, il faut de grandes longueurs de parcours optique (typiquement de l'ordre de quelques mètres) pour pouvoir résoudre les profils spectraux avec de bons contrastes et de faibles largeurs spectrales, ce qui impliquerait des montages expérimentaux de très grandes tailles.

La solution adoptée est la mise en place de cellules multipassages qui permettent de garder le montage compact, tout en ayant de grandes longueurs d'interaction pour augmenter le contraste sur le signal d'absorption. En effet, ce sont des cellules contenant le milieu à sonder disposées entre des miroirs qui confinent le rayonnement. Il peut y avoir deux miroirs sphériques, comme c'est le cas pour la cellule d'Herriott [132] et la cellule d'Herriott astigmatique [133], mais également trois miroirs dans le cas de la cellule de White [134] ou de Robert [135].

La cellule choisie ici dans la conception de l'expérience est la cellule d'Herriott pour sa grande stabilité opto-mécanique et sa simplicité [135].

Inventée par D. Herriott en 1964 [132], une cellule d'Herriott est composée de deux miroirs sphériques, dont l'un est troué. Le faisceau est injecté dans la cavité, en se propageant dans une direction autre que celle de l'axe optique. Il effectue plusieurs aller-retours entre les deux miroirs avant de sortir par le trou d'entrée. Les points lumineux forment un motif elliptique sur chaque miroir.

Le nombre d'aller-retours dans la cellule, autrement dit la longueur d'interaction, est ainsi fixé par le rayon de courbure des miroirs $R = 2f$ (où f est la distance focale) et par la distance d qui sépare les miroirs. Tous ces paramètres sont liés pour pouvoir respecter la condition de fermeture pour que le faisceau revienne sur lui-même. Celle-ci est donnée par [135] :

$$d = R \times (1 - \cos(\theta)) \text{ avec : } \theta = \frac{K\pi}{N} \quad (\text{V.29})$$

Où :

- K est le nombre de révolutions autour de l'axe optique,
- N est le nombre de réflexions sur chaque miroir.

$$\text{--- } \cos(\theta) = 1 - d/2f.$$

4.1.2. Distribution des spots sur les miroirs

Des simulations numériques ont été menées dans le but de déterminer les conditions expérimentales nécessaires, telles que la dimension de la cavité.

Considérons un miroir concave d'un rayon de courbure de 100 mm. La cellule de gaz à étudier, trouvée dans le commerce, a une dimension d'environ 100 mm.

Les paramètres $N=13$ et $K=7$ sont ainsi en adéquation avec les autres paramètres de l'expérience pour réaliser la spectroscopie. En effet, la distance séparant les miroirs, 112 mm, est supérieure à la dimension de la cellule. De plus, d'après les simulations réalisées précédemment, la longueur de parcours optique serait suffisante pour avoir un bon contraste. En effet, d'après les courbes en figure V.9, le contraste serait même optimal pour la transition P14.

Il s'agit donc de déterminer la position du faisceau sur chaque miroir au cours de sa propagation, ainsi que sa taille. En effet, le diamètre de la cellule est d'un pouce, soit 25.4 mm, ce qui implique une trajectoire elliptique sur le miroir n'excédant pas ce diamètre. De plus, il faut déterminer le recouvrement du faisceau sur lui-même au cours de sa trajectoire sur les miroirs. En effet, un des deux miroirs est percé pour l'injection du faisceau dans la cavité : la dimension du trou ainsi que celle du faisceau d'entrée doivent être conçues pour que seuls le faisceau d'entrée et le faisceau de sortie passent par le trou (la condition de fermeture impose un même diamètre pour ces deux faisceaux [135]). La distribution des spots sur les miroirs est calculée via [132].

Considérons (x_0, y_0) et (x'_0, y'_0) les coordonnées et pentes du faisceau incident. Une cavité constituée de deux miroirs concaves de même focale f est analogue à une succession de lentilles de focale f . Lors de l'intersection avec la $n^{\text{ième}}$ lentille, on a, d'après [132] :

$$x_n = x_0 \cos(n\theta) + \sqrt{\frac{d}{4f-d}}(x_0 + 2fx'_0) \sin(n\theta) \quad (\text{V.30})$$

Où $\cos(\theta)$ a été défini suite à la définition de la condition de fermeture V.29.

L'équation précédente peut être réécrite par l'égalité suivante [132] :

$$x_n = A \sin(n\theta + \alpha) \text{ et } y_n = B \sin(n\theta + \beta) \quad (\text{V.31})$$

Où :

$$\tan(\alpha) = \frac{\sqrt{\frac{4f}{d} - 1}}{1 + 2f \frac{x'_0}{x_0}}, \alpha = \beta \pm \frac{\pi}{2} \text{ et } A^2 = \frac{4f}{4f-d}(x_0^2 + dx_0x'_0 + dfx_0'^2)$$

En considérant $y'_0 = 0$, la trajectoire la plus simple sur le miroir est un cercle de rayon A , obtenue si :

$$A^2 = x_0^2 + y_0^2 = \frac{4f}{d}x_0^2 \quad (\text{V.32})$$

Où :

$$y_0 = x_0^2 \left(\frac{4f}{d} - 1 \right) \text{ et } x'_0 = \frac{-2x_0}{d} \quad (\text{V.33})$$

En considérant les paramètres $x_0 = -4$ mm, $y_0 = -3.5$ mm, $f = 50$ mm, $d = 112$ mm, $K = 7$, $N = 13$, les faisceaux décrivent une trajectoire circulaire de rayon $A = 5.3$ mm. De plus, les coordonnées à l'incidence sont les suivantes : $(x_0, x'_0) = (-4, 71.4)$ et $(y_0, y'_0) = (-3.5, 0)$.

A l'aide de l'équation (V.30), la distribution de tous les spots a été calculée pour chacun des miroirs, ce qui est représenté en figure V.16. Sur cette figure, on peut constater que la distribution des spots respecte bien la condition de fermeture car les points d'entrée et de sortie sont identiques. De plus le diamètre du rayon du cercle sur lequel évolue les spots est inférieur au diamètre du miroir.

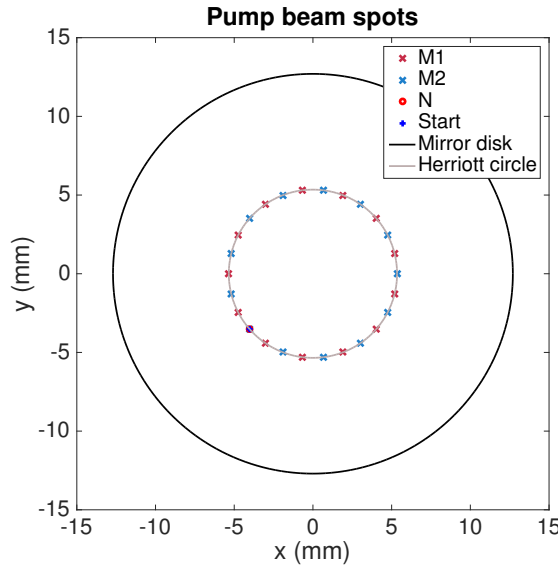


FIG. V.16 – Distribution des spots sur les miroirs

La trajectoire du faisceau est plus détaillée dans la figure V.17, où l'ordre des spots successifs est numéroté pour chacun des miroirs.

4.1.3. Taille des spots sur les miroirs

Les faisceaux convergent ou divergent en sortie des miroirs sphériques, ce qui a pour conséquence une modification de la taille des spots. Afin d'étudier les recouvrements possibles de ces points lumineux, des calculs ont été effectués sur la propagation des rayons.

Matrice ABCD

La matrice ABCD permet d'étudier la propagation de rayons lumineux traversant des systèmes optiques centrés. Soit r_0 et r'_0 la position et la pente du rayon lumineux initial et r_1 et r'_1 la position et la pente du rayon lumineux en sortie. Suite à la traversée du système optique (ou le parcours libre) représenté par la matrice ABCD, on a :

$$\begin{pmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix} \quad (\text{V.34})$$

Lorsque le système optique est une lentille de focale f , la matrice ABCD devient :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}.$$

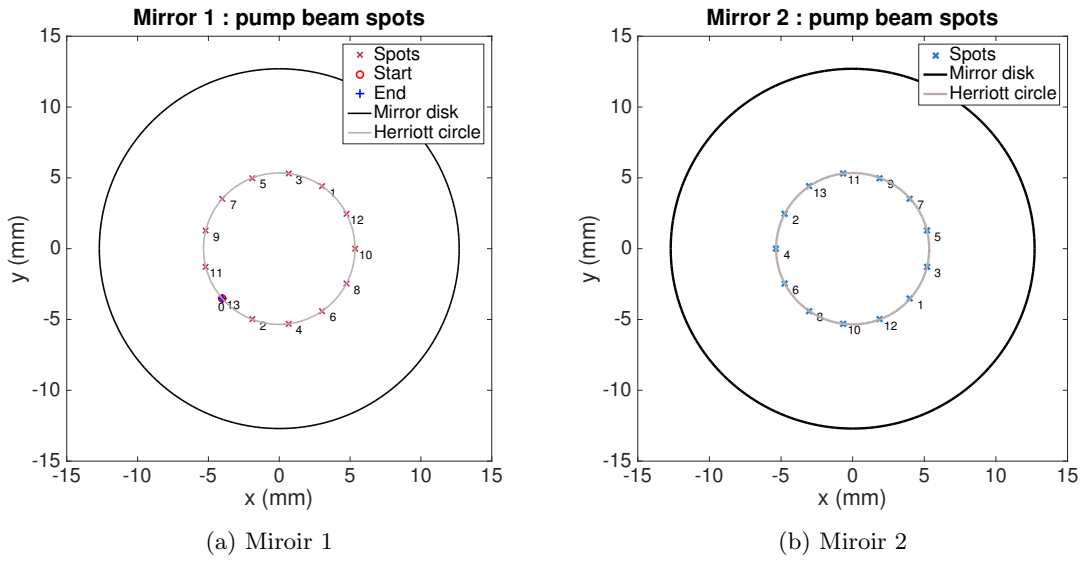


FIG. V.17 – Propagation du faisceau dans la cavité (a) Miroir 1 (b) Miroir 2

Lorsque le faisceau parcourt une distance d sans rencontrer de système optique, on obtient la matrice suivante :

$$\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Propagation d'un faisceau gaussien dans la cellule d'Herriott

Le formalisme de la matrice ABCD peut être élargie au faisceau gaussien :

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (\text{V.35})$$

Où q_i est le rayon de courbure du faisceau de *waist* W_0 se propageant suivant l'axe z et de longueur d'onde λ :

$$\frac{1}{q_i} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi W(z)^2} \quad (\text{V.36})$$

Avec :

$$\begin{aligned} - R(z) &= z \left[1 + \left(\frac{\pi W_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \\ - W(z) &= W_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

Dans le cadre d'une cavité Herriott, la matrice de transfert T est composée de deux matrices : une concernant le parcours libre du faisceau dans la cavité, une concernant la focalisation ou divergence du faisceau après réflexion sur un des deux miroirs de focale f :

$$T = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{V.37})$$

On a ainsi au $n^{\text{ième}}$ aller-retour :

$$q(n+1) = \frac{T_{11} \times q(n) + T_{12}}{T_{21}q(n) + T_{22}} \quad (\text{V.38})$$

En identifiant les parties réelle et imaginaire, on a directement accès au waist du faisceau sur le miroir lors de chaque aller-retour, et par conséquent le diamètre du spot. Sur la figure V.18, les différents diamètres de spots sont représentés pour les deux miroirs (le *waist* de départ est de 0.5 mm). On remarque que les positions des spots correspondent à celles obtenues via la méthode basée sur l'article de D. Herriott [132].

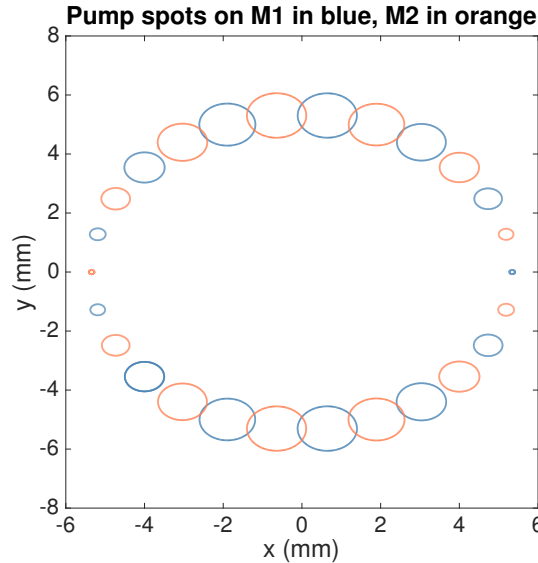


FIG. V.18 – Propagation du faisceau dans la cavité Herriott, représentation des diamètres des spots

On peut également constater l'absence de recouvrement des faisceaux pour chaque miroir, ce qui implique que le faisceau incident et le faisceau de sortie peuvent se propager via le même trou, de diamètre équivalent au *waist* de départ, sans qu'il n'y ait de conséquence sur la trajectoire du faisceau dans la cavité Herriott.

4.1.4. Propagation du faisceau sonde

L'étude précédente de la propagation du faisceau gaussien dans la cellule d'Herriott concerne le faisceau pompe qui sature la transition. Pour réaliser une absorption saturée, il faut également un faisceau sonde qui permette de résoudre les raies spectrales les plus fines.

La propagation du faisceau sonde a été simulée dans la cavité Herriott suite à la propagation du faisceau pompe. En d'autres termes, les paramètres du faisceau sonde correspondent à ceux du faisceau pompe sortant de la cavité après le 13^{ième} aller-retour et réfléchi sur un miroir. Les coordonnées du faisceau pompe incident sont les mêmes que celles du faisceau sonde incident, d'après la condition de fermeture. En revanche, les directions de propagation, autrement dit les angles par rapport à l'axe sont opposées :

$$x'_{0,\text{sonde}} = -x_{13,\text{pompe}} \text{ et } y'_{0,\text{sonde}} = -y_{13,\text{pompe}} \quad (\text{V.39})$$

Les résultats obtenus pour le faisceau sonde sont identiques à ceux du faisceau pompe (cf. figure V.19) . La bonne propagation du faisceau sonde est importante car elle permet de récupérer le signal d'absorption saturée.

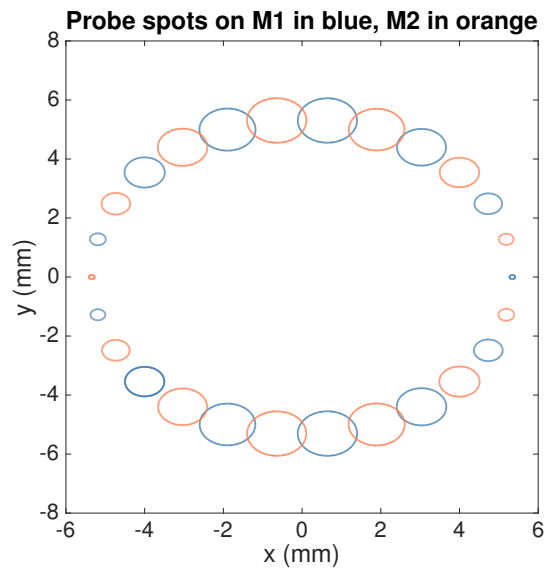


FIG. V.19 – Propagation du faisceau sonde dans la cavité Herriott, représentation des diamètres des spots

4.2. Design du support mécanique de la cellule multipassages

Le support mécanique de la cellule multipassages, représenté en figure V.20, a été conçu dans le but de pouvoir la fixer sur un banc optique avec une bonne stabilité mécanique, mais aussi afin d'être en mesure de pouvoir réaliser l'alignement des faisceaux.

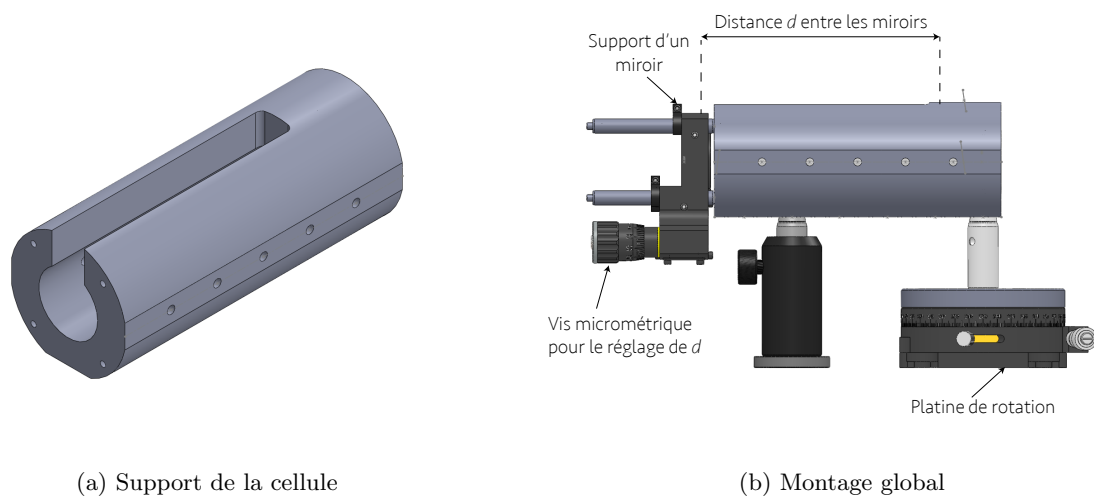


FIG. V.20 – Support de la cellule (a) Vision 3D du support de la cellule (b) Vision globale du montage

Ce support contient à la fois la cellule et l'un des deux miroirs sphériques pour que l'ensemble des pièces soit sur le même axe, ce qui permet de faciliter les alignements et de rendre le dispositif compact. Le deuxième miroir est monté sur une monture séparée disposant d'une vis micrométrique. Ceci permet de réaliser la condition de fermeture en ajustant la distance d entre les miroirs. La propagation du faisceau incident est optimisée via la platine de rotation. Une

photographie du dispositif est en figure V.21.

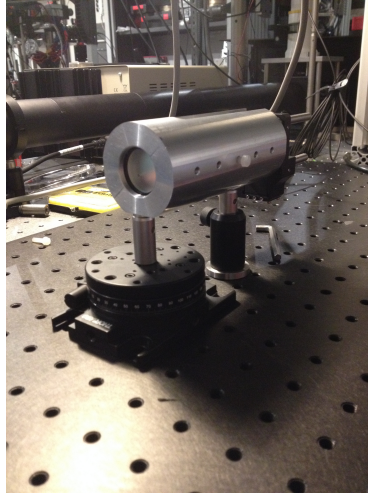


FIG. V.21 – Photographie du support mécanique de la cellule multipassages

4.3. Résultats expérimentaux

4.3.1. Montage expérimental : banc optique

Le schéma du banc optique permettant de réaliser l'absorption saturée est en figure V.22.

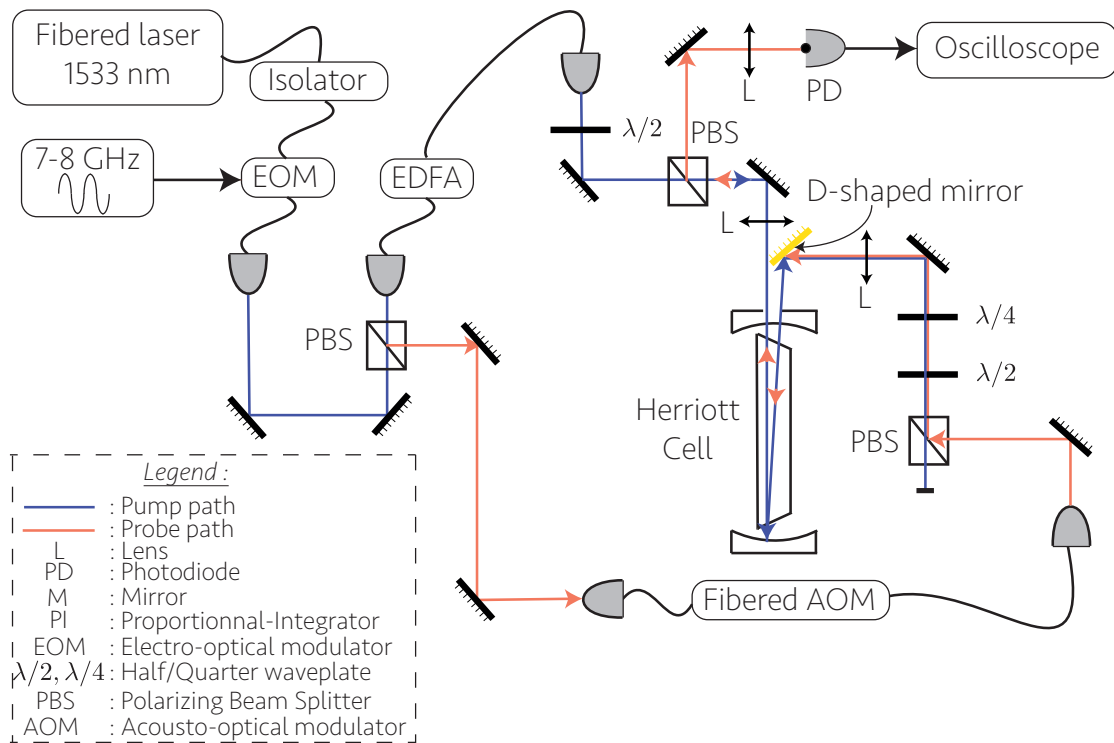


FIG. V.22 – Montage expérimental pour réaliser l'absorption saturée.

L'AOM fibré intervient dans le dispositif pour décaler la fréquence du faisceau sonde de 80 MHz afin d'éviter l'observation d'interférences avec le faisceau pompe [136]. Le miroir coupé, *D-shaped*,

permet de séparer les faisceaux entrant et sortant dans la cellule multipassages. Un amplificateur optique (EDFA) et des lentilles ont été ajoutées pour augmenter l'intensité du faisceau pour saturer la transition, comme nous le verrons par la suite. La fréquence de l'onde radiofréquence se propageant dans le modulateur électro-optique est balayée entre 7,4 et 8,4 GHz. Ceci permet de balayer la fréquence de la bande latérale du laser pour obtenir un profil de transmission. La puissance de cette onde radiofréquence est de 26 dBm (~ 400 mW) pour que la puissance dans la bande latérale du laser (la composante du laser interagissant avec l'acétylène) soit maximale.

4.3.2. Profil de transmission obtenu limité par l'effet Doppler

Dans un premier temps, nous avons observé le profil Doppler non saturé en faisant propager le faisceau pompe non amplifié dans la cellule. Le profil de transmission obtenu est celui en figure V.23. L'ajustement de cette courbe a permis de retrouver une largeur à mi-hauteur de l'ordre de grandeur de celle qui a été calculée auparavant. Nous pouvons également en déduire la fréquence de résonance qui est égale à 7.8 GHz sur cette courbe. En effet, celle-ci fluctue car le laser n'est pas asservi.

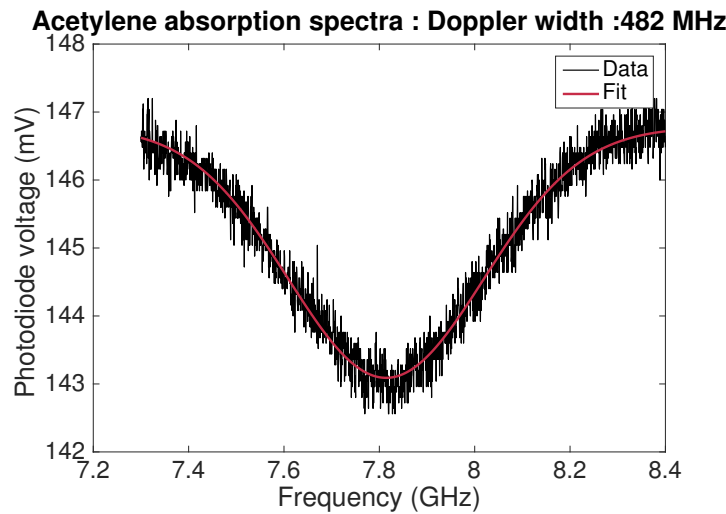


FIG. V.23 – Profil de transmission du faisceau pompe obtenu expérimentalement de la transition P14.

En revanche, nous constatons que le signal est bruité avec un contraste faible, s'élevant seulement à 4 %. En effectuant des recherches bibliographiques, nous en avons déduit que celui-ci est dû à la forte intensité de saturation I_s de l'acétylène qui dépend de la pression p (200 mTorr) et se calcule via la relation suivante [137] :

$$I_s \sim 22 \times 10^6 \times 10p \sim 4,4 \times 10^7 \text{W/m}^2 \text{ avec : } p \text{ en Torr.} \quad (\text{V.40})$$

Dans notre cas, l'intensité du faisceau pompe interagissant avec les atomes est de 12×10^4 W/m², soit un facteur 1000 en dessous de l'intensité de saturation. Dans ces conditions, la transition ne peut donc pas être saturée.

Lorsqu'il s'est agi de réaliser le montage de l'absorption saturée, la solution envisagée pour augmenter l'intensité du faisceau pompe consistait à ajouter sur le montage expérimental un EDFA pour augmenter la puissance (de quelques mW à 1W), ainsi que des lentilles qui permettent de réduire sa surface (cf. figure V.22). Dans les nouvelles conditions expérimentales de l'expérience (faisceau de 1W focalisé au centre de la cellule sur 67 μm), l'intensité de saturation est atteinte (7×10^7 W/m²). Le profil de transmission du faisceau sonde observé sur l'oscilloscope est en figure V.24.

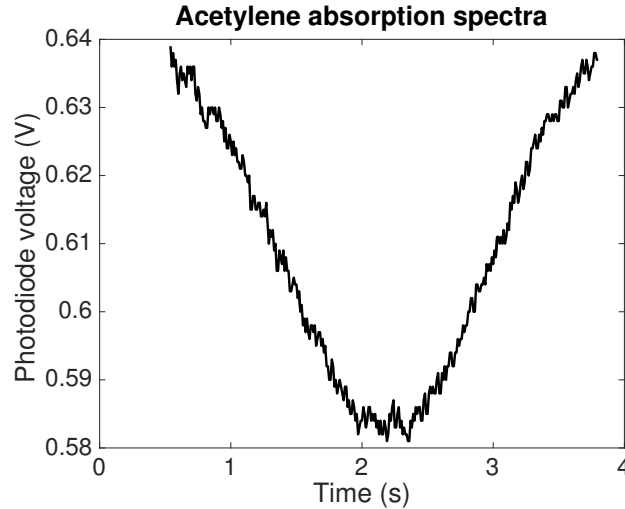


FIG. V.24 – Profil de transmission du faisceau sonde obtenu expérimentalement de la transition P14.

On constate d'après cette courbe que le contraste a légèrement augmenté, de 4 à 9 %. Ce contraste reste faible, mais cela est probablement dû à la lumière parasite du faisceau pompe de très forte intensité qui est difficile à filtrer sur le montage expérimental. Malgré cette amélioration du contraste, ces efforts n'ont pas été suffisants pour observer une absorption saturée car nous constatons l'absence de pic sur le signal obtenu. La raison pour laquelle cela n'a pas été possible est sans doute la faible distance sur laquelle nous sommes parvenus à saturer la transition. En effet, pour un faisceau focalisé, nous devons tenir compte de la distance de Rayleigh qui est équivalente à la longueur sur laquelle le faisceau pompe sature la transition, égale à 9 mm dans notre cas. Une autre hypothèse également envisagée est une mauvaise estimation de la pression dans la cellule de l'acétylène, qui serait supérieure à celle donnée par le constructeur (200 mTorr d'acétylène).

Il est ainsi difficile de réaliser une absorption saturée de l'acétylène avec une cellule d'Herriott, en raison de la forte intensité de saturation. Parmi les alternatives à ce dispositif, nous pourrions utiliser une cavité Fabry-Pérot qui permet d'amplifier le rayonnement pour atteindre les intensités suffisantes [137]. Mais une autre solution que nous avons privilégiée est d'utiliser des fibres optiques creuses, également appelées fibres HC-PCF, pour *Hollow Core - Photonic Crystal Fiber*.

4.4. Une alternative : réalisation de l'absorption saturée avec une fibre HC-PCF

4.4.1. Fibres HC-PCF : vers de grandes longueurs d'interactions

Les fibres optiques permettent de guider la lumière en confinant celle-ci dans la partie centrale en silice, le cœur, par réflexion totale interne sur la gaine dont l'indice de réfraction est plus faible. Elles guident ainsi la lumière sur de grandes distances et avec de très faibles pertes. Ces propriétés remarquables ont permis de développer de multiples applications liées à cette technologie, telles que le transport d'information pour les télécommunications, ou encore la fibroscopie dans le domaine médical pour l'exploration visuelle des organes du patient. Dans le cadre de ma thèse, l'utilisation des fibres optiques permet d'avoir des modes gaussiens afin de refroidir efficacement les atomes, que ce soit pour le piège magnéto-optique ou le piège dipolaire.

Des progrès technologiques ont ainsi été effectués au cours de ces dernières décennies pour augmenter les performances de ces fibres optiques. Une des avancées majeures s'est produite dans les années 1990, avec la microstructuration de la gaine à l'échelle de la longueur d'onde. Cette

gaine est composée d'un cristal photonique, c'est-à-dire d'un milieu diélectrique dont la structure périodique permet de modifier la propagation des ondes électromagnétiques en modulant l'indice de réfraction. En effet, l'équipe de P. St. J. Russell a mis au point une fibre dont le cristal photonique est constitué d'un réseau hexagonal de trous remplis d'air espacés de $2.3 \mu\text{m}$ par de la silice [138]. Grâce aux mécanismes de guidage propres à ce type de fibre, un seul mode est piégé dans le cœur en silice pour rendre la fibre monomode.

Ces mécanismes spécifiques sont d'ailleurs intéressants car ils permettent le confinement de la lumière dans une fibre dont l'indice de réfraction du cœur est plus faible que celui de la gaine. Dans le cas de la première fibre à cristal photonique [138], l'indice de réfraction effectif de la gaine est inférieur à celui du cœur, ce qui permet de faire propager la lumière avec des réflexions totales internes (comme pour les fibres "standards") [139, 140]. Cependant, si l'on considère un cœur creux, rempli d'air, les réflexions totales internes ne peuvent pas se produire car il n'existe pas de matériau avec un indice inférieur à celui de l'air pour constituer la gaine [141]. Dans ce cas-là, un autre mécanisme entre en jeu pour expliquer le confinement de la lumière observé par [139] : le piégeage par bandes interdites photoniques.

Pour les fibres creuses à cristal photonique (HC-PCF pour *Hollow Core - Photonic Crystal Fiber*), le cœur de la fibre est équivalent à un défaut, car il correspond à une zone de rupture sur le réseau hexagonal de trous d'air dans la matrice de silice. Seule la propagation de modes dans le cristal photonique est intéressante dans cette étude. Ce cristal étant un réseau, une analogie peut être construite entre la description de la propagation de modes de la lumière et celui de l'arrangement périodique des électrons dans un cristal quelconque [142]. Ces deux phénomènes peuvent donc être modélisés avec le théorème de Bloch que nous avons vu dans la partie 4.2.1. du chapitre 1. Dans le cadre de cette théorie, des bandes d'énergies interdites apparaissent lorsqu'il n'y a pas de solutions à l'équation de Schrödinger. Les électrons ne peuvent donc pas acquérir des valeurs d'énergie comprises dans ces bandes. De façon analogue, ce cristal photonique présente des bandes interdites pour lesquelles les modes ne pourront pas se propager. Ils se trouveront piégés dans les défauts du cristal, autrement dit le cœur de la fibre.

Cependant, l'étude des fibres HC-PCF dont les réseaux du cristal photonique sont de type Kagomé (motif en forme d'étoile de David) a mis en exergue un autre mécanisme de guidage de la lumière [143]. En effet, ces fibres présentent la particularité de ne pas présenter de bandes interdites. Leur bande passante augmente de façon considérable par rapport aux autres fibres HC-PCF et peut s'élever jusqu'à 1000 THz. La lumière est guidée dans le cœur grâce au très faible couplage entre les modes de cœur et ceux de la gaine [144].

Les deux structures de cristal photonique étudiées sont en figure V.25.

La lumière peut ainsi être guidée dans un matériau dont le cœur a un indice plus faible que celui de la gaine. En considérant une fibre HC-PCF remplie d'un milieu gazeux autre que l'air, la lumière peut se propager dans ce milieu avec de très faibles pertes, ce qui permet d'augmenter considérablement la longueur d'interaction tout en disposant d'un dispositif compact. Cette fibre à cristal photonique contenant un milieu gazeux est également PMC (*Photonic MicroCell*) [145]. La surface du mode étant de quelques micromètres carrés, les fibres HC-PCF permettent de réduire considérablement la puissance du laser nécessaire afin d'atteindre de fortes intensités [142]. De plus, ce dispositif n'est pas limité par de faibles distances de Rayleigh qui se sont révélées contraignantes dans le montage effectué en espace libre. Plusieurs phénomènes ont ainsi pu être étudiés grâce à ces propriétés, comme par exemple la diffusion Raman stimulée [143]. La spectroscopie est d'ailleurs une des applications de ces fibres, avec la réalisation de spectres d'absorption saturée

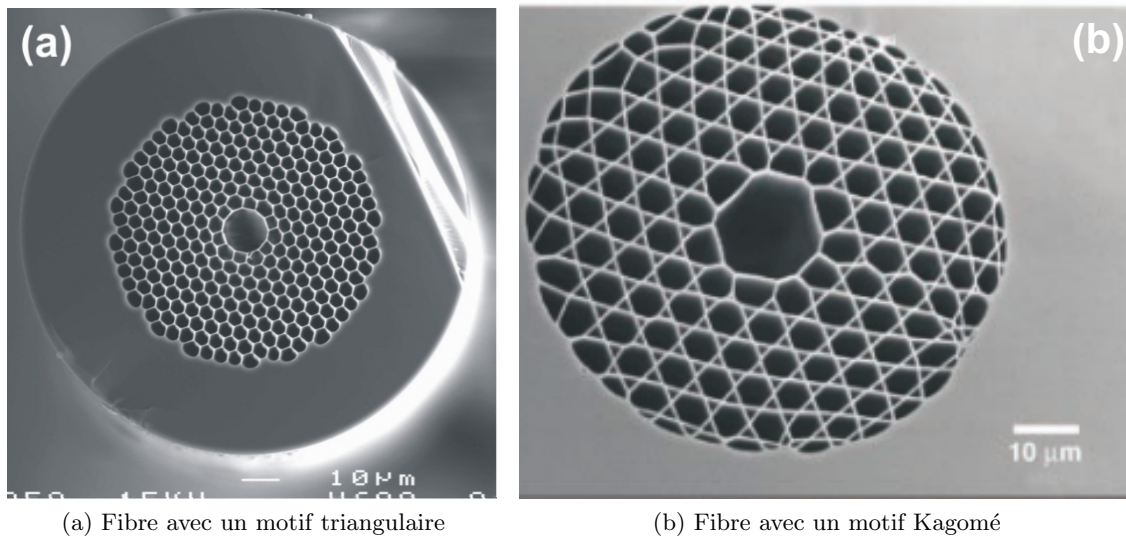


FIG. V.25 – Deux structures du cristal photonique pour deux mécanismes de confinement de la lumière. (a) Cristal photonique avec un réseau de motif triangulaire pour le mécanisme par bandes interdites, image tirée de [145] (b) Cristal photonique avec un réseau de motif Kagomé pour le couplage inhibé entre les modes de cœur et les modes de gaine, image tirée de [143].

d'atomes [146] ou de molécules, comme l'acétylène [147, 148, 136].

Les fibres creuses à cristal photonique présentent ainsi des propriétés intéressantes pour le développement de l'architecture laser. Elles offrent ainsi une alternative au montage réalisé en espace libre avec la cellule d'Herriott.

4.4.2. Expérience réalisée en collaboration avec XLim

Au cours de l'année 2016, une collaboration s'est établie entre l'équipe AUFRONS et le groupe de recherches GPPMM (*Gas-Phase Photonic and Microwave Materials*) du laboratoire XLim (Limoges), spécialisé dans le développement des fibres creuses à cristal photonique. Dans le cadre de ce partenariat, un dispositif expérimental a été mis en place à Limoges pour effectuer les premières mesures d'absorption saturée sur une fibre dont le cœur est rempli d'acétylène.

Des premières mesures d'absorption ont d'abord été effectuées sur une fibre Kagomé PMC de 10 m remplie d'acétylène à une pression d'environ 100 mTorr, avec un diamètre de cœur de 60 μm . Cette fibre a été soudée de part et d'autre de ses extrémités à des fibres conventionnelles.

La raie P13 a été étudiée pour ces mesures spectroscopiques. Son intensité spectrale étant 4 fois plus importante que celle de la raie P14 (cf. figure V.12), elle est plus aisée à repérer lorsque nous balayons la fréquence de la diode en cavité étendue. Le profil limité par effet Doppler est en figure V.26. Le contraste obtenu est très élevé, s'élevant à 95 %. Même si l'intensité spectrale de la raie P14 est plus faible, nous pouvons ainsi espérer une forte augmentation du contraste par rapport au montage en espace libre.

Suite à cette première mesure, le dispositif expérimental en figure V.27 a été mis en place pour réaliser une absorption saturée de la raie P13 de l'acétylène. Ce montage intègre un modulateur électro-optique qui module la phase du faisceau sonde afin d'obtenir un signal d'erreur, sur le même modèle que la méthode Pound-Drever-Hall utilisée pour asservir en phase un laser dans une cavité.

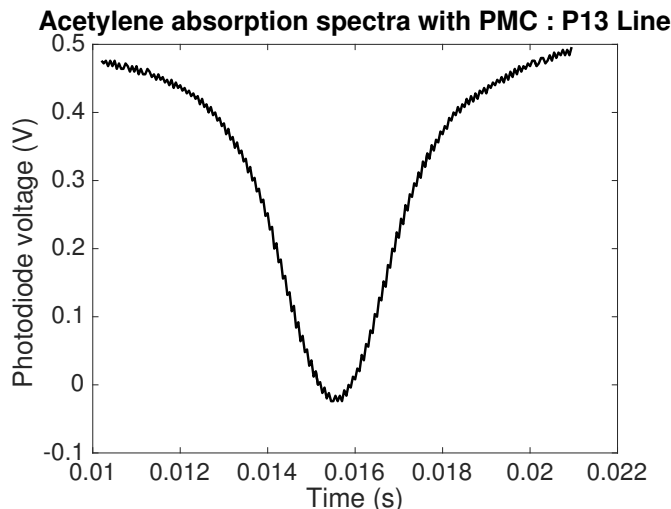


FIG. V.26 – Spectre d’absorption de la raie P13 de l’acétylène obtenu avec la fibre PMC

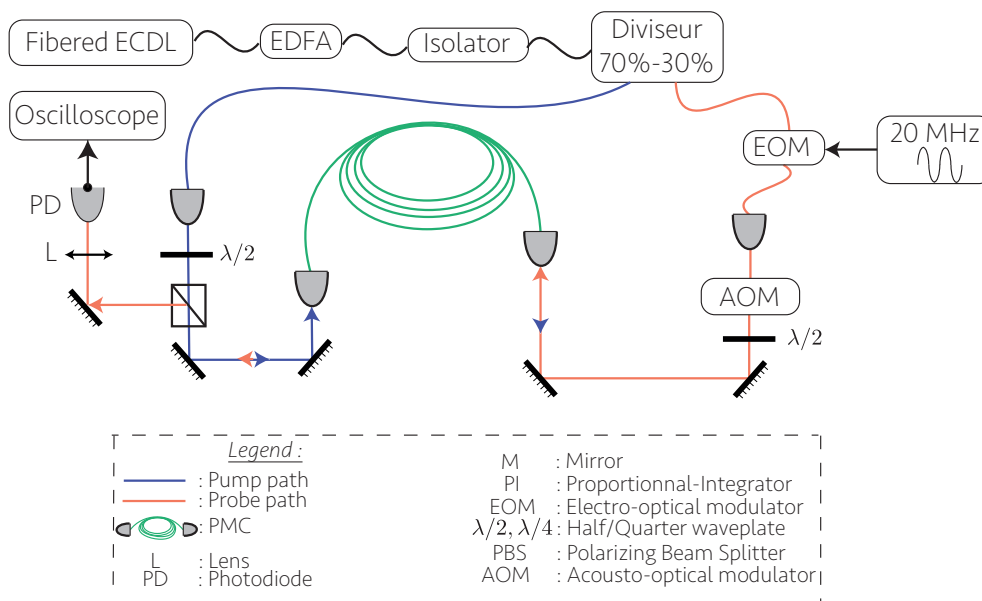


FIG. V.27 – Montage expérimental pour l’étude de l’absorption saturée de la transition P13 de l’acétylène à l’aide de fibres PMC.

Cependant, des pertes en puissance accumulées sur la transmission en sortie du diviseur 70-30 et de la fibre PMC ne permettent pas d’avoir une intensité suffisante sur la photodiode pour détecter le pic. C’est pourquoi nous n’avons pas pu observer le signal d’absorption saturée. Des modifications sur la fibre sont actuellement en cours afin d’augmenter la transmission du faisceau sonde.

5. Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre, le développement d’une nouvelle architecture laser pour le refroidissement d’atomes de potassium a été étudié. La réalisation de l’absorption saturée sur une molécule autre que la vapeur atomique de l’atome rend cette architecture versatile, dans le sens où elle est très

agile en fréquence. La molécule d'intérêt est l'acétylène, dont les longueurs d'onde des transitions rovibrationnelles sont proches du double de celles des transitions D1 et D2 du potassium. Nous pouvons ainsi utiliser les technologies télécom fibrées, dont les composants sont robustes. Après doublage fréquentiel, les faisceaux asservis pourront adresser l'ensemble des niveaux hyperfins du potassium dont ceux de l'état excité qui sont difficiles à résoudre spectralement. Ceci représente un avantage par rapport aux autres architectures qui reposent sur la spectroscopie des états hyperfins du potassium.

Des simulations numériques de l'absorption saturée de l'acétylène ont été réalisées pour évaluer le contraste du signal d'intérêt, afin d'anticiper les résultats obtenus sur un montage expérimental réalisé avec une cellule d'Herriott. Les fortes intensités nécessaires pour saturer la transition ne nous ont pas permis d'observer le pic d'absorption saturée. Parmi les alternatives intéressantes au montage réalisé, le choix s'est porté sur les fibres creuses à cristal photonique dont les propriétés remarquables ont déjà permis de réaliser des spectres d'absorption saturée de cette molécule. En effet, de faibles puissances sont nécessaires pour saturer la transition grâce à la lumière guidée sur une faible surface le long de la fibre qui permet d'obtenir de grandes longueurs d'interaction.

Dans le cadre du développement de cette source laser, une collaboration est ainsi née entre le LP2N et laboratoire limougeot XLim dont l'expertise est reconnue dans ce domaine. Un dispositif expérimental a été mis en place à Limoges afin de réaliser cette spectroscopie. Des spectres d'absorption limités par effet Doppler ont été obtenus sur l'acétylène, qui montrent des perspectives d'amélioration de contraste significatives. Par manque de temps, nous n'avons pas eu le temps de réaliser les mesures d'absorption saturée. Dans la suite de ce projet, il s'agira de poursuivre le développement des fibres PMC afin d'obtenir ce signal, puis d'extraire le signal d'erreur afin de pouvoir réaliser l'asservissement. Après cela, la chaîne de composants fibrés de l'architecture laser (EDFA, PPLN) devra être réalisée pour obtenir des faisceaux qui puissent interagir avec les atomes de potassium.

Conclusion générale

Le projet dans lequel s'est inscrit mon doctorat porte sur la construction d'un simulateur quantique sublongueur d'onde qui étudiera le comportement d'un gaz bidimensionnel d'électrons.

L'objectif du premier chapitre était ainsi de comprendre en quoi les atomes ultrafroids piégés dans des réseaux permettraient de réaliser cette étude, en construisant une analogie entre ce système et les électrons dans un cristal. Ceci a d'ailleurs mis en relief l'intérêt de réduire la distance intersite pour mieux sonder les effets quantiques recherchés. Ceci est le but à atteindre du projet AUFRONS, en parvenant à piéger les atomes dans un réseau nanostructuré. Les mécanismes de refroidissement ont été explicités et fournissent un support pour les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre suivant.

Par conséquent, le refroidissement d'atomes jusqu'au régime de dégénérescence quantique était au centre du travail poursuivi durant ces trois années. La séquence expérimentale a été mise en place : piège magnéto-optique, compression de ce piège, mélasse et refroidissement évaporatif dans un piège magnétique. De plus, un piège hybride a été réalisé pour éviter les pertes par effet Majorana, en focalisant un faisceau fortement désaccordé au centre de l'enceinte à vide, ainsi qu'en confinant les atomes sur les directions axiales grâce au piège magnétique. Cependant, l'incapacité à fournir de forts gradients de champ magnétique et des problèmes de fuite de l'enceinte à vide n'ont pas permis dans un premier temps d'obtenir un condensat de Bose-Einstein. Une reconstruction de l'expérience s'est donc avérée nécessaire pour résoudre ces difficultés. Un changement de l'enceinte à vide, désormais munie de hublots rentrants, a fourni un accès pour de nouvelles bobines plus proches des atomes afin d'augmenter le gradient de champ magnétique d'un facteur 3. De plus, la génération de ces forts gradients a été facilitée par un système de refroidissement à eau qui maintient la température des fils constante malgré la forte dissipation de puissance par effet Joule. Grâce à la résolution des problèmes rencontrés, le condensat de Bose-Einstein a été observé à la fin de l'année 2016. Cependant, la qualité des images de la distribution atomique s'est révélée insuffisante pour quantifier la fraction condensée du nuage thermique.

Un autre axe de travail de ma thèse s'est ainsi porté sur la mise en place d'un nouveau système d'imagerie. Outre la nécessité d'une meilleure résolution pour l'observation du condensat, il s'agissait de définir une nouvelle méthode pour être en mesure de détecter les atomes piégés dans un potentiel sub-longueur d'onde, en contournant la limite de diffraction. Le principe de cette technique repose sur une détection de la fluorescence des atomes, via l'activation sélective des sites du réseau qui convertit le balayage fréquentiel du faisceau d'imagerie en balayage spatial du système. Ceci permet de distinguer les tâches de diffraction indépendamment les unes des autres. En localisant précisément les centroïdes de ces dernières, la reconstitution de la distribution atomique superrésolue des atomes dans le réseau peut être réalisée. Cette activation sélective se produit grâce au couplage différencié des niveaux de la transition D2 du rubidium avec un double réseau. En effet, l'état excité est préférentiellement modulé avec le laser de longueur d'onde 1530 nm, tandis que l'état fondamental est principalement couplé avec le réseau créé à partir du laser de longueur d'onde 1064 nm. Des simulations numériques ont par conséquent été effectuées pour vérifier la faisabilité de cette nouvelle technique, et mettre en exergue la possibilité de sélectionner l'état de spin que l'on souhaite détecter. La transposition de cette méthode dans le cas du potassium 40, espèce atomique à refroidir dans la suite du projet, a également été étudiée.

Ces simulations numériques ont également été accompagnées de la mise en place des briques

technologiques nécessaires à la mise en œuvre de cette méthode de détection superrésolue. Tout d'abord, l'installation du nouvel objectif a constitué un enjeu majeur. Inspiré de la littérature [114], le travail s'est focalisé sur la conception opto-mécanique de l'objectif ainsi que la caractérisation de ses performances. Avec une résolution de $1.8 \mu\text{m}$, cet objectif répond aux exigences de l'expérience. D'autre part, une diode laser en cavité étendue a été asservie en fréquence pour disposer d'un faisceau dont on balayera la fréquence pour activer sélectivement les sites. Enfin, une cavité de transfert permet l'asservissement en phase des faisceaux pour le double réseau.

Dans ce manuscrit ont également été rapportés les travaux concernant le transport d'atomes au voisinage d'une surface nanostructurée. En effet, celle-ci permettra de générer un potentiel sublongueur d'onde dans lequel les atomes seront confinés pour réaliser les expériences de simulation quantique. Or le refroidissement d'atomes par laser se produit au centre de l'enceinte à vide. Afin de faciliter l'accès optique, la surface nanostructurée est donc excentrée durant la séquence expérimentale. Une réflexion a ainsi été menée sur les stratégies de transport des atomes dans le champ proche de cette surface, ainsi que des simulations numériques sur un nouveau piège hybride. Ce piège est composé d'un piège magnétique créé avec les courants circulants dans les fils d'une micropuce, et d'un piège dipolaire généré à partir de l'interférence d'un faisceau avec lui-même sur une surface métallique. La rotation de celle-ci modifie la position de la première frange d'interférences, ce qui permet de ramener les atomes de 5 microns à 250 nm de la surface. Par conséquent, la surface nanostructurée sert à la fois à générer un potentiel sublongueur d'onde et à transporter les atomes dans son voisinage. Mais cette technique est limitée par l'effet Casimir-Polder qui attire les atomes vers la surface.

Par ailleurs, mon doctorat a été financé grâce au dispositif CIFRE (Convention Industrielle de Formation par la Recherche) avec la société Muquans. Dans ce contexte, une nouvelle architecture laser a été développée pour refroidir les atomes de potassium. La solution innovante proposée consiste à réaliser l'absorption saturée sur l'acétylène, dont les transitions rovibrationnelles sont proches du double des transitions D1 et D2 du potassium. Grâce à cela, les difficultés liées à la structure hyperfine resserrée du potassium sont contournées, avec un dispositif facilement adaptable sur tous les isotopes. De plus, les longueurs d'onde des transitions rovibrationnelles de l'acétylène permettent d'utiliser des composants télécom doublés qui sont robustes.

Pour réaliser l'absorption saturée, des simulations numériques ont été réalisées afin d'estimer les contrastes obtenus pour les transitions d'intérêt, et d'optimiser les paramètres expérimentaux (saturation, longueur d'interaction). Un premier montage expérimental a ainsi été effectué avec une cellule multipassages de type Herriott. Cependant, la forte intensité de saturation de l'acétylène n'a pas permis de réaliser une spectroscopie non limitée par l'effet Doppler. Parmi les alternatives intéressantes à la cellule multipassages, les fibres creuses à cristal photonique possèdent des propriétés remarquables. En effet, elles permettent de guider la lumière sur la longueur de la fibre pour interagir avec les atomes, sur une très faible surface. Ceci permet à la fois d'avoir des grandes longueurs d'interactions en maintenant un dispositif compact et de diminuer les puissances nécessaires pour saturer les transitions. Un deuxième dispositif expérimental a donc été réalisé, en collaboration avec le laboratoire XLim dont l'expertise dans ce domaine est reconnue. Malheureusement, par manque de temps, le signal d'absorption saturée n'a pu être visualisé mais les premiers spectres d'absorption permettent d'espérer une nette amélioration du contraste, et une facilité de saturation de la transition. Des améliorations sont actuellement en cours pour optimiser la transmission de la fibre et obtenir un premier signal.

Perspectives

Dans la suite du projet AUFRONS, il s'agira de mettre en œuvre expérimentalement le nouveau système d'imagerie pour la détection sublongueur d'onde d'atomes froids piégés dans des réseaux, en achevant l'asservissement en phase du double réseau sur cavité et en parvenant à construire le double réseau. Des études complémentaires seront menées pour vérifier la faisabilité de cette méthode dans le cas d'un réseau nanostructuré.

Puis, le transport d'atomes au voisinage de la surface nanostructurée sera mis en place expérimentalement. Des simulations numériques sur une nouvelle technique de piégeage qui permet de contourner l'effet Casimir-Polder sont en cours. Cette méthode consiste à utiliser la différence de couplage des niveaux d'une transition avec deux faisceaux de longueurs d'onde différentes pour acquérir une dépendance spatiale de la fréquence de résonance, de façon analogue à la méthode employée pour l'imagerie superrésolue. En appliquant un faisceau résonant avec la transition, une barrière de potentiel se crée au voisinage de la position de cette résonance et empêche les atomes d'être attirés par la surface (cf. figure I.24).

L'objectif à long terme étant de simuler le comportement de fermions dans un potentiel sublongueur d'onde, le développement de la source laser sera poursuivi afin d'interagir avec un gaz de potassium 40 pour le porter à des températures ultrafroides. Pour cela, le but à atteindre sera d'acquérir un signal d'absorption saturée en améliorant la transmission de la fibre HC-PCF, puis d'extraire un signal d'erreur grâce à la chaîne de composants électroniques qui sera mise en place. Le laser asservi sera doublé en fréquence pour être sur les mêmes longueurs d'onde que celles des transitions du potassium.

Références Bibliographiques

- [1] RE Shannon. Simulation : a survey with research suggestions. *AIIE Transactions*, 1975.
- [2] Richard P. Feynman. Simulating physics with computers. *International Journal of Theoretical Physics*, 21(6) :467–488, 1982.
- [3] I. M. Georgescu, S. Ashhab, and Franco Nori. Quantum simulation. *Rev. Mod. Phys.*, 86 :153–185, Mar 2014.
- [4] Alain Aspect, Philippe Grangier, and Gérard Roger. Experimental realization of einstein-podolsky-rosen-bohm gedankenexperiment : A new violation of bell’s inequalities. *Phys. Rev. Lett.*, 49 :91–94, Jul 1982.
- [5] Pulak Ghosh, Anatoly Smirnov, and Franco Nori. Modeling light-driven proton pumps in artificial photosynthetic reaction centers. *The journal of chemical physics*, 131(3) :035102, 2009.
- [6] Elisabetta Collini, Cathy Y. Wong, Krystyna E. Wilk, Paul M. G. Curmi, Paul Brumer, and Gregory D. Scholes. Coherently wired light-harvesting in photosynthetic marine algae at ambient temperature. *Nature*, 463 :644 EP –, 02 2010.
- [7] Dawei Lu, Nanyang Xu, Ruixue Xu, Hongwei Chen, Jiangbin Gong, Xinhua Peng, and Jiangfeng Du. Simulation of chemical isomerization reaction dynamics on a nmr quantum simulator. *Phys. Rev. Lett.*, 107 :020501, Jul 2011.
- [8] D. Boiron, A. Fabbri, P.-É. Larré, N. Pavloff, C. I. Westbrook, and P. Ziń. Quantum signature of analog hawking radiation in momentum space. *Phys. Rev. Lett.*, 115 :025301, Jul 2015.
- [9] A Friedenauer, H Schmitz, JT Glueckert, D Porrás, and T Schaetz. Simulating a quantum magnet with trapped ions. *Nat Phys*, 4(10) :757–761, 2008.
- [10] Xiao-song Ma, Borivoje Dakic, William Naylor, Anton Zeilinger, and Philip Walther. Quantum simulation of the wavefunction to probe frustrated heisenberg spin systems. *Nature Physics*, 7 :399 EP –, 02 2011.
- [11] M Lewenstein, A Sanpera, and V Ahufinger. *Ultracold Atoms in Optical Lattices : Simulating quantum many-body systems*. 2012.
- [12] John Clarke and Frank K. Wilhelm. Superconducting quantum bits. *Nature*, 453 :1031 EP –, 06 2008.
- [13] R. Barends, A. Shabani, L. Lamata, J. Kelly, A. Mezzacapo, U. Las Heras, R. Babbush, A. G. Fowler, B. Campbell, Yu Chen, Z. Chen, B. Chiaro, A. Dunsworth, E. Jeffrey, E. Lucero, A. Megrant, J. Y. Mutus, M. Neeley, C. Neill, P. J. J. O’Malley, C. Quintana, P. Roushan, D. Sank, A. Vainsencher, J. Wenner, T. C. White, E. Solano, H. Neven, and John M. Martinis. Digitized adiabatic quantum computing with a superconducting circuit. *Nature*, 534 :222 EP –, 06 2016.
- [14] Alán Aspuru-Guzik and Philip Walther. Photonic quantum simulators. *Nature Physics*, 8 :285 EP –, 04 2012.
- [15] R Blatt and CF Roos. Quantum simulations with trapped ions. *Nature Physics*, 2012.
- [16] Joseph W Britton, Brian C Sawyer, Adam C Keith, C.-C. Wang, James K Freericks, Hermann Uys, Michael J Biercuk, and John J Bollinger. Engineered two-dimensional ising interactions in a trapped-ion quantum simulator with hundreds of spins. *Nature*, 484(7395) :489–492, 2012.

- [17] D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller. Cold bosonic atoms in optical lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :3108–3111, Oct 1998.
- [18] I. Bloch, J. Dalibard, and S. Nascimbène. Quantum simulations with ultracold quantum gases. *Nat Phys*, 8(4) :267–276, 2012.
- [19] Louis De Broglie. Recherche sur la théorie des quanta, 1925.
- [20] Eric Brunet. *Cours de physique statistique*. 2017.
- [21] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 52 :1423–1440, Aug 1995.
- [22] Brynle Barrett, Laura Antoni-Micollier, Laure Chichet, Baptiste Battelier, Thomas Lévèque, Arnaud Landragin, and Philippe Bouyer. Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness. *Nature Communications*, 7 :13786 EP –, 12 2016.
- [23] R Geiger, L Amand, A Bertoldi, and B Canuel. Matter-wave laser interferometric gravitation antenna (MIGA) : new perspectives for fundamental physics and geosciences. *arXiv :1505.07137*, 2015.
- [24] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. Observation of interference between two bose condensates. *Science*, 275(5300) :637–641, 1997.
- [25] E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. L. Rolston, and W. D. Phillips. A well-collimated quasi-continuous atom laser. *Science*, 283(5408) :1706–1709, 1999.
- [26] Immanuel Bloch, Michael Köhl, Markus Greiner, Theodor W. Hänsch, and Tilman Esslinger. Optics with an atom laser beam. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :030401, Jul 2001.
- [27] Jean Dalibard. *Atomes ultrafroids : notes de cours*.
- [28] Franco Dalfovo, Stefano Giorgini, Lev P Pitaevskii, and Sandro Stringari. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Reviews of Modern Physics*, 71(3) :463, 1999.
- [29] H. J. Metcalf and P. van der Straten. Laser cooling and trapping of atoms. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(5) :887–908, May 2003.
- [30] William D. Phillips and Harold Metcalf. Laser deceleration of an atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 48 :596–599, Mar 1982.
- [31] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13(1) :68–69, 1975.
- [32] EL Raab, M Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and DE Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, 59(23) :2631–2634, 1987.
- [33] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, William D. Phillips, Phillip L. Gould, and Harold J. Metcalf. Observation of atoms laser cooled below the doppler limit. *Phys. Rev. Lett.*, 61 :169–172, Jul 1988.
- [34] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11) :2023–2045, Nov 1989.
- [35] J Dalibard, C Salomon, A Aspect, and E Arimondo. New schemes in laser cooling. *Atomic Physics*, 1989.
- [36] Y. Castin and J. Dalibard. Quantization of atomic motion in optical molasses. *EPL (Europhysics Letters)*, 14(8) :761, 1991.
- [37] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati. Laser cooling of cesium atoms below 3 microkelvins. *Europhysics Letters*, 12(8) :683, 1990.

- [38] Wolfgang Ketterle. Nobel lecture : When atoms behave as waves : Bose-einstein condensation and the atom laser. *Rev. Mod. Phys.*, 74 :1131–1151, Nov 2002.
- [39] E. A. Cornell and C. E. Wieman. Nobel lecture : Bose-einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. *Rev. Mod. Phys.*, 74 :875–893, Aug 2002.
- [40] HF Hess. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Phys. Rev., B Condens. Matter*, 34(5) :3476–3479, 1986.
- [41] Claude Cohen-Tannoudji. *Leçons du Collège de France : piégeage non dissipatif et refroidissement évaporatif*. 1996-1997.
- [42] Wolfgang Ketterle and N.J. Druten. *Evaporative Cooling of Trapped Atoms*, volume 37. 1996.
- [43] Bergeman, Erez, and HJ Metcalf. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys Rev A Gen Phys*, 35(4) :1535–1546, 1987.
- [44] I. R. Berkman. The elliptical lead zeppelin, 2015.
- [45] AL Migdall, JV Prodan, WD Phillips, TH Bergeman, and HJ Metcalf. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 54(24) :2596–2599, 1985.
- [46] KB Davis, MO Mewes, MA Joffe, MR Andrews, and Ketterle. Evaporative cooling of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 74(26) :5202–5205, 1995.
- [47] J. Fortágh, S. Kraft, A. Günther, C. Trüch, P. Wicke, and C. Zimmermann. Perspectives of ultracold atoms trapped in magnetic micro potentials. *Optics Communications*, 243 :45–56, December 2004.
- [48] W. Petrich, M.H. Anderson, J.R. Esher, and E.A. Cornell. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms. *Physical Review Letters*, 74(17) :3352, 1995.
- [49] Y.-J. Lin, A. R. Perry, R. L. Compton, I. B. Spielman, and J. V. Porto. Rapid production of ^{87}Rb bose-einstein condensates in a combined magnetic and optical potential. *Phys. Rev. A*, 79 :063631, Jun 2009.
- [50] J Reichel, W Hänsel, and TW Hänsch. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Physical review letters*, 83(17) :3398–3401, 1999.
- [51] Rudolf Grimm, Matthias Weidemüller, and Yurii Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Advances in atomic physics*, 1999.
- [52] D. A. Steck. *Quantum and atom optics*. 2016.
- [53] CS Adams, HJ Lee, N. Davidson, M. Kasevich, and S. Chu. Evaporative cooling in a crossed dipole trap. *Physical Review Letters*, 74(18) :3577–3580, 1995.
- [54] D. Boiron, A. Michaud, J. M. Fournier, L. Simard, M. Sprenger, G. Grynberg, and C. Salomon. Cold and dense cesium clouds in far-detuned dipole traps. *Phys. Rev. A*, 57 :R4106–R4109, Jun 1998.
- [55] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman. All-optical formation of an atomic bose-einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :010404, Jun 2001.
- [56] J. D. Miller, R. A. Cline, and D. J. Heinzen. Far-off-resonance optical trapping of atoms. *Phys. Rev. A*, 47 :R4567–R4570, Jun 1993.
- [57] Q. Beaufils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller, and O. Gorceix. All-optical production of chromium bose-einstein condensates. *Phys. Rev. A*, 77 :061601, Jun 2008.
- [58] Toshiya Kinoshita, Trevor Wenger, and David S. Weiss. All-optical bose-einstein condensation using a compressible crossed dipole trap. *Phys. Rev. A*, 71 :011602, Jan 2005.

- [59] Christopher J. Foot. *Atomic physics*. Oxford master series in physics 7. Atomic, Optical, and laser physics. Oxford University Press, 2005.
- [60] C Becker, P Soltan-Panahi, J Kronjäger, S Dörscher, K Bongs, and K Sengstock. Ultracold quantum gases in triangular optical lattices. *New Journal of Physics*, 12(6) :065025, 2010.
- [61] Gyu-Boong Jo, Jennie Guzman, Claire K. Thomas, Pavan Hosur, Ashvin Vishwanath, and Dan M. Stamper-Kurn. Ultracold atoms in a tunable optical kagome lattice. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :045305, Jan 2012.
- [62] Leticia Tarruell, Daniel Greif, Thomas Uehlinger, Gregor Jotzu, and Tilman Esslinger. Creating, moving and merging dirac points with a fermi gas in a tunable honeycomb lattice. *Nature*, 483(7389) :302–305, 2012.
- [63] Neil W. Ashcroft and N. David Mermin. *Physique des solides*. EDP Sciences, 2002.
- [64] Jean Dalibard. *Des cages de lumière pour les atomes : la physique des pièges et des réseaux optiques*. Collège de France, 2013.
- [65] Markus Greiner, Olaf Mandel, Tilman Esslinger, Theodor W. Hänsch, and Immanuel Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, 415 :39 EP –, 01 2002.
- [66] Jonathan Simon, Waseem S. Bakr, Ruichao Ma, M. Eric Tai, Philipp M. Preiss, and Markus Greiner. Quantum simulation of antiferromagnetic spin chains in an optical lattice. *Nature*, 472 :307 EP –, 04 2011.
- [67] J. Struck, C. Öschlärer, R. Le Targat, P. Soltan-Panahi, A. Eckardt, M. Lewenstein, P. Windpassinger, and K. Sengstock. Quantum simulation of frustrated classical magnetism in triangular optical lattices. *Science*, 333(6045) :996–999, 2011.
- [68] Daniel Greif, Thomas Uehlinger, Gregor Jotzu, Leticia Tarruell, and Tilman Esslinger. Short-range quantum magnetism of ultracold fermions in an optical lattice. *Science*, 340(6138) :1307–10, 2013.
- [69] M Gullans, TG Tiecke, DE Chang, J Feist, JD Thompson, JI Cirac, P Zoller, and MD Lukin. Nanoplasmonic lattices for ultracold atoms. *Physical Review Letters*, 109(23) :235309, 2012.
- [70] S. Trotzky, P. Cheinet, S. Fölling, M. Feld, U. Schnorrberger, A. M. Rey, A. Polkovnikov, E. A. Demler, M. D. Lukin, and I. Bloch. Time-resolved observation and control of superexchange interactions with ultracold atoms in optical lattices. *Science*, 319(5861) :295–299, 2008.
- [71] Wilhelm Zwerger. Mott–hubbard transition of cold atoms in optical lattices. *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, 5(2) :S9, 2003.
- [72] DE Chang, JD Thompson, H Park, V Vuletić, AS Zibrov, P Zoller, and MD Lukin. Trapping and manipulation of isolated atoms using nanoscale plasmonic structures. *Physical Review Letters*, 103(12) :123004, 2009.
- [73] D Chang, K Sinha, J Taylor, and H Kimble. Trapping atoms using nanoscale quantum vacuum forces. *Nat Commun*, 5 :4343, 2014.
- [74] H. B. G. Casimir and D. Polder. The influence of retardation on the london-van der waals forces. *Phys. Rev.*, 73 :360–372, Feb 1948.
- [75] Christian Stehle, Helmar Bender, Claus Zimmermann, Dieter Kern, Monika Fleischer, and Sebastian Slama. Plasmonically tailored micropotentials for ultracold atoms. *Nat Photonics*, 5(8) :494–498, 2011.
- [76] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269(5221) :198–201, 1995.

- [77] J. Dingjan, B. Darquié, J. Beugnon, M. P. A. Jones, S. Bergamini, G. Messin, A. Bro-waeyns, and P. Grangier. A frequency-doubled laser system producing ns pulses for rubidium manipulation. *Applied Physics B*, 82(1) :47–51, 2006.
- [78] Fabien Theron, Yannick Bidel, Emily Dieu, Nassim Zahzam, Malo Cadoret, and Alexandre Bresson. Frequency-doubled telecom fiber laser for a cold atom interferometer using optical lattices. *Optics Communications*, 393(Supplement C) :152–155, 2017.
- [79] Daniel Adam Steck. *Rubidium 87 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata>. 2001.
- [80] G. Salomon, L. Fouché, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel. Gray-molasses cooling of 39 k to a high phase-space density. *EPL (Europhysics Letters)*, 104(6) :63002, 2013.
- [81] TG Tiecke. *Properties of Potassium*, <http://www.tobiastiecke.nl/physics/>. 2011.
- [82] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio. Bose-einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling. *Science*, 294(5545) :1320–1322, 2001.
- [83] Quentin Beauvils. *Condensation de Bose-Einstein du chrome et étude de collisions inélastiques dues aux interactions dipolaires*. PhD thesis, 2009. Thèse de doctorat dirigée par Olivier Gorceix, Laboratoire de Physique des lasersn Paris 13, 2009.
- [84] P. Cheinet. *Conception and realisation of a cold atom gravimeter*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, March 2006.
- [85] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A*, 58 :3891–3895, Nov 1998.
- [86] Erling Riis, David S. Weiss, Kathryn A. Moler, and Steven Chu. Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 64 :1658–1661, Apr 1990.
- [87] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Yu. B. Ovchinnikov, and T. Pfau. Intense source of cold rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 66 :023410, Aug 2002.
- [88] Observatoire de Paris-SYRTE. *Piège Magnéto-optique à 2 dimensions MOT2D+*.
- [89] Hugo Salvador Vásquez Bullón. Construction d’une nouvelle expérience pour l’étude de gaz quantiques dégénérés dans des réseaux optiques, et étude d’un système d’imagerie à super-résolution, 2016.
- [90] Karl D. Nelson, Xiao Li, and David S. Weiss. Imaging single atoms in a three-dimensional array. *Nature Physics*, 3 :556 EP –, 06 2007.
- [91] Jacob F. Sherson, Christof Weitenberg, Manuel Endres, Marc Cheneau, Immanuel Bloch, and Stefan Kuhr. Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic mott insulator. *Nature*, 467 :68 EP –, 08 2010.
- [92] M. R. Andrews, M.-O. Mewes, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. Direct, nondestructive observation of a bose condensate. *Science*, 273(5271) :84–87, 1996.
- [93] C. C. Bradley, C. A. Sackett, and R. G. Hulet. Bose-einstein condensation of lithium : Observation of limited condensate number. *Phys. Rev. Lett.*, 78 :985–989, Feb 1997.
- [94] S. Kadlecek, J. Sebby, R. Newell, and T. G. Walker. Nondestructive spatial heterodyne imaging of cold atoms. *Opt. Lett.*, 26(3) :137–139, Feb 2001.
- [95] Wolfgang Petrich, Michael H Anderson, Jason R Ensher, and Eric A Cornell. Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap. *J Opt Soc Am B*, 11(8) :1332, 1994.
- [96] G. Reinaudi, T. Lahaye, Z. Wang, and D. Guéry-Odelin. Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms. *Optics Letters*, 32(21) :3143–3145, Nov 2007.

- [97] Jean-Philippe Brantut. Manipulation d'atomes froids dans des potentiels lumineux : i. condensat de bose-einsein "tout optique" dans le régime d'emballlement ; ii. trampoline à atomes froids : gravimétre et interférométrie ; iii. condensat de bose-einstein dans un désordre à deux dimensions, 2009.
- [98] Dallin S. Durfee and Wolfgang Ketterle. Experimental studies of bose-einstein condensation. *Opt. Express*, 2(8) :299–313, Apr 1998.
- [99] Bo Zhang, Josiane Zerubia, and Olivo-Marin, Jean-Christophe. Gaussian approximations of fluorescence microscope point-spread function models. *Appl Optics*, 46(10) :1819–29, 2007.
- [100] G. J. A. Edge, R. Anderson, D. Jervis, D. C. McKay, R. Day, S. Trotzky, and J. H. Thywissen. Imaging and addressing of individual fermionic atoms in an optical lattice. *Phys. Rev. A*, 92 :063406, Dec 2015.
- [101] Sergio Fantini's group (Tufts University). Near-infrared spectroscopy for the study of biological tissue.
- [102] Harel Haim, Naim Konforti, and Emanuel Marom. Optical imaging systems analyzed with a 2d template. *Appl. Opt.*, 51(14) :2739–2746, May 2012.
- [103] Bangshan Sun, Patrick S. Salter, and Martin J. Booth. Pulse front adaptive optics in two-photon microscopy. *Opt. Lett.*, 40(21) :4999–5002, Nov 2015.
- [104] Stefan W. Hell and Jan Wichmann. Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission : stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy. *Opt. Lett.*, 19(11) :780–782, Jun 1994.
- [105] B Yang, J.-B. Trebbia, R Baby, Ph. Tamarat, and B Lounis. Optical nanoscopy with excited state saturation at liquid helium temperatures. *Nat Photonics*, 9(10) :658–662, 2015.
- [106] Mats GL Gustafsson. Nonlinear structured-illumination microscopy : Wide-field fluorescence imaging with theoretically unlimited resolution. *P Natl Acad Sci Usa*, 102(37) :13081–13086, 2005.
- [107] Eric Betzig, George H Patterson, Rachid Sougrat, OW Lindwasser, Scott Olenych, Juan S Bonifacino, Michael W Davidson, Lippincott-Schwartz, Jennifer, and Harald F Hess. Imaging intracellular fluorescent proteins at nanometer resolution. *Science*, 313(5793) :1642–5, 2006.
- [108] Elmar Haller, James Hudson, Andrew Kelly, Dylan A Cotta, Bruno Peaudecerf, Graham D Bruce, and Stefan Kuhr. Single-atom imaging of fermions in a quantum-gas microscope. *Nat Phys*, 11(9) :738–742, 2015.
- [109] Waseem S. Bakr, Jonathon I. Gillen, Amy Peng, Simon Fölling, and Markus Greiner. A quantum gas microscope for detecting single atoms in a hubbard-regime optical lattice. *Nature*, 462 :74 EP –, 11 2009.
- [110] Lawrence W Cheuk, Matthew A Nichols, Melih Okan, Thomas Gersdorf, Vinay V Ramasesh, Waseem S Bakr, Thomas Lompe, and Martin W Zwierlein. Quantum-Gas microscope for fermionic atoms. *Physical Review Letters*, 114(19) :193001, 2015.
- [111] Dan M. Stamper-Kurn. *Seeing Spin Dynamics in Atomic Gases*, chapter Chapter 3, pages 61–87.
- [112] Maxime Bellouvet. Montage et caractérisation d'une diode laser en cavité externe, 2014.
- [113] Nur Ismail, Cristine Calil Kores, Dimitri Geskus, and Markus Pollnau. Fabry-pérot resonator : spectral line shapes, generic and related airy distributions, linewidths, finesses, and performance at low or frequency-dependent reflectivity. *Opt. Express*, 24(15) :16366–16389, Jul 2016.

- [114] LM Bennie, PT Starkey, M Jasperse, CJ Billington, RP Anderson, and LD Turner. A versatile high resolution objective for imaging quantum gases. *Opt Express*, 21(7) :9011, 2013.
- [115] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B*, 31(2) :97–105, 1983.
- [116] R. V. Pound. Electronic frequency stabilization of microwave oscillators. *Review of Scientific Instruments*, 17(11) :490–505, 2017/11/22 1946.
- [117] Eric D. Black. An introduction to pound–drever–hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics*, 69(1) :79–87, 2017/11/21 2000.
- [118] Simon Bernon. *Trapping and nondemolition measurement of cold atoms in a high-finesse ring cavity*. Theses, Ecole Polytechnique X, April 2011.
- [119] J. Reichel. Microchip traps and bose-einstein condensation. *Applied Physical B*, 75 :469–487, 2002.
- [120] J. Fortagh and C. Zimmermann. Magnetic microtraps for ultracold atoms. *Review of modern physics*, 79 :235–386, 2007.
- [121] Simon Bernon, Helge Hattermann, Daniel Bothner, Martin Knufinke, Patrizia Weiss, Florian Jessen, Daniel Cano, Matthias Kemmler, Reinhold Kleiner, Dieter Koelle, and József Fortágh. Manipulation and coherence of ultra-cold atoms on a superconducting atom chip. *Nature Communications*, 4 :2380 EP –, 08 2013.
- [122] D Cano, H Hattermann, B Kasch, C Zimmermann, R Kleiner, D Koelle, and J Fortágh. Experimental system for research on ultracold atomic gases near superconducting microstructures. 63(1) :17–23, 2011.
- [123] M. Miranda, A. Nakamoto, Y. Okuyama, A. Noguchi, M. Ueda, and M. Kozuma. All-optical transport and compression of ytterbium atoms into the surface of a solid immersion lens. *Phys. Rev. A*, 86 :063615, Dec 2012.
- [124] Lauriane Chomaz, Laura Corman, Tom Bienaimé, Rémi Desbuquois, Christof Weitenberg, Sylvain Nascimbène, Jérôme Beugnon, and Jean Dalibard. Emergence of coherence via transverse condensation in a uniform quasi-two-dimensional bose gas. *Nature Communications*, 6 :6162 EP –, 01 2015.
- [125] A. Aspect and J. Dalibard. Measurement of the atom-wall interaction : from london to casimir-polder. In *Séminaire Poincaré*, 2002.
- [126] G. Roati, M. Zaccanti, C. D’Errico, J. Catani, M. Modugno, A. Simoni, M. Inguscio, and G. Modugno. ³⁹K. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :010403, Jul 2007.
- [127] A Bruner, A Arie, MA Arbore, and MM Fejer. Frequency stabilization of a diode laser at 1540 nm by locking to Sub-Doppler lines of potassium at 770 nm. *Appl Opt*, 37(6) :1049–52, 1998.
- [128] W. C. Swann and S. L. Gilbert. Pressure-induced shift and broadening of 1510–1540-nm acetylene wavelength calibration lines. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17(7) :1263–1270, Jul 2000.
- [129] HITRAN. Data base spectroscopy.
- [130] W. Demtröder. *Laser spectroscopy*, volume 2. Springer, 4th edition.
- [131] Rajesh Thapa. Doppler-free spectroscopy of acetylene in near-infrared region inside photonic band gap fiber, 2005.
- [132] D. Herriott, H. Kogelnik, and R. Kompfner. Off-axis paths in spherical mirror interferometers. *Appl. Opt.*, 3(4) :523–526, Apr 1964.

- [133] JB McManus and PL Kebabian. Narrow optical interference fringes for certain setup conditions in multipass absorption cells of the herriott type. *Appl Opt*, 29(7) :898–900, 1990.
- [134] John U. White. Long optical paths of large aperture. *J. Opt. Soc. Am.*, 32(5) :285–288, May 1942.
- [135] Claude Robert. Simple, stable, and compact multiple-reflection optical cell for very long optical paths. *Appl Opt*, 46(22) :5408–18, 2007.
- [136] Kevin Knabe, Andrew Jones, Kristan L. Corwin, Francois Couny, Philip S. Light, and Fetah Benabid. Saturated absorption spectroscopy of c2h2 inside a hollow, large-core kagome photonic crystal fiber. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*. Optical Society of America, 2008.
- [137] M de Labachellerie, K Nakagawa, and M Ohtsu. Ultranarrow (13)C(2)H(2) saturated-absorption lines at 1.5 microm. *Opt Lett*, 19(11) :840–2, 1994.
- [138] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, 21(19) :1547–1549, Oct 1996.
- [139] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. St. J. Russell. Photonic band gap guidance in optical fibers. *Science*, 282(5393) :1476–1478, 1998.
- [140] Philip Russell. Photonic crystal fibers. *Science*, 299(5605) :358–362, 2003.
- [141] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, and D. C. Allan. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *Science*, 285(5433) :1537–1539, 1999.
- [142] F. Benabid and P.J. Roberts. Linear and nonlinear optical properties of hollow core photonic crystal fiber. *Journal of Modern Optics*, 58(2) :87–124, 2011.
- [143] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. St. J. Russell. Stimulated raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber. *Science*, 298(5592) :399–402, 2002.
- [144] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light, and M. G. Raymer. Generation and photonic guidance of multi-octave optical-frequency combs. *Science*, 318(5853) :1118–1121, 2007.
- [145] F. Benabid, P. Roberts, F. Couny, and P. Light. Light and gas confinement in hollow-core photonic crystal fibre based photonic microcells. *Journal of the European Optical Society - Rapid publications*, 4(0), 2009.
- [146] PS Light, F Benabid, F Couny, M Maric, and AN Luiten. Electromagnetically induced transparency in rb-filled coated hollow-core photonic crystal fiber. *Optics letters*, 2007.
- [147] F. Benabid, F. Couny, J. C. Knight, T. A. Birks, and P. St J. Russell. Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres. *Nature*, 434 :488 EP –, 03 2005.
- [148] P. S. Light, F. Benabid, F. Couny, M. Maric, and A. N. Luiten. Electromagnetically induced transparency in rb-filled coated hollow-core photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 32(10) :1323–1325, May 2007.

Résumé

La mécanique quantique a révolutionné la compréhension du monde microscopique depuis son avènement au XXe siècle. Cependant, les propriétés de la matière condensée restent difficiles à étudier en raison d'une puissance de calcul insuffisante pour simuler numériquement les systèmes à N corps. Une approche alternative consiste à piéger des atomes froids dans des réseaux, dont le comportement est analogue à celui des électrons dans un cristal. Ce système modèle, dont les paramètres peuvent être contrôlés, permet de simuler les phénomènes étudiés.

La technique usuellement employée pour confiner les atomes ultrafroids dans un réseau consiste à produire une onde stationnaire résultant de l'interférence entre deux faisceaux contrapropagants. L'originalité du projet dans lequel s'inscrit cette thèse est de générer un potentiel sublongueur d'onde grâce à la modulation des forces de Casimir au voisinage d'une surface nanostructurée. Le confinement des atomes dans un réseau bidimensionnel avec une faible distance intersite (typiquement 50 nm) permettra ainsi de mieux appréhender les propriétés des matériaux, tels que le graphène.

Le travail réalisé au cours de mon doctorat s'est ainsi articulé autour de quatre axes. Tout d'abord, le refroidissement d'atomes de Rubidium 87 a été effectué jusqu'à obtenir un condensat de Bose-Einstein. Puis, des simulations numériques ont été réalisées pour mettre en place une nouvelle méthode d'imagerie sublongueur d'onde, s'appuyant sur le couplage différencié des niveaux atomiques avec un double réseau. Ceci permettra d'activer de façon sélective les sites à détecter pour localiser les atomes avec une précision sublongueur d'onde. Un nouveau système d'imagerie a d'ailleurs été développé pour mieux résoudre les images des distributions atomiques. D'autre part, des simulations numériques ont été réalisées pour anticiper les résultats expérimentaux sur le transport adiabatique au voisinage d'une surface. Enfin, dans le cadre de ma convention CIFRE, une nouvelle architecture laser sera présentée, dans le but d'interagir avec les atomes de potassium 40 qui seront à refroidir dans la suite du projet dans lequel s'inscrit ma thèse.

Abstract

Quantum mechanics was a revolution for microscopic systems understanding. However, the study of many-body systems remains a challenge because of computation complexity. Ultracold atoms trapped in lattices offer an alternative way to simulate condensed matter properties. Indeed, their behaviour is similar to the one of electrons in crystals.

The common approach for generating optical lattices is to make two laser beams interfere so that we can get a stationary wave that reproduces the potential wells of the crystalline structure. In the new ongoing project, the lattices will be produced by modulation of Casimir-Polder forces nearby a nanostructured surface. Ultracold atoms trapped in a 2D lattice with a short lattice spacing (50 nm) will enable a better understanding of material properties (e.g. graphene).

The work I have done during my thesis can be split into four parts. The first one consisted in cooling Rubidium 87 until Bose-Einstein condensate regime. Then, numerical simulations were performed to set up a new subwavelength imaging technique, based on different couplings between atomic levels with a double lattice. This will make it possible to activate the sites selectively, in order to pinpoint the atoms with subwavelength precision. Moreover, a new imaging system was developed to improve the resolution of the atomic cloud images. I did new calculations in order to predict experimental results on adiabatic atomic transport in the near field of a surface. Finally, a new laser architecture was designed in this thesis, as part of CIFRE convention, in order to cool down potassium 40 atoms, which has to be done in the future.