



HAL
open science

Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein dans un piège dipolaire optique à 1565 nm

Jean-François Clément

► **To cite this version:**

Jean-François Clément. Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein dans un piège dipolaire optique à 1565 nm. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT: . tel-00343970v2

HAL Id: tel-00343970

<https://pastel.hal.science/tel-00343970v2>

Submitted on 3 Dec 2008

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.

LABORATOIRE CHARLES FABRY DE L'INSTITUT D'OPTIQUE

UNIVERSITE PARIS XI
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée pour obtenir

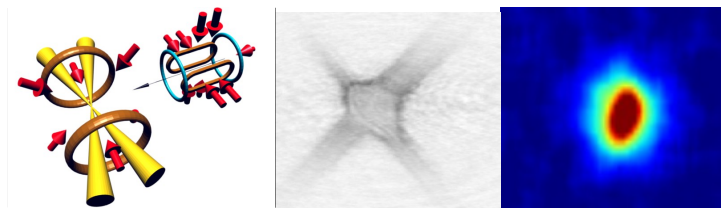
le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI

par

Jean-François CLEMENT

Sujet:

REALISATION D'UN CONDENSAT DE BOSE-EINSTEIN
DANS UN PIEGE DIPOLAIRE OPTIQUE A 1565 NM



Soutenu le 17 Novembre 2008 devant la commission d'examen:

M. O. GORCEIX	Rapporteur
M. J. H. THYWISSEN	Rapporteur
M. A. ASPECT	Examineur
M. P. BOUYER	Directeur de thèse
M. J.- C. GARREAU	Examineur
M. P. PILLET	Président du jury

Remerciements

Ces travaux de thèse ont été réalisés au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique dans le groupe d'Optique Atomique. Je remercie son directeur Pierre Chavel de m'y avoir accueilli.

Je tiens à remercier mon directeur de thèse Philippe Bouyer pour m'avoir fait confiance pendant ces trois années de thèse et pour le soutien qu'il m'a apporté dans les différentes étapes du projet KRub. Il m'a toujours étonné par son inoxydable enthousiasme à mener ce projet, entre difficultés techniques et déménagement du laboratoire. Il n'a jamais hésité à me consacrer du temps pour discuter des différents aspects de l'expérience, de la conception mécanique à la compréhension du piégeage dipolaire optique à 1565 nm.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Alain Aspect qui dirige le groupe d'Optique Atomique. Il a toujours été disponible malgré un emploi du temps très chargé, et je le remercie particulièrement pour sa contribution sur l'étude de la tomographie.

Olivier Gorceix et Joseph Thywissen ont accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit. Je les remercie pour leur relecture attentive et de l'attention qu'ils ont porté à ces travaux de thèse. Je remercie également Alain Aspect, Jean-Claude Garreau et Pierre Pillet pour avoir accepté de participer à ce jury.

Je remercie Rob Nyman et Thomas Bourdel qui ont successivement encadré le projet KRub au quotidien. Rob a très vite su me mettre à l'aise dans l'équipe naissante du projet KRub. Je resterai très impressionné par sa passion pour la physique et par ses compétences tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental. Je n'oublierai pas non plus son goût immodéré pour le scotch (isolant, de masquage, double face, etc ...) dans la salle de manip et son insolente rapidité à injecter une fibre ! Thomas Bourdel est arrivé en Janvier 2007 dans l'équipe. Il a beaucoup apporté à l'équipe, par sa façon de travailler, par son expérience dans ce domaine de recherche et par

sa constante bonne humeur. Merci pour ta tenacité devant le PMO 2D et face à l'ultravide capricieux durant ma troisième année de thèse ! Le premier étudiant en thèse du projet fut Gaël Varoquaux. Je me souviendrai longtemps encore de mon premier jour au laboratoire quand Rob et Gaël m'ont accueilli en me proposant ... d'assembler l'ensemble du système à vide de l'expérience ! Je le remercie pour cette première année de thèse remplie de conception mécanique, de bobinage ... et de Python ! Jean-Philippe Brantut et Martin Robert de St Vincent nous ont rejoint respectivement au début de ma seconde année et de ma troisième année de thèse. Ils ont apporté une énergie supplémentaire dans ce projet. Je les remercie pour l'esprit d'équipe que nous avons instauré ensemble et pour le soutien qu'ils m'ont apporté, particulièrement en fin de thèse. Le déménagement, avec Martin travaillant à une simulation numérique d'évaporation au beau milieu des cartons, les coups de limes sur les supports de bobines avec Jean-Philippe et l'apparition en août dernier du premier condensat sont tant de bons souvenirs que je partage avec eux. Je leur souhaite bonne chance pour la suite.

Merci à cette équipe KRub pour tout ce qu'ils m'ont apporté scientifiquement et humainement tout au long de ces trois années.

Je suis reconnaissant envers Martin, Jean-Philippe, Rob et Thomas de leur relecture attentive du manuscrit et de la pertinence de leurs commentaires.

Je remercie chaleureusement les électroniciens Frédéric Moron et André Villing pour leur disponibilité et leurs compétences. Leurs contributions au bon fonctionnement des expériences du groupe d'Optique Atomique est essentielle. Non seulement ils n'hésitent pas à venir à notre secours en temps utile, mais savent patiemment combler nos lacunes en électronique.

Mes remerciements vont également aux membres du groupe d'Optique Atomique : David Dulin, Karim El Amili, Simon Bernon, Juliette Billy, Jean-Baptiste Trebbia, Carlos Garrido Alzar, Isabelle Bouchoule, Julien Armijo, Sébastien Gleyzes, Karen Perronet, Alain Bernard, Patrick Cheinet, Vincent Josse, Guillaume Stern, Rémi Geiger, Valentina De Sarlo-Krachmalnicoff, Jean-Christophe Jaskula, Guthrie Partridge, Andrea Bertoldi, Thomas Vanderbruggen, Denis Boiron, Vanessa Leung, Marie Bonneau, Pierre Lugan, Laurent Sanchez-Palencia, Ben Hambrecht, Luca Pezze, Chris Westbrook, Nathalie Westbrook, Zhanchun Zuo, William Guérin, Jean-Félix Riou, David Clément, Aurélien Perrin, Martijn Schellekens, Hong Chang, Jocelyn

Retter, Andres Varon, Ronald Cornelussen, José Gomes, Diana Garcia Lopez, Chris Vo et Thierry Botter.

J'ai eu l'opportunité d'enseigner les TD de Mathématiques et Signal en première année d'école d'ingénieurs à l'Institut d'Optique. Je remercie François Balembois de m'avoir fait confiance et Fabienne Bernard, François Goudail et Gaëtan Messin de m'avoir fait partager leurs expériences d'enseignant. J'ai également eu la possibilité d'enseigner les TD et TP à l'IUT d'Orsay, dans le département Mesures Physiques. Je tiens à remercier Michel Etter, Rosa Tualle-Brouri, Roger Reynaud et Florence Albergé pour leur aide.

Je tiens à remercier particulièrement David Dulin, Karim El Amili, Carlos Garrido Alzar, Yvan Sortais et Jean-Baptiste Trebbia pour leur soutien. Leurs discussions scientifiques et extra-scientifiques m'ont énormément apporté pendant ces années de thèse. Un grand merci à Juliette pour la voiture qui me fut très utile lors de mes aller-retours Palaiseau-Orsay !

Cette construction d'expérience implique bien plus que l'équipe du projet KRub. L'atelier de mécanique, l'atelier d'optique, le service technique et l'administration de l'Institut d'Optique ont contribué à la réussite de ce projet. Je les remercie de leur disponibilité et de leur efficacité.

Merci à Graça Martins et Than Duong Touret du service Reprographie qui ont assuré la reproduction de ce manuscrit.

J'adresse des remerciements chaleureux et sincères à Yvan Sortais pour son écoute attentive, des déboires techniques inhérents aux expériences d'atomes froids à la préparation de la soutenance, et pour son soutien qu'il a manifesté pendant ma thèse. J'ai eu la chance, pendant ces années de thèse, de participer à plusieurs conférences et écoles d'été. Ces événements sont une formidable occasion de rencontrer d'autres étudiants et de parfaire ses connaissances dans un domaine de recherche passionnant. Je garderai un très bon souvenir de ces moments, en particulier de l'école d'été Enrico Fermi organisée à Varenna portant sur les fermions et de toute l'équipe de thésards de l'Eremo Gaudio.

Enfin, merci mille fois à ma famille et mes amis pour m'avoir apporté leur soutien tout au long de mes études, particulièrement dans les moments difficiles. Merci à Céline, qui n'a eu de cesse de m'épauler depuis de nombreuses années et à qui je dédie ce manuscrit.

A Céline,

Table des matières

1	Notions sur les gaz ultrafroids	5
1.1	La condensation de Bose-Einstein	6
1.1.1	Un effet statistique	6
	Distribution de Bose-Einstein	6
	Température critique	7
	Fonction d'onde macroscopique	8
1.1.2	Gaz de Bose : effet des interactions	9
	Equation de Gross-Pitaevskii	11
	Approximation de Thomas-Fermi	12
1.2	Refroidissement d'atomes	14
1.2.1	Refroidissement par dissipation	14
	Introduction	14
	Force de pression de radiation	14
	Mélasse optique	15
	Le refroidissement Sisyphé	16
	Piège magnéto-optique	17
1.2.2	Refroidissement évaporatif dans un piège conservatif	19
	Introduction	19
	Les différents types de collisions	19
	Loi d'échelle	20
	Temps d'évaporation	22
	Mise en pratique de l'évaporation	22
2	Dispositif expérimental : pièges magnéto-optiques 2D et 3D	25
2.1	Système à vide	26
2.1.1	Contraintes	26
2.1.2	Description	27

2.1.3	Historique du système à vide et évolution	30
2.1.4	L'atome de ^{87}Rb	30
2.2	Le banc de refroidissement laser	33
2.2.1	Description générale	33
2.2.2	Les sources laser	35
	Diode en cavité étendue traitée anti-reflet	35
	Asservissement de fréquence des sources laser	37
	Amplificateur de puissance	38
2.3	Piégeage dissipatif : les PMO 2D et 3D	40
2.3.1	Le PMO 2D	40
	Principe	40
	Revue des dispositifs existants	42
	Description	42
2.3.2	Le PMO 3D	45
	Montage optique	45
	Champ magnétique	45
2.3.3	Transfert d'atomes froids entre PMO 2D et PMO 3D	49
	Le faisceau pousseur	49
	Les faisceaux latéraux	51
	Le champ magnétique	52
2.4	Système d'imagerie par absorption	52
2.4.1	Principe	52
2.4.2	Système optique	53
3	Le piège dipolaire optique à 1565 nm	55
3.1	Le potentiel dipolaire	56
3.1.1	Un piège dipolaire : pourquoi?	56
3.1.2	La force dipolaire	56
3.1.3	Rapide revue du piégeage dipolaire	60
3.1.4	Paramètres d'un piège optique	61
3.2	Piège optique dipolaire à 1565 nm	62
3.2.1	Première version du piège optique	64
	Ordres de grandeur	64
	La source laser	64

Un piège croisé	66
Un volume ajustable	67
Conception optique	67
Analyse du front d'onde	69
Bruit d'intensité	72
Contrôle d'intensité	73
3.2.2 Seconde version du piège optique	75
Motivation	75
Modulateur acousto-optique	77
Bilan de la seconde version	78
3.3 Conclusion	78
4 Tomographie in situ dans un piège dipolaire optique	81
4.1 Description théorique de l'effet Stark	82
4.1.1 Hamiltonien du problème	82
4.1.2 Couplage hyperfin H_{hfs}	83
4.1.3 Interaction Stark	84
4.1.4 Polarisabilités scalaire et tensorielle	85
4.2 Cas du ^{87}Rb à 1565 nm	86
4.2.1 Polarisabilités	86
4.2.2 Etat fondamental $5S_{1/2}$	87
4.2.3 Etat excité $5P_{3/2}$	90
4.2.4 Effet du FORT	91
4.3 Tomographie basée sur les déplacements lumineux	93
4.3.1 Principe	93
4.3.2 Résultats	95
Procédure d'alignement du FORT	95
Calibration du faisceau	96
Cartographie du potentiel optique	98
Suivi de la distribution atomique en énergie potentielle	100
4.3.3 Discussion et Perspectives	105
5 Condensation de Bose-Einstein dans un FORT à 1565 nm	107
5.1 Chargement des pièges conservatifs pour atomes neutres	108

5.1.1	Le transfert entre piège dissipatif et piège conservatif	108
	Densité dans l'espace des phases initiale	108
	Ordres de grandeur	109
5.1.2	Piège magnétique	110
	Principe	110
	Différents types de pièges magnétiques	110
	Quadrupolaire	110
	Ioffe-Pritchard, Base-ball, QUIC et TOP	111
	Chargement d'un piège magnétique	111
5.1.3	Piège optique	113
	Les premiers pièges dipolaires optiques : 1985 - 2000	113
	Vers la dégénérescence quantique <i>tout-optique</i>	113
5.2	Chargement dans un piège dipolaire optique à 1565 nm	120
5.2.1	Introduction	120
5.2.2	Le <i>chopper</i>	120
	Principe	120
	Expérience	121
5.2.3	Refroidissement et chargement simultanés	127
	Introduction	127
	Principe	127
	Séquence expérimentale	128
	Refroidissement adapté au FORT	131
	Dark MOT induit dans le FORT	132
	Résumé	134
5.3	Evaporation dans un piège dipolaire optique	136
5.3.1	Principe	136
5.3.2	Lois d'échelle pour un piège optique	137
5.3.3	Résultats	138
	Evaporation	138
	Condensation de Bose-Einstein	140

**A Déplacements lumineux d'autres alcalins en présence du FORT
à 1565 nm 148**

B	Effet du laser	152
C	Dessins techniques	154

Table des figures

1.1	Fraction d'atomes condensés en fonction de la température.	8
1.2	Distribution d'un nuage au voisinage du seuil de condensation.	10
1.3	Principe du piège magnéto-optique.	18
1.4	Principe du refroidissement évaporatif.	20
2.1	Vue d'ensemble du système à vide.	28
2.2	Principales modifications du système à vide pendant la thèse.	29
2.3	Transition D2 du ^{87}Rb et structure hyperfine associée.	32
2.4	Schéma du banc laser à 780 nm.	34
2.5	Diode traitée anti-reflet en cavité étendue.	36
2.6	Schéma de principe de l'asservissement par battements.	38
2.7	Schéma de l'amplification de puissance optique.	39
2.8	Puissance optique du TA en fonction du courant d'injection.	40
2.9	Schéma de principe du piège magnéto-optique bidimensionnel.	41
2.10	Vue d'ensemble du dispositif d'obtention d'un nuage froid de ^{87}Rb	46
2.11	Photographie des bobines créant le gradient de champ magnétique du PMO 3D.	47
2.12	Schéma de principe de l'électronique de contrôle de champ magnétique.	49
2.13	Dépendance en désaccord du faisceau pousseur du chargement du PMO 3D.	50
2.14	Dépendance en puissance du faisceau pousseur du chargement du PMO 3D.	50
2.15	Dépendance en puissance du PMO 2D du chargement du PMO 3D.	51
3.1	Evaluation de l'approximation du piège conservatif.	59
3.2	Potentiel d'un piège dipolaire optique croisé à 1565 nm.	63
3.3	Disposition des faisceaux optiques sur l'enceinte à vide.	65
3.4	Schéma optique du piège dipolaire.	68

3.5	Fréquences d'un FORT en fonction du waist.	69
3.6	Taux moyen de collision dans un FORT en fonction du waist.	70
3.7	Faisceau détecté sur la matrice de micro-lentilles.	71
3.8	Réponse percussive de notre système optique.	71
3.9	Bruit d'intensité du laser IPG 50 W.	73
3.10	Contrôle d'intensité du banc laser à 1565 nm.	74
3.11	Schéma du piège dipolaire. Seconde version	76
3.12	Puissance optique en sortie d'un MAO en fonction de la tension de commande.	78
3.13	Image par absorption d'un nuage de ^{87}Rb dans le FORT première version.	79
4.1	Polarisabilité scalaire α_0 de l'état $5S_{1/2}$ en fonction de la longueur d'onde.	86
4.2	Diagramme des premiers niveaux d'énergie du ^{87}Rb	87
4.3	Etat $5S_{1/2}$ $F = 2$ du ^{87}Rb en fonction de l'intensité lumineuse d'un laser à 1565 nm.	88
4.4	Niveaux d'énergie de l'état $5P_{3/2}$ du ^{87}Rb en fonction de l'intensité lumineuse d'un laser à 1565 nm.	89
4.5	Effet du FORT sur les états de la transition D2.	92
4.6	Déplacements lumineux de $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ sous l'effet d'un faisceau FORT gaussien.	94
4.7	Calibration du faisceau FORT.	97
4.8	Images par absorption <i>in situ</i>	99
4.9	Tomographie du FORT - Suivi de l'évolution temporelle de la distribution atomique en énergie potentielle.	102
4.10	Thermalisation d'un nuage atomique dans un piège optique dipolaire.	104
5.1	Revue des différentes configurations de piégeage magnétique.	112
5.2	Niveaux d'énergie du ^{85}Rb en présence d'un réseau optique à $10.6 \mu\text{m}$	115
5.3	Illustration de la méthode dite <i>dimple</i>	116
5.4	Illustration de la longueur d'onde <i>magique</i>	117
5.5	Séquence de chargement <i>chopper</i>	122

5.6	Nombre d'atomes chargés dans le FORT en fonction de la fréquence <i>chopper</i>	123
5.7	Ajustement du rapport entre force de friction et force de piégeage dipolaire.	124
5.8	Nombre d'atomes chargés dans le FORT en fonction du rapport entre refroidissement et piégeage dipolaire.	125
5.9	Température du nuage chargé dans le FORT en fonction du temps de chargement.	125
5.10	Nombre d'atomes dans le nuage chargés dans le FORT en fonction du temps de chargement.	126
5.11	Configuration d'un faisceau à 1565 nm adapté au chargement.	129
5.12	Configuration d'un faisceau à 1565 nm adapté au chargement.	130
5.13	Séquence de chargement.	131
5.14	Nombre d'atomes chargés dans le FORT en fonction du désaccord de la fréquence piège du PMO 3.	133
5.15	Effet de dépompage pendant le chargement.	135
5.16	Principe du refroidissement évaporatif dans un piège optique.	136
5.17	Evolution de la densité dans l'espace des phases en fonction du nombre d'atomes pendant l'évaporation.	138
5.18	Rampe de puissance du FORT pendant l'évaporation.	139
5.19	Evaporation dans le piège dipolaire optique.	139
5.20	Images par absorption au voisinage de la condensation de Bose-Einstein.	141
5.21	Inversion d'ellipticité du condensat.	141
B.1	Evolution du nombre d'atomes dans $ F = 1\rangle$ et $ F = 2\rangle$ en fonction du temps.	153
C.1	Vue d'ensemble des bobines dans leur support (1).	155
C.2	Vue d'ensemble des bobines dans leur support (2).	155

Introduction

Au début du XX^{ème} siècle, la théorie de la mécanique quantique fut essentiellement élaborée pour décrire des phénomènes microscopiques comme la description de l'atome et des liaisons chimiques. Toutefois, la mécanique quantique peut se manifester à une échelle macroscopique. La supraconductivité et la superfluidité en sont de flagrants exemples.

En 1924, le jeune physicien indien Satyendranath Nathal Bose retrouva l'expression de la loi de Planck expliquant le rayonnement du corps noir, expérience fondatrice de la mécanique quantique. Pour cela, il établit une description statistique de la lumière par des particules indiscernables sans masse : les photons. Ayant des difficultés à faire publier son résultat, il envoya son travail à Albert Einstein. Ce dernier comprit rapidement la portée de l'article de S. N. Bose et le recommanda pour publication. A. Einstein approfondit l'idée de statistique de Bose aux atomes de spin entier et prédit, qu'en-dessous d'une température dite critique, une fraction macroscopique d'atomes s'accumulerait dans l'état fondamental du système : le condensat de Bose-Einstein. L'idée fut fraîchement accueillie par les contemporains des deux physiciens mais la condensation de Bose-Einstein et les interrogations qu'elles suscitérent réapparaîtront lors de différentes manifestations macroscopiques de la mécanique quantique tel que la superfluidité de l'Hélium liquide découverte en 1937 par Allen, Misener et Kapitsa. La superfluidité peut être interprétée comme une manifestation de la condensation de Bose-Einstein mais la description théorique reste complexe car il faut tenir compte des interactions fortes dans l'Hélium liquide.

Il aura fallu plus de soixante-dix années pour vérifier expérimentalement la prédiction d'Einstein. La condensation de Bose-Einstein fut observée pour la première fois en 1995 dans des gaz dilués d'alcalins (Rubidium puis Sodium). Cette découverte fut récompensée par le prix Nobel de physique en 2001, attribué à C. Wieman, E. Cornell [Cornell 02] et W. Ketterle [Ketterle 02]. La dégénérescence quantique est

désormais accessible par l'expérience pour une grande variété d'espèces atomiques : les alcalins hormis le Francium [Anderson 95, Davis 95, Bradley 95, Weber 03, Modugno 01, Roati 07], l'hydrogène polarisé [Fried 98], l'hélium métastable [Robert 01, Pereira Dos Santos 01], l'Ytterbium [Takasu 03, Fukuhara 07] et le Chrome [Griesmaier 05, Beaufils 08].

Le nombre de groupe de recherche dans le domaine des gaz dilués ultrafroids a considérablement augmenté depuis 1995. L'intérêt que la communauté scientifique porte pour les condensats de Bose-Einstein vient du fait qu'ils sont à la croisée de plusieurs domaines de la physique comme la matière condensée et la physique atomique. Alors que dans les systèmes étudiés dans la matière condensée, les interactions entre particules écrantent les effets de statistique quantique, un gaz ultrafroid tel un condensat permet par exemple d'étudier un ensemble de N particules évoluant dans des structures optiques périodiques ou désordonnées.

Travail de thèse

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit s'est effectué au sein du projet KRub entre septembre 2005 et septembre 2008. Le projet a pour objectif d'étudier les interactions dans un gaz dégénéré quantique. Les espèces atomiques utilisées sont le Rubidium 87 et les différents isotopes du Potassium (bosoniques pour les Potassium 39 et 41, fermionique pour le Potassium 40). Cette thèse a pour objectif de construire un dispositif expérimental de condensation de Bose-Einstein composé d'un piège magnéto-optique 2D, d'un piège magnéto-optique 3D et d'un piège dipolaire optique. Le PMO 2D est le premier du genre dans le laboratoire, il a donc fallu acquérir le savoir-faire nécessaire pour le concevoir et l'utiliser de manière optimale. L'aspect inédit de la thèse réside dans la nature du piège dipolaire optique : il s'agit en effet d'utiliser une longueur d'onde jamais utilisée auparavant dans la conception d'un piège dipolaire optique, 1565 nm, en vue d'obtenir un gaz quantique dégénéré. Cette construction du dispositif sera pour chaque étape validée sur l'espèce atomique la plus répandue dans ce domaine de recherche, le Rubidium 87. Cet aspect inédit passe d'abord par la conception d'un banc laser de puissance (50 W) à cette longueur d'onde (chapitre 3), à l'exploitation des effets du piège sur l'atome de Rubidium pour une nouvelle méthode d'imagerie (chapitre 4) et l'obtention du condensat (chapitre 5). L'obtention d'un condensat de Bose-Einstein de ^{87}Rb par

des moyens tout-optiques à 1565 nm offre une alternative intéressante aux autres techniques de condensation de Bose-Einstein tout-optique qui nécessitent soit une puissance optique importante pour le piège à 1 micron, soit des optiques et des hublots dédiés aux faisceaux du piège dipolaire optique pour le piégeage à 10,6 microns (laser CO).

Plan du manuscrit

L'objectif de ce travail de thèse a été d'élaborer un dispositif de nouvelle génération capable de produire un condensat de Bose-Einstein de Rubidium 87. L'aspect inédit de ce travail réside dans l'utilisation d'une longueur d'onde jamais utilisée pour concevoir un piège dipolaire optique menant à la condensation de Bose-Einstein. Le manuscrit est organisé de la façon suivante :

Le premier chapitre sera consacré à des rappels théoriques sur la condensation de Bose-Einstein et aux principes de refroidissement qu'il faut mettre en place pour observer ce phénomène.

Le second chapitre présente une description du dispositif expérimental ainsi que la mise en place du refroidissement d'atomes par laser via les pièges magnéto-optiques (PMO). Les sources laser, la caractérisation des pièges magnéto-optiques 2D et 3D permettant d'obtenir un nuage atomique froid ($T \approx 50 \mu\text{K}$) et le système de détection seront exposés dans ce chapitre.

Le troisième chapitre concernera le piège dipolaire optique ou FORT (pour Far-Off Resonance Trap). Un rappel théorique sur la force dipolaire sera effectué en début de chapitre. Nous exposerons ensuite les caractéristiques de notre FORT à 1565 nm (bruit d'intensité, conception optique, contrôle d'intensité).

Le quatrième chapitre présentera de manière détaillée comment la force dipolaire affecte les niveaux d'énergie de l'atome de ^{87}Rb . A partir de cette étude théorique sur les déplacements lumineux des niveaux du ^{87}Rb en présence du FORT à 1565 nm, nous décrirons une nouvelle méthode d'imagerie *in situ*, capable de cartographier le potentiel dipolaire optique ressenti par les atomes et de suivre la distribution atomique en énergie potentielle au cours d'un processus d'évaporation libre dans le FORT.

Le cinquième chapitre aura pour sujet la dernière étape vers la condensation de

Bose-Einstein : le chargement du FORT et le refroidissement évaporatif. Nous verrons que, dans le cas des pièges dipolaires optiques, le transfert du piège dissipatif vers le FORT est un point essentiel pour amorcer un refroidissement évaporatif menant à la condensation. Nous discuterons des effets physiques observés lors de deux types de chargement utilisés pendant la thèse et de la réalisation de l'évaporation. Nous finirons par une caractérisation rapide du condensat obtenu.

Chapitre 1

Notions sur les gaz ultrafroids

Sommaire

1.1	La condensation de Bose-Einstein	6
1.1.1	Un effet statistique	6
1.1.2	Gaz de Bose : effet des interactions	9
1.2	Refroidissement d'atomes	14
1.2.1	Refroidissement par dissipation	14
1.2.2	Refroidissement évaporatif dans un piège conservatif	19

La condensation de Bose-Einstein décrit un système de particules de spin entier, les bosons, où un nombre macroscopique de ces particules vient s'accumuler dans l'état fondamental du système. Cet objet quantique macroscopique exhibe alors des propriétés différentes de celles d'un gaz classique. La condensation de Bose-Einstein dans les gaz dilués se produit qualitativement quand les fonctions d'ondes associées à chaque atome du système se recouvrent. La longueur d'onde de De Broglie λ_{dB} qui rend compte de la nature ondulatoire de la particule est alors comparable à la distance interatomique $d \approx n^{1/3}$, où n est la densité spatiale du nuage d'atomes :

$$\lambda_{dB} \approx n^{1/3} \text{ avec } \lambda_{dB} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}} \quad (1.1)$$

avec T la température, m la masse de l'atome et n_0 est la densité atomique au centre du nuage. Cela requiert pour l'atome de ^{87}Rb et d'après la relation 1.1 des températures très basses, de l'ordre du μK , et une densité typique de l'ordre de $10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Nous allons dans ce premier chapitre montrer à partir de la distribution statistique de Bose-Einstein l'existence d'une température critique en-dessous

de laquelle nous pouvons observer la condensation. Nous verrons ensuite le rôle des interactions dans ce phénomène et exposerons comment, à partir d'approximations judicieusement choisies, nous pouvons décrire les caractéristiques du nuage condensé. Enfin, nous introduirons les notions générales sur les étapes expérimentales menant à l'observation d'un condensat de Bose-Einstein, notamment sur le principe de refroidissement par dissipation et l'évaporation, dernière étape vers la dégénérescence quantique du gaz ultra-froid piégé.

1.1 La condensation de Bose-Einstein

1.1.1 Un effet statistique

Distribution de Bose-Einstein

Considérons un gaz de bosons identiques de masse m confinés dans un potentiel de piégeage V , à une température T , dans le cadre d'un ensemble canonique (où le nombre de particules N est constant). Nous choisissons un potentiel harmonique V_{ext} tridimensionnel, qui correspond le plus souvent au contexte expérimental :

$$V_{ext}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (1.2)$$

Les particules se répartissent sur les niveaux d'énergie du piège qui s'écrivent :

$$\epsilon_{n_x, n_y, n_z} = \hbar(\omega_x n_x + \omega_y n_y + \omega_z n_z) \text{ avec } n_x, n_y, n_z = 0, 1, 2, \dots \quad (1.3)$$

Nous fixons le zéro d'énergie de façon à ce que l'énergie du niveau fondamental ϵ_{000} soit nulle. Pour un niveau d'énergie ϵ_{n_x, n_y, n_z} associé aux nombres quantiques n_x, n_y, n_z , la probabilité d'occupation est donnée par la distribution de Bose $f_B(\epsilon_{n_x, n_y, n_z})$:

$$f_B(\epsilon_{n_x, n_y, n_z}) = \frac{1}{\exp \beta(\epsilon_{n_x, n_y, n_z} - \mu) - 1} \text{ avec } \beta = 1/k_B T \quad (1.4)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et μ est le potentiel chimique du gaz piégé. La validité de l'expression 1.4 impose μ négatif. La valeur de μ est déterminée par la relation suivante, qui traduit la conservation du nombre total de particules N :

$$N = \sum_{n_x, n_y, n_z} \frac{1}{\exp \beta(\epsilon_{n_x, n_y, n_z} - \mu) - 1} \quad (1.5)$$

Pour des hautes températures, la fonction de distribution de la relation 1.4 tend vers la limite classique donnée par la distribution de Maxwell-Boltzmann. La relation 1.4 peut s'écrire $f_B(\epsilon_{n_x, n_y, n_z}) \approx \exp(-\beta(\epsilon_{n_x, n_y, n_z} - \mu))$. Le potentiel chimique μ prend alors des valeurs négatives importantes. En supposant, à N fixé, que nous diminuons la température T du système, le potentiel chimique tend vers l'énergie ϵ_{000} du niveau fondamental du piège. La relation 1.4 nous indique dans ce cas que la population du niveau fondamental devient macroscopique. Nous pouvons réécrire le nombre total de particules :

$$N = N_0 + \sum_{n_x, n_y, n_z \neq 0} \frac{1}{\exp \beta(\epsilon_{n_x, n_y, n_z} - \mu) - 1} \quad (1.6)$$

Pour évaluer l'expression 1.6, nous pouvons passer à la limite thermodynamique. Nous supposons que la taille du système est suffisante pour que la séparation entre deux niveaux d'énergie consécutifs soit négligeable devant $k_B T$. Cela permet de remplacer la somme discrète de l'expression 1.6 par une intégrale :

$$N = N_0 + \int_0^\infty \frac{dn_x dn_y dn_z}{\exp \beta(\epsilon_{n_x, n_y, n_z} - \mu) - 1} \quad (1.7)$$

Dans l'expression 1.7, lorsque μ tend vers ϵ_{000} , l'intégrale converge vers une valeur finie. Cela s'interprète physiquement par une saturation des états excités. Les atomes n'ont pas d'autre choix que de s'accumuler dans l'état fondamental du système. La condensation de Bose-Einstein se traduit donc par une accumulation macroscopique des particules dans l'état fondamental du système.

Température critique

Du calcul explicite de l'intégrale contenue dans l'expression 1.7 nous pouvons en déduire la température critique T_C , en supposant $N_0 \ll N$ et $\mu = 0$. Cette température s'écrit :

$$T_C = \frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} = 0.94 \frac{1}{k_B} \hbar \bar{\omega} N^{1/3} \quad (1.8)$$

où $\zeta(n)$ est la fonction de Riemann et $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ est la moyenne géométrique des fréquences du piège. Nous pouvons estimer la dépendance en température de la fraction d'atomes condensés (figure 1.1.1) :

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^3 \quad (1.9)$$

Une application numérique nous donne, pour un ensemble de 10^5 atomes confinés dans un potentiel harmonique 3D de fréquence moyenne 100 Hz, une température critique de 210 nK. Cela nous donne un ordre de grandeur en température à atteindre expérimentalement pour observer le phénomène de condensation de Bose-Einstein.

Fonction d'onde macroscopique

Les interactions ont pour origine les collisions entre atomes. Inclure dans la description du système les collisions interatomiques s'avèrent assez difficile. Nous pouvons néanmoins simplifier la description en traitant le problème avec des atomes ultra-froids. La fonction d'onde à N particules sans interactions $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$ s'écrit comme le produit des fonctions d'onde individuelles (expression 1.11) :

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) = \prod_{i=1}^N \phi(\mathbf{r}_i) \quad (1.10)$$

Cherchons maintenant à exprimer le profil de densité spatiale du nuage condensé dans le piège. Les fractions condensé et non condensé du nuage piégé exhibent des profils de densité très différents, ce qui a constitué une preuve évidente de la condensation de Bose-Einstein lors des premières observations expérimentales d'un condensat [Anderson 95, Davis 95, Bradley 95]. L'hamiltonien H du système est la somme des

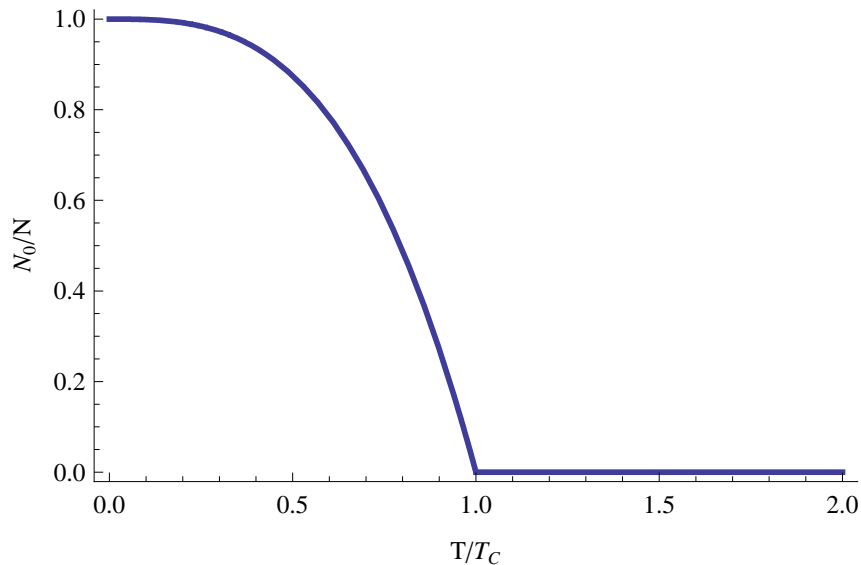


FIG. 1.1 – Fraction d'atomes condensés en fonction de la température. Cette figure illustre le cas d'un gaz de bosons sans interaction confinés dans un piège harmonique 3D.

hamiltoniens h_i associés à une seule particule. A $T=0$, si nous posons $\Phi(r_1, \dots, r_N)$ la fonction d'onde de l'état fondamental de N bosons sans interactions confinés dans le piège V_{ext} , $\Phi(r_1, \dots, r_N)$. $\phi_i(\mathbf{r})$ est la fonction d'onde associée à une particule dans l'état fondamental et s'écrit :

$$\phi_i(\mathbf{r}) = \left(\frac{m\bar{\omega}}{\pi\hbar}\right)^{3/4} \exp\left(-\frac{m}{2\hbar}(\omega_x x^2 + \omega_y y^2 + \omega_z z^2)\right) \quad (1.11)$$

La densité spatiale se déduit de l'expression 1.11 et s'écrit :

$$n(\mathbf{r}) = N |\phi_0(\mathbf{r})|^2 = N \left(\frac{m\bar{\omega}}{\pi\hbar}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m}{\hbar}(\omega_x x^2 + \omega_y y^2 + \omega_z z^2)\right) \quad (1.12)$$

Il est important de noter que pour un nuage condensé à température nulle (c'est-à-dire $N_0/N = 1$), la largeur de $n(\mathbf{r})$ est indépendante de N mais dépend des fréquences de piégeage et le pic central de densité augmente avec le nombre d'atomes N . La dimension caractéristique est dans ce cas donné par la longueur de l'oscillateur harmonique :

$$a_{OH} = \left(\frac{\hbar}{m\bar{\omega}}\right)^{1/2} \quad (1.13)$$

Pour l'atome de ^{87}Rb et $\bar{\omega}/2\pi = 100$ Hz, nous obtenons $a_{OH} = 1.1 \mu\text{m}$.

Pour estimer la taille caractéristique de la fraction non condensée, nous pouvons considérer un gaz classique à température finie T , régie par la distribution de Maxwell-Boltzmann ($n(\mathbf{r}) \approx \exp(-V(\mathbf{r})/k_B T)$). Dans le cas du potentiel harmonique, la distribution en position est donc une gaussienne de largeur donnée par :

$$\sigma_{cl} = \left(\frac{k_B T}{\hbar\bar{\omega}}\right)^{1/2} \quad (1.14)$$

Si nous comparons les deux grandeurs caractéristiques, nous constatons que $a_{OH} \ll \sigma_{cl}$. Cela se traduit, pour un gaz à une température $T < T_C$, par une distribution bimodale en densité spatiale. La fraction condensée se trouve dans le pic central de densité alors que la fraction non condensée ou thermique, se trouve répartie autour de ce pic (figure 1.2). Ce comportement est une des signatures d'une fraction condensée dans le nuage piégé.

1.1.2 Gaz de Bose : effet des interactions

Nous avons traité dans la section précédente le phénomène de condensation avec un gaz de bosons sans interactions. Ce traitement statistique rend bien compte

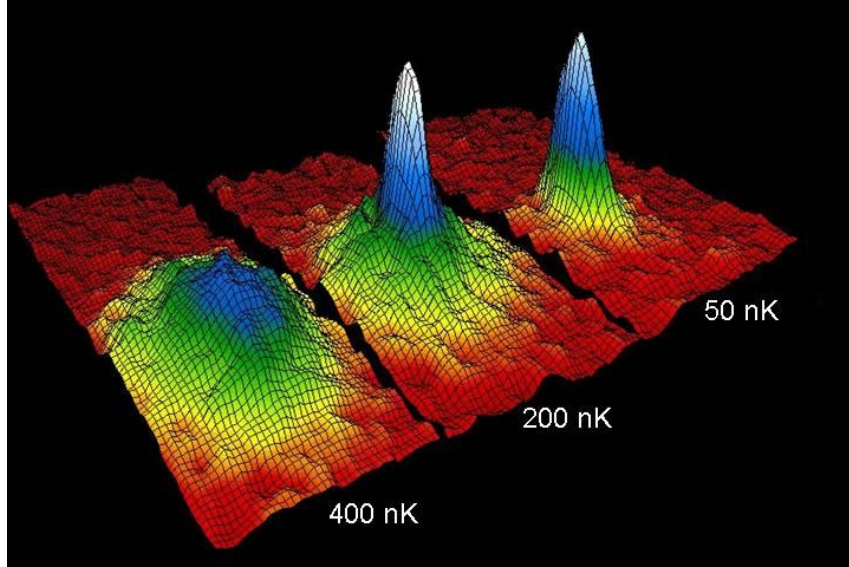


FIG. 1.2 – *Distribution d'un nuage au voisinage du seuil de condensation. Cette image par absorption du nuage de ^{87}Rb est prise après un temps de vol. Nous pouvons distinguer la fraction condensée au centre et le nuage thermique où se trouvent les atomes non condensés. A 50 nK, le nuage thermique n'est plus détecté, nous observons uniquement le condensat. Figure extraite de [Anderson 95].*

du phénomène de condensation et en particulier de l'existence d'une température critique. En pratique, les interactions jouent un rôle non négligeable dans l'apparition de la fraction condensée [Leggett 01] et dans sa stabilité, suivant qu'elles soient attractives ou répulsives. Nous allons dans cette section traiter le cas de N bosons en interaction dans un potentiel piégeant. Dans ce cas, le paramètre pertinent est la longueur de diffusion dans l'onde s , qui vaut $a_s = 5.3 \text{ nm}$ pour le ^{87}Rb . Le phénomène de condensation persiste et la valeur de T_C est peu affectée par les interactions [Donner 07]. On considère que la fonction d'onde s'écrit sous la forme 1.10 et traitons ensuite l'hamiltonien par une méthode variationnelle (approximation de Hartree). Nous pouvons, pour l'instant, négliger les interactions pour décrire la fonction d'onde à N particules $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$. Nous traiterons ensuite l'hamiltonien par une méthode variationnelle, car cette description de la fonction d'onde est une approximation, dite *approximation de Hartree*.

Equation de Gross-Pitaevskii

Voyons maintenant comment décrire l'hamiltonien du système composé de N bosons interagissant dans un potentiel piégeant V_{ext} . Pour décrire les interactions entre deux atomes dont les positions respectives sont \mathbf{r} et \mathbf{r}' , nous utilisons un potentiel effectif [Pethick 04] :

$$U_0 \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \quad \text{avec} \quad U_0 = \frac{4\pi\hbar^2 a_s}{m} \quad (1.15)$$

En utilisant l'expression 1.15 pour modéliser l'effet des interactions, l'hamiltonien du système s'écrit :

$$H = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + V_{ext}(\mathbf{r}_i) \right) + U_0 \sum_{i<j} \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \quad (1.16)$$

L'énergie de l'état 1.10 est donnée par :

$$E = N \int d\mathbf{r} \left[\frac{\hbar^2}{2m} |\nabla\phi(r)|^2 + V_{ext}(\mathbf{r}) |\phi(r)|^2 + \frac{N-1}{2} U_0 |\nabla\phi(r)|^4 \right] \quad (1.17)$$

En utilisant la méthode variationnelle décrite dans [Cohen-Tannoudji 06], nous minimisons l'énergie 1.17. On aboutit, par cette méthode, à l'équation suivante :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \phi(\mathbf{r}) + V_{ext}(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}) + (N-1) U_0 |\phi(\mathbf{r})|^2 \phi(\mathbf{r}) = \mu \phi(\mathbf{r}) \quad (1.18)$$

Cette équation est l'équation de Gross-Pitaevskii ou de Schrödinger non linéaire. Les termes de gauche sont respectivement les termes d'énergie cinétique, d'énergie potentielle et d'énergie d'interaction entre les atomes ¹. Ce dernier terme rend compte du potentiel effectif subi par un atome provoqué par les (N-1) autres atomes. Ce terme non linéaire est donc un terme de champ moyen.

La principale différence entre l'approche statistique abordée dans la section 1.1.1 et le gaz de Bose avec interaction est la valeur du potentiel chimique. Dans la première approche, μ tend vers ϵ_{000} quand la température tend vers T_C et reste constant pour $T \leq T_C$. Dans l'équation de Gross-Pitaevskii, le potentiel chimique prend des valeurs positives en-dessous de T_C et rend compte de l'augmentation de l'énergie du système provoquée par l'ajout d'un atome dans le condensat. Dans les gaz dilués

¹Le facteur (N-1) est remplacé par N dans la suite du chapitre, car on considère un grand nombre d'atomes (N \gg 1).

ultrafroids, les interactions jouent un rôle prépondérant dans la stabilité du condensat.

La taille du condensat à l'équilibre résulte de la minimisation de la somme des trois contributions à l'énergie totale : l'énergie cinétique, l'énergie potentielle et l'énergie d'interaction. La nature répulsive des interactions va élargir la taille du nuage tandis que le potentiel de piégeage vient compenser cette augmentation de taille. Dans le cas d'interactions attractives, l'effondrement du nuage sur lui-même due à ces interactions doit être compensé par l'énergie cinétique. Ce type de comportement, observé pour le ^7Li [Sackett 98, Sackett 99], limite le nombre d'atomes dans les condensats à interactions attractives [Dodd 96, Houbiers 96].

Approximation de Thomas-Fermi

Dans notre cas, la longueur de diffusion dans l'onde s (a_s), qui rend compte de la nature des collisions dans le condensat, est positive. Les interactions sont alors répulsives, le condensat de ^{87}Rb est stable pour un grand nombre d'atomes. L'énergie cinétique est négligeable devant les interactions. Ce qui se traduit par la condition [Cohen-Tannoudji 06] :

$$Na_s \gg a_{OH} \quad (1.19)$$

Nous pouvons donc réécrire l'équation 1.18 :

$$V_{ext}(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r}) + NU_0 |\phi(\mathbf{r})|^2 \phi(\mathbf{r}) = \mu\phi(\mathbf{r}) \quad (1.20)$$

C'est l'approximation de *Thomas-Fermi*. Le profil de densité spatiale du condensat devient :

$$n(\mathbf{r}) = |\phi(\mathbf{r})|^2 = (\mu - V(r))/NU_0 \text{ pour } \mu \geq V(\mathbf{r}) \quad (1.21)$$

Nous pouvons en déduire une taille caractéristique R_i dans chaque axe i du potentiel $V_{ext}(\mathbf{r})$:

$$R_i^2 = \frac{2\mu}{m\omega_i^2} \text{ avec } i = x, y, z \quad (1.22)$$

En normalisant la condition de normalisation sur $\phi(\mathbf{r})$, nous en déduisons la relation entre le potentiel chimique μ et le nombre d'atomes N :

$$N = \frac{8\pi}{15} \left(\frac{2\mu}{m\bar{\omega}^2} \right)^{3/2} \frac{\mu}{U_0} = \frac{8\pi}{15} \frac{\mu}{U_0} \bar{R}^{3/2} \quad (1.23)$$

avec $\bar{R} = (R_x R_y R_z)^{1/3}$ moyenne géométrique des rayons de Thomas-Fermi dans les trois axes du potentiel piégeant. L'approximation de Thomas-Fermi pour décrire un condensat permet de rendre compte des interactions, qui ont tendance à augmenter la taille du condensat. Cependant, cette approche n'est plus valide quand la densité spatiale du nuage $n(\mathbf{r})$ tend vers 0 sur les bords du nuage.

1.2 Refroidissement d'atomes

1.2.1 Refroidissement par dissipation

Introduction

Les techniques de refroidissement laser et de piègeage d'atomes neutres ont été largement étudiées aux cours de ces vingt-cinq dernières années. Les avancées dans ce domaine ont été récompensées par le prix Nobel de physique en 1997 [Cohen-Tannoudji 98, Phillips 98, Chu 98], pour le refroidissement laser puis en 2001 pour l'obtention des premiers condensats de Bose-Einstein [Cornell 02, Ketterle 02]. Dans un dispositif visant à produire un condensat, la première étape de l'expérience est basée sur le refroidissement laser : le piège magnéto-optique. Il permet de piéger typiquement un nuage de quelques 10^9 atomes à une température de quelques dizaines de μK . Ce dispositif repose sur la force induite par un faisceau laser sur un atome, faisceau dont la fréquence est proche de résonance atomique. Cette force est appelée *force de pression de radiation*.

Force de pression de radiation

Considérons un atome, à vitesse nulle, comme un système à deux niveaux, $|g\rangle$ et $|e\rangle$. L'énergie entre ces deux niveaux est $\hbar\omega_{at}$ et la largeur naturelle de la transition atomique est notée Γ . Quand on l'éclaire avec un faisceau laser résonnant avec la transition atomique de fréquence $\omega_L/2\pi$, il absorbe les photons issus du champ laser et les réémet spontanément. Un échange d'impulsion intervient pendant le processus d'absorption d'un photon du faisceau laser par l'atome, de valeur $p = \hbar k_L = \hbar\omega_{at}$ dans la direction de propagation du photon. Les photons incidents ont tous la même direction alors que la nature isotrope de l'émission spontanée n'impose aucune direction privilégiée d'émission. En moyennant sur un grand nombre de cycles absorption-émission spontanée, l'atome subit donc une force dans la direction de propagation du faisceau. La force exercée par un seul faisceau est maximale pour un désaccord de $\Gamma/2$ et vaut $\hbar k_L \Gamma/2$. Dans le cas du ^{87}Rb , l'accélération correspondante équivaut à environ 10^4 fois l'accélération de la pesanteur. L'effet Doppler est ainsi exploité pour créer une force de friction sur les atomes [Chu 86a].

Mélasse optique

Considérons maintenant le cas unidimensionnel où un atome est plongé dans un champ lumineux composé par deux faisceaux laser contrapropageants. L'atome possède une vitesse non nulle \vec{v} . En décalant la fréquence du laser vers le rouge de la transition atomique ($\omega_L < \omega_{at}$), les atomes dont la vitesse est contrapropageante au faisceau voit, grâce à l'effet Doppler, une fréquence apparente du laser plus proche de la résonance atomique. La force résultante s'écrit :

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_+ - \mathbf{F}_- \quad (1.24)$$

$$\text{avec } \mathbf{F}_+ = \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{I/I_{sat}}{1 + 4(\delta - k_L \cdot v)^2/\Gamma^2} \right) \quad (1.25)$$

$$\text{et } \mathbf{F}_- = \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{I/I_{sat}}{1 + 4(\delta + k_L \cdot v)^2/\Gamma^2} \right) \quad (1.26)$$

avec I et I_{sat} respectivement l'intensité lumineuse par faisceau et l'intensité de saturation de la transition atomique et $\delta = \omega_L - \omega_{at}$. Si nous supposons que le déplacement Doppler $k_L \cdot v$ est petit devant Γ , nous pouvons effectuer un développement limité en v de la relation 1.24. Nous obtenons :

$$F = -\alpha v \quad (1.27)$$

$$\text{avec } \alpha = -4\hbar k_L^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{2\delta/\Gamma}{[(2\delta/\Gamma)^2 + 1]^2} \quad (1.28)$$

Elle permet de ralentir les atomes mais pas de les confiner spatialement. On parle dans ce cas de *mélasse optique*. La mélasse optique peut être généralisée à trois dimensions de l'espace, mais ne permet toujours pas de piéger les atomes. Il faut pour cela ajouter une force de rappel à la force de friction. Nous ajoutons un gradient de champ magnétique qui rend la force de pression de radiation dépendante en position, ce qui équivaut à ajouter une force de rappel à la force de friction déjà existante. Les limites théoriques de ce refroidissement Doppler s'estiment pour une force de friction correspondant à un désaccord de $\Gamma/2$ (soit 3 MHz pour le ^{87}Rb). En effet la température limite théorique T_D s'écrit :

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (1.29)$$

Pour le ^{87}Rb , $T_D = 146\mu\text{K}$. Cette limitation théorique s'explique par la compétition entre force de friction et un chauffage dû à la diffusion en impulsion au sein de la mélasse (pendant les cycles absorption-émission spontanée). Les premières mesures de température sur des mélasses ont montrées des valeurs inférieures à T_D [Lett 88]. Des processus de refroidissement dit sub-Doppler jouent alors un rôle essentiel pour expliquer ces températures plus basses que prévues.

Le refroidissement Sisyphe

Le refroidissement sub-Doppler trouve son origine dans des mécanismes mettant en jeu la structure hyperfine de l'atome et les gradients de polarisation des faisceaux de mélasse optique. Ils ont été modélisés suite aux mesures de l'équipe de W. Phillips et H. J. Metcalf [Lett 88] par J. Dalibard et S. Chu [Dalibard 89, Ungar 89]. Le principe de ce refroidissement repose sur la variation sinusoïdale du taux de transition d'un atome dans l'un des niveaux hyperfins de l'état fondamental. Cette variation peut avoir pour origine le gradient de polarisation suscité par les paires de faisceaux contra-propageants de la mélasse optique en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$. Une explication quantitative et détaillée se trouve dans la référence [Metcalf 99].

Expérimentalement, nous pouvons obtenir par ce mécanisme Sisyphe un nuage de ^{87}Rb de quelques 10^8 atomes à une température de $10\mu\text{K}$. Il faut pour cela pendant quelques ms passer d'un désaccord de -3Γ à environ -25Γ sur les faisceaux de mélasse et diminuer l'intensité des faisceaux repompeur. Des températures plus basses, de l'ordre de quelques μK , sont accessibles mais demandent d'avoir un nuage atomique très dilué. Dans le cadre de notre expérience nous cherchons à la fois à diminuer la température de l'échantillon mais aussi à obtenir un grand nombre d'atomes (typiquement quelques 10^9 atomes). Avant même de refroidir un ensemble d'atomes, il faut pouvoir les collecter : c'est le rôle du piège magnéto-optique combinant force de friction (voir 1.2.1) et force de rappel (via un gradient de champ magnétique).

Piège magnéto-optique

Le principe du piège magnéto-optique (PMO) fut proposé dans les années 1980 par Jean Dalibard et mis en oeuvre expérimentalement pour la première fois par le groupe de David Pritchard [Chu 98, Raab 87]. La figure 1.3 expose comment une force de rappel est créée en ajoutant un gradient de champ magnétique et en choisissant des polarisations adéquates pour les faisceaux. Une description détaillée se trouve dans [Metcalf 99]. Nous considérons ici le principe du piège magnéto-optique à une dimension pour un atome à deux niveaux. Nous nous plaçons dans le cas d'une transition d'un état fondamental $|g\rangle$ de moment cinétique nul ($J = 0$) vers un état excité $|e\rangle$ de moment cinétique $J = 1$. Le champ magnétique inhomogène lève la dégénérescence du niveau $J = 1$. Les faisceaux sont polarisés circulairement de façon à susciter des transitions vers l'un des sous-niveaux m_J . Par exemple, l'atome se déplaçant vers la droite sur la figure 1.3 va préférentiellement absorber un photon du faisceau polarisé σ^+ pour effectuer une transition $|J = 0\rangle \rightarrow |J = 1, m_J = 1\rangle$. L'atome subit alors une force de pression de radiation dirigée vers l'origine des positions. Par symétrie, l'effet est similaire pour les atomes allant vers la gauche et le faisceau polarisé σ^- . Les faisceaux sont décalés vers le rouge de la transition atomique pour exploiter l'effet Doppler et soumettre les atomes à une force de friction décrite dans le paragraphe précédent. Ce raisonnement peut s'étendre à deux et trois dimensions et sera exploité dans notre dispositif expérimental. Les premiers atomes utilisés dans le cadre de PMO étaient des alcalins comme le Sodium, le Césium ou le Rubidium. Ils possèdent une structure électronique plus complexe que l'exemple de la figure 1.3 mais le raisonnement se transpose à ces atomes.

Le piège magnéto-optique reste le moyen le plus efficace de produire des atomes froids, c'est-à-dire d'atteindre des températures de l'ordre de la centaine de μK . Cela n'est pas suffisant pour atteindre le seuil de condensation. Des techniques de refroidissement dite de sub-recul (en dessous de la température de recul transmis d'un photon par un atome) ont été développées dans ce sens mais sans jamais atteindre le seuil de condensation [Bardou 01]. Il faut mettre en place une dernière étape de refroidissement pour atteindre la dégénérescence quantique : le refroidissement par évaporation. C'est actuellement l'unique méthode permettant d'atteindre des températures aussi basses (de l'ordre de la centaine de nK dans notre cas).

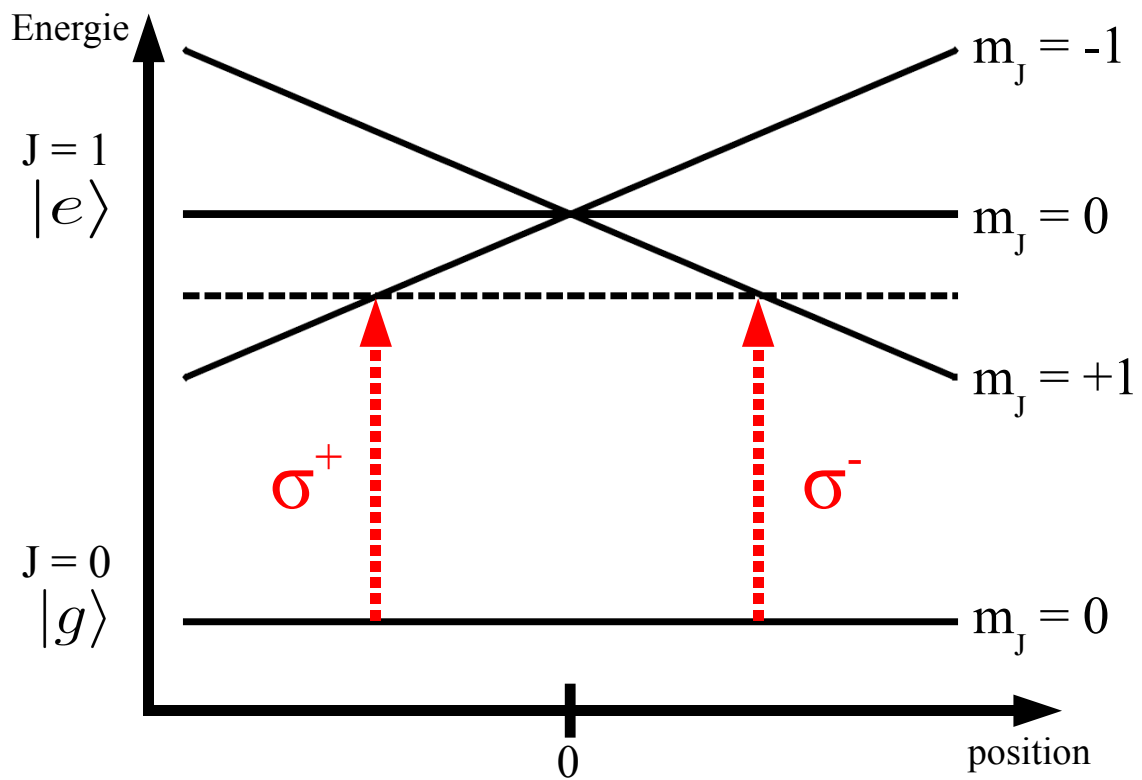


FIG. 1.3 – *Principe du piège magnéto-optique. Les faisceaux polarisés circulairement suscitent des transitions $|J = 0\rangle \rightarrow |J = 1, m_J = \pm 1\rangle$ suivant la position de l'atome. Les faisceaux laser combinés avec un gradient de champ magnétique créé ainsi une force qui tend à rappeler les atomes au zéro de champ.*

1.2.2 Refroidissement évaporatif dans un piège conservatif

Introduction

Le processus d'évaporation pour s'affranchir des limites du refroidissement dissipatif. Ce type de refroidissement fut proposée en 1986 et utilisée par l'équipe de D. Kleppner [Hess 86, Hess 87] sur l'hydrogène polarisé. L'idée fut reprise et étendue plus tard sur les gaz dilués ultrafroids et aboutit à l'obtention des premiers condensats de Bose-Einstein. Le principe (figure 1.4) consiste à enlever sélectivement d'un piège conservatif (magnétique ou optique) les atomes ayant une énergie totale supérieure à l'énergie moyenne par particule. Après rethermalisation des atomes restants dans le piège, l'énergie moyenne est diminuée, tout comme la température. Ainsi, au prix d'une perte importante d'atomes dans le piège, nous pouvons atteindre des températures bien en-dessous de la limite en température d'un refroidissement par dissipation. En pratique, ce refroidissement repose essentiellement sur le nombre de collisions par seconde dans le piège et donc sur les propriétés collisionnelles à très basses températures de l'atome que l'on cherche à refroidir.

Les différents types de collisions

On peut distinguer dans les gaz dilués ultrafroids deux types de collisions : les collisions élastiques et inélastiques.

Nous nous intéressons d'abord aux collisions élastiques impliquant deux atomes. Il y a échange d'énergie cinétique et les atomes ne changent pas d'état interne. Les collisions élastiques sont responsables de la thermalisation du gaz en redistribuant l'énergie cinétique entre les atomes. Ces collisions se modélisent dans un condensat par une énergie de champ moyen responsable du terme non linéaire de l'équation de Gross-Pitaevskii (expression 1.18). Une collision inélastique induit un changement d'état interne des atomes, ce qui provoque un changement dans l'énergie cinétique totale. Elles ont pour origine différents processus physiques comme l'échange de spin, les changements d'états hyperfins ou les interactions dipole-dipole [Pethick 04].

Pour que le refroidissement par évaporation soit efficace, il faut que les collisions dites élastiques soient prépondérantes devant les collisions inélastiques.

Loi d'échelle

Pour comprendre le processus d'évaporation et ses conséquences sur les atomes restants dans le potentiel de piégeage, nous allons utiliser une approche simple et qualitative. Cette approche nous donne des lois d'échelle entre les paramètres importants dans l'évaporation comme le nombre d'atomes N ou la température T . Des approches quantitatives comme des modèles analytiques et des simulations numériques traitant de la dynamique de l'évaporation se trouvent dans les références [Luiten 96, Cohen-Tannoudji 97]. Un modèle propre à notre piège dipolaire optique a également été développé par M. Robert de St Vincent dans notre équipe [de St Vincent 07]. Considérons l'énergie totale E de N atomes à température T dans un potentiel harmonique de profondeur U . Nous pouvons écrire la variation d'énergie totale :

$$\dot{E} = 3\dot{N}k_B T + 3Nk_B \dot{T} \quad (1.30)$$

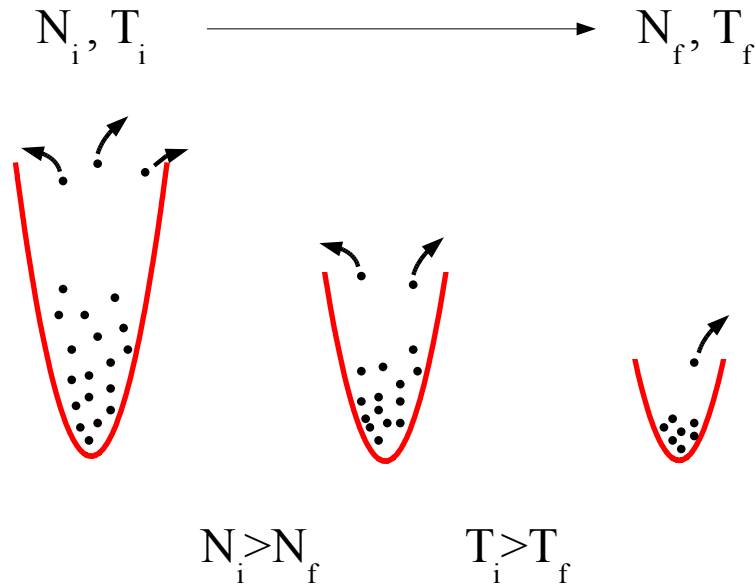


FIG. 1.4 – *Principe du refroidissement évaporatif. En tronquant le potentiel, les atomes possédant le plus d'énergie partent du piège. La thermalisation des atomes restants s'effectue via les collisions binaires élastiques. Ce schéma de principe vaut pour les pièges de type magnétique, où les fréquences du pièges conservent la même valeur tout au long de l'évaporation.*

De la même façon, nous pouvons estimer la variation d'énergie totale provoquée par une évaporation. Un atome perdu pendant ce processus possède une énergie équivalente à $(\eta + \kappa)k_B T$ avec $\eta = U/k_B T$. κ est un facteur numérique prenant en compte le fait que l'atome peut s'échapper du piège avec une énergie supérieure à U . Il est généralement compris entre 0 et 1 [Cohen-Tannoudji 97] :

$$\dot{E}_{evap} = (\eta + \kappa)\dot{N}k_B T \quad (1.31)$$

Si nous considérons les autres processus de perte d'énergie totale négligeables devant la perte par évaporation, comme les collisions inélastiques ou les pertes dûes au gaz résiduel, nous pouvons égaliser les relations 1.30 et 1.31. On aboutit à :

$$\frac{\dot{T}}{T} = \frac{1}{3}(\eta + \kappa - 3)\frac{\dot{N}}{N} \quad (1.32)$$

L'intégration de l'expression 1.32 donne :

$$\frac{T_f}{T_i} = \left(\frac{N_f}{N_i}\right)^\alpha \quad \text{avec } \alpha = \frac{1}{3}(\eta + \kappa - 3) \quad (1.33)$$

On peut également en déduire une loi d'échelle sur la densité dans l'espace des phases ρ , qui représente le nombre de particules contenues dans un volume égale à λ_{dB}^3 . λ_{dB} est la longueur d'onde de De Broglie définie par la relation 1.1. La dégénérescence quantique est atteinte quand ρ est de l'ordre de l'unité. La loi d'échelle associée à ρ et N s'écrit :

$$\frac{\rho_f}{\rho_i} = \left(\frac{N_f}{N_i}\right)^{1-3\alpha} \quad (1.34)$$

Cette loi d'échelle nous indique que le processus de refroidissement peut être très efficace, puisque l'énergie moyenne des particules quittant le piège $(\eta + \kappa)k_B T$ est beaucoup plus grande que $k_B T$. Par exemple, si $\eta = 6$ et $\eta \gg \kappa$, une perte d'atomes d'un facteur 100 mène à une diminution de la température d'un facteur 10 000 et une augmentation de ρ d'un facteur 10^7 .

Cette approche qualitative nous montre que des températures très basses, de l'ordre de la température T_C associée à la transition vers la condensation de Bose-Einstein, sont accessibles. Ce refroidissement sera d'autant plus efficace avec η grand. Ce raisonnement vaut particulièrement pour les pièges magnétiques où la forme du piège reste la même pendant l'évaporation. Une approche similaire mais adaptée à un piège optique sera abordée dans le chapitre 5.

Temps d'évaporation

Nous allons estimer l'échelle de temps associé au processus d'évaporation. Dans un potentiel de piégeage, il suffit de quelques collisions pour atteindre l'équilibre thermique. Pour évaluer le temps caractéristique qui rend compte de la thermalisation dans le potentiel piégeant de fréquence moyenne $\bar{\omega}/2\pi$, nous pouvons alors écrire pour le temps de thermalisation comme étant proche du temps caractéristique de collision γ^{-1} :

$$\tau_{th} \approx \gamma^{-1} = \frac{m\bar{\omega}^3 \sigma N}{2\pi^2 k_B T} \quad (1.35)$$

où N est le nombre d'atomes dans le piège, T la température associée et σ la section efficace de collision. Pour des températures en-dessous du millikelvin dans les gaz dilués, nous pouvons considérer que les collisions dans l'onde s sont prépondérantes donc la section efficace de collision tend vers $\sigma = 8\pi a_s^2$.

Si nous considérons un potentiel piégeant de profondeur U avec $U \gg k_B T$, le temps caractéristique de l'évaporation, c'est-à-dire le temps pour avoir dans le nuage piégé un atome avec une énergie égale à U s'écrit [Walraven 06] :

$$\tau_{evap} \approx \frac{\tau_{th}}{e^{-U/k_B T}} = \tau_{th} e^\eta \quad (1.36)$$

L'échelle de temps pour l'évaporation correspond d'après l'expression 1.36 au temps de thermalisation affecté du facteur de Boltzman $\exp^{-U/k_B T}$. Le paramètre pertinent qui permet d'évaluer l'échelle de temps de l'évaporation est donc η . Si on choisit η trop grand, l'évaporation sera, d'après la relation 1.33 très efficace mais très lente d'après l'expression 1.36. Sachant qu'en pratique nous sommes limités par le temps de vie τ_{vac} dans l'enceinte, il faut trouver une valeur pour η qui satisfait $\tau_{evap} < \tau_{vac}$ tout en maintenant η grand pour que l'évaporation soit efficace.

Mise en pratique de l'évaporation

Bien que le principe physique reste le même, la mise en oeuvre du refroidissement par évaporation est différente sur un piège magnétique et un piège optique (tableau 1.1). Dans un piège magnétique, on peut coupler pour des zones éloignés du centre l'état atomique piégé avec un état atomique non piégé via un champ radiofréquence. Cela permet de conserver pendant l'évaporation la même forme de potentiel et donc les mêmes fréquences. L'optimisation de l'évaporation passe par la conservation de

la valeur du facteur η : on parle d'évaporation forcée.

Dans un piège dipolaire optique, la profondeur du piège étant proportionnelle à l'intensité lumineuse, l'évaporation se fait en diminuant l'intensité lumineuse du laser utilisé pour le piège dipolaire optique. Cela entraîne, à la différence du piège magnétique, une modification de la forme du potentiel et une diminution des fréquences de piégeage. Le taux de collisions moyen γ s'effondre en fin d'évaporation mais une fréquence moyenne de piégeage initiale $\bar{\omega}/2\pi$ assure d'importants taux de collisions au départ de l'évaporation. Il s'agit pour une évaporation dans un piège dipolaire optique d'augmenter la densité dans l'espace des phases (expression 1.37). La densité dans l'espace des phases ρ au centre du piège qui s'écrit :

$$\rho = \left(\frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B} \right)^3 \frac{N}{T^3} \quad (1.37)$$

Une phase typique d'évaporation dans un piège dipolaire optique dure quelques secondes alors qu'avec un piège magnétique il faut plutôt quelques dizaines de secondes.

Type de piège	N_i	T_i (μK)	$\bar{\omega}/2\pi$ (Hz)	γ (s^{-1})	n_0 (at.cm^{-3})	ρ
magnétique	2×10^8	250	86	20	3×10^{11}	7×10^{-7}
optique	2×10^6	75	1500	12000	2×10^{14}	2×10^{-3}

TAB. 1.1 – Valeurs typiques d'une expérience de condensation de Bose-Einstein avec un piège magnétique et un piège dipolaire optique. n_0 est la densité spatiale au centre du nuage. N_i et T_i sont les valeurs initiales de nombre d'atomes et de température avant le refroidissement évaporatif. Les valeurs en gras sont celles qui contribuent à une densité initiale dans l'espace des phases ρ importante dans chaque type de piège. Les données expérimentales sur les pièges magnétique et dipolaire optique sont respectivement tirées des références [Guérin 07] et [Barrett 01].

Obtenir la condensation de Bose-Einstein nécessite d'atteindre des températures extrêmement basses ($T < 1\mu\text{K}$) pour un gaz d'alcalins comme le ^{87}Rb . Dans les chapitres suivants, nous exposons le dispositif expérimental qui permet les différentes étapes vers la condensation de Bose-Einstein : le refroidissement dissipatif (piège magnéto-optique) et l'évaporation (dans un piège conservatif).

Chapitre 2

Dispositif expérimental : pièges magnéto-optiques 2D et 3D

Sommaire

2.1	Système à vide	26
2.1.1	Contraintes	26
2.1.2	Description	27
2.1.3	Historique du système à vide et évolution	30
2.1.4	L'atome de ^{87}Rb	30
2.2	Le banc de refroidissement laser	33
2.2.1	Description générale	33
2.2.2	Les sources laser	35
2.3	Piègeage dissipatif : les PMO 2D et 3D	40
2.3.1	Le PMO 2D	40
2.3.2	Le PMO 3D	45
2.3.3	Transfert d'atomes froids entre PMO 2D et PMO 3D	49
2.4	Système d'imagerie par absorption	52
2.4.1	Principe	52
2.4.2	Système optique	53

La première partie du travail de thèse a été consacrée principalement à la mise en place de l'enceinte à vide et des premières étapes de refroidissement des atomes de ^{87}Rb . Il faut obtenir un montage stable capable de fournir pour chaque cycle de l'expérience quelques milliards d'atomes confinés spatialement dans l'enceinte à

vide à des températures de l'ordre de $10 \mu\text{K}$. Ce chapitre présente le dispositif expérimental tel qu'il est conçu pour refroidir et piéger un gaz de ^{87}Rb à ces températures. Nous présentons tout d'abord le système à vide dans lequel nous piégeons et refroidissons un gaz de Rubidium. Dans une deuxième partie, nous présentons l'espèce atomique ^{87}Rb ainsi que ses principales caractéristiques. Nous décrivons ensuite les sources laser nécessaires à l'élaboration de pièges magnéto-optiques (PMO) 2D et 3D. Une attention particulière est portée sur l'étude expérimentale du chargement des atomes dans le PMO 3D via les différents paramètres du PMO 2D car ce dispositif est le premier du genre dans le groupe d'Optique Atomique. Enfin, nous expliquons comment les atomes peuvent être détectés par une imagerie basée sur l'absorption et les différentes informations qu'elle nous apporte.

2.1 Système à vide

2.1.1 Contraintes

Dès que nous voulons étudier un nuage ultra-froid d'atomes dans un piège conservatif, comme un piège magnétique ou un piège dipolaire optique, il nous faut une échelle de temps confortable allant de quelques secondes à quelques centaines de secondes de temps de vie pour le nuage atomique. Les collisions du nuage froid piégé avec le gaz résiduel sont dans ce cas une limitation cruciale pour ce type d'expérience. Le temps de vie de l'échantillon dépend alors de la bonne qualité du vide. Cela impose de travailler dans une gamme de pression très basse, de l'ordre de 10^{-9} mbar jusqu'à 10^{-11} mbar. A température ambiante ($T = 300 \text{ K}$), la durée de vie τ du nuage et la pression P du gaz résiduel dans l'enceinte sont liés par la relation suivante [Fauquembergue 04] :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{P}{k_B T} \sigma v \quad (2.1)$$

où σ est la section efficace de collision¹, m sa masse, k_B la constante de Boltzmann et $v = \sqrt{8k_B T / \pi m}$. Une application numérique nous donne un temps de vie d'environ 6 secondes correspondant à une pression de 10^{-9} mbar, ce qui est suffisant pour

¹Pour l'application numérique, on peut considérer que le gaz résiduel est le même qui est piégé dans notre dispositif : la valeur de $\sigma_{\text{Rb-Rb}}$ est plus importante que $\sigma_{\text{Rb-He}}$ et $\sigma_{\text{Rb-H}_2}$ [Bali 99], He et H₂ étant les composants majoritaires du gaz résiduel.

notre étape de piègeage dipolaire optique. Il s'agit alors de concevoir un système à vide dans lequel une vapeur atomique de ^{87}Rb puisse être refroidie et piégée sans affecter la qualité du vide nécessaire à la production d'un condensat.

2.1.2 Description

Nous avons choisi pour ce dispositif expérimental une configuration à deux chambres (figure 2.1). Elle présente l'avantage de séparer l'endroit où le source ^{87}Rb est utilisée et celui où nous voulons produire un gaz ultrafroid. La première chambre, dite *chambre de collection*, est celle où se situe la source de ^{87}Rb . Il s'agit d'un filament sur lequel est déposé un sel de Rubidium. En faisant passer un courant (typiquement quelques ampères) dans ce filament, il chauffe et dégage une vapeur de ^{87}Rb . La vapeur de ^{87}Rb ainsi créée est collectée par un piège magnéto-optique bidimensionnel et un jet collimaté d'atomes alimente la seconde chambre. La seconde chambre, dite *chambre de science*, est celle où nous chargeons le jet d'atomes provenant de la chambre de collection d'atomes dans un piège magnéto-optique à trois dimensions. Entre les deux chambres, nous avons un différentiel de pression qui nous garantit une pression plus basse dans la chambre de science quand la vapeur de ^{87}Rb est produit dans la chambre de collection. Il est essentiellement assuré par le tube qui relie les deux chambres. Le rapport entre les pressions des deux chambres s'estime par les caractéristiques de pompage et la géométrie de l'enceinte. Du côté de la chambre de science, le pompage est assuré par une pompe ionique (vitesse de pompage 50 l/s). Une autre pompe ionique de 2 l/s est installée sur la chambre de collection. Le tube reliant les deux parties de l'enceinte a pour diamètre 2 mm et longueur 2 mm. Le rapport des pressions (en négligeant le pompage de 2 l/s dans la chambre de collection²) est donné par l'expression [O'Hanlon 03] :

$$\frac{P_{science}}{P_{collection}} = \frac{C_{tube}}{C_{pompe} + C_{tube}} \quad (2.2)$$

avec C_{tube} et C_{pompe} les conductances respectives du tube et de la pompe ionique. $C_{pompe} = 50$ l/s. C_{tube} d'un tube de longueur l et de diamètre d s'exprime par la

²Cette pompe ionique a été installée *a posteriori* pour diminuer la pression totale dans cette chambre. Nous avons initialement fait le choix de ne pas mettre de pompe ionique dédiée à la *chambre de collection* dans un souci de compacité du dispositif expérimental.

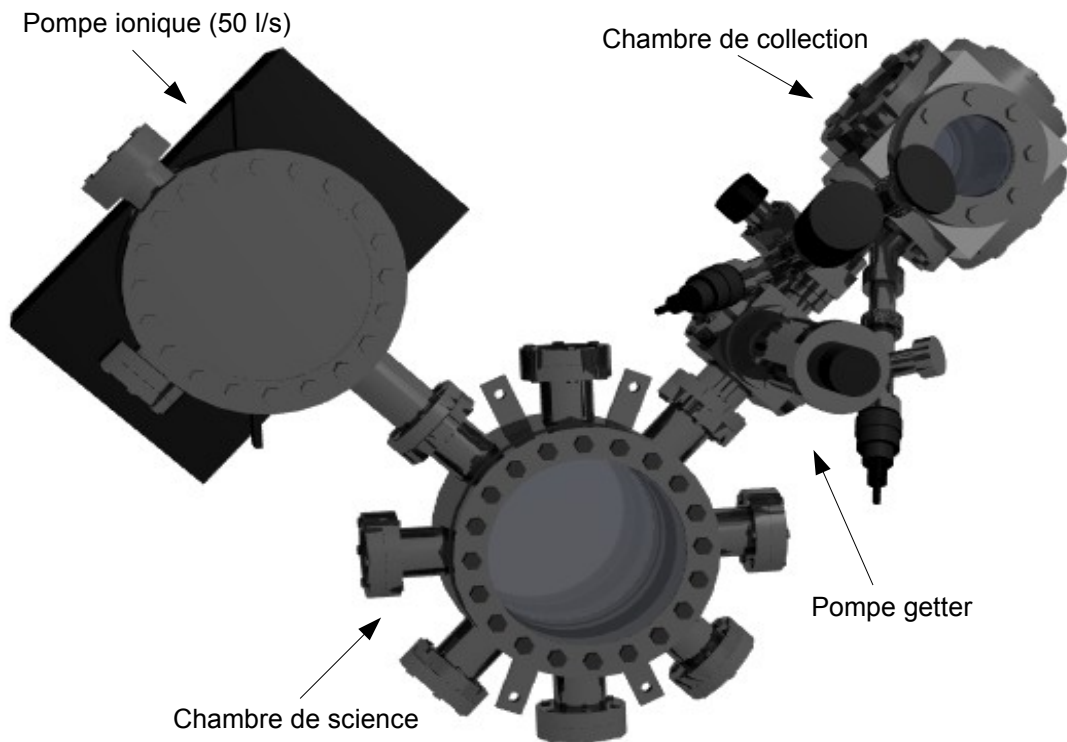


FIG. 2.1 – Vue d'ensemble du système à vide. La chambre de collection de dimensions $113 \times 113 \times 113 \text{mm}^3$ est connectée à la chambre de science par une vanne à tiroir montée sur bride CF-16. Cette vanne permet d'isoler les deux parties du système afin de faciliter le remplacement des filaments de ^{87}Rb dans la chambre de collection. Elle est maintenue à 45° par des haubans dont la tension est ajustée finement par des ridoirs. Le système entier est contenu dans un cube dont les armatures métalliques servent de point de fixation pour le haubannage. La chambre de science est composée de huit hublots CF-40 et de deux hublots CF-160 traités anti-reflet pour le proche infra-rouge (780nm). Les deux plus grands hublots assurent un bon accès optique et sont également traités anti-reflet pour le 1565nm . La puissance du laser utilisé pour le piège optique dipolaire (50W à 1565nm) impose un traitement anti-reflet à 1565nm . Les deux chambres sont en inox, et les joints situés entre l'enceinte et le hublot sont en cuivre. Une pompe getter (SAES) et un sublimateur de titane sont installés côté chambre de science pour assurer respectivement un pompage supplémentaire et une déposition de titane sur les parois de l'enceinte, garantissant une qualité de vide constante à long terme.

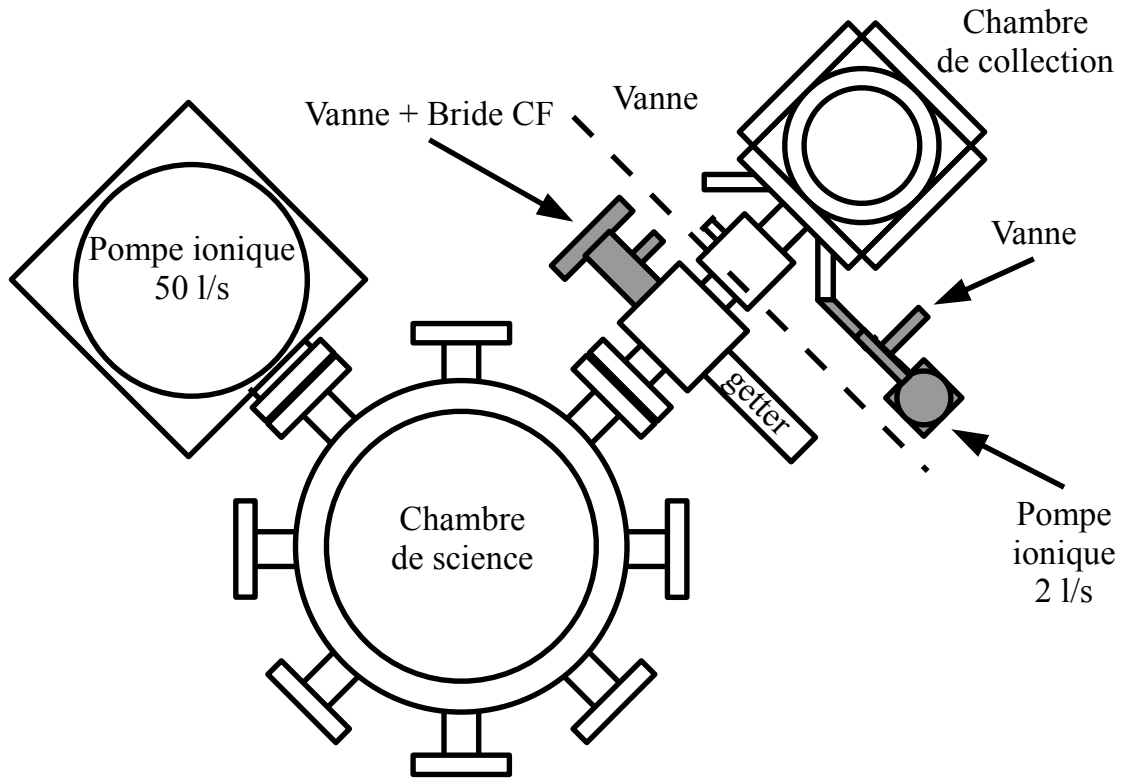


FIG. 2.2 – Principales modifications du système à vide pendant la thèse. Côté chambre de collection, nous avons placé une pompe ionique Varian 2 l/s pour maintenir une pression de $5 \cdot 10^{-7}$ mbar. Elle nous permet également d'augmenter la pression relative de ^{87}Rb à courant constant dans le filament de sel de Rubidium. Au-delà de la vanne à tiroir qui permet de séparer les deux chambres du système, côté chambre de science, nous avons placé une vanne et une bride CF-40. Un pompage primaire et un étuvage dédiés à la chambre de science seule est alors possible.

relation ³ :

$$C_{tube} = \frac{\pi}{12} v \frac{d^3}{l} \quad (2.3)$$

Dans notre cas, $P_{science}/P_{collection} \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Avec une pression initiale de $5 \cdot 10^{-7}$ mbar dans la première chambre, nous nous plaçons dans la bonne gamme de pression pour le reste du dispositif.

³Cette formule est exacte dans le cas des longs tubes ($d \ll l$). Ici, le calcul exact ne diffère que d'environ un facteur 2 sur la conductance et sur le rapport des pressions

2.1.3 Historique du système à vide et évolution

Pendant la thèse, nous avons apporté des améliorations au système à vide initialement assemblé. Les principales modifications apparaissent sur la figure 2.2. En effet, au moment d'étudier les performances du PMO 2D et de le caractériser, nous avons mesuré la pression partielle de ^{85}Rb dans la chambre de collection (mesure par absorption d'un faisceau à résonance atomique traversant la chambre). En comparant notre pression partielle de ^{85}Rb avec d'autres dispositifs semblables, nous avons noté une différence de deux ordres de grandeur entre notre dispositif et les autres PMO 2D existants. Cette faible pression partielle nous amenait à travailler à plus fort courant dans le filament (5 Ampères), courant pour lequel la durée de vie du filament se réduit à une année tout au plus. En disposant une pompe ionique connectée à la chambre de collection, nous avons pu diminuer d'un facteur 10 la pression totale dans la chambre de collection et travailler à plus faible courant dans le filament (3.5 Ampères) pour des performances de chargement équivalentes à l'ancienne configuration. Nous avons également installé une voie de pompage primaire uniquement dédié à la chambre de science (figure 2.2). Au moment de l'assemblage du système initial en septembre 2005, nous avons étuvé cette partie jusqu'à 150°C en ayant un pompage primaire depuis une voie donnant dans la chambre de collection. Mais le temps de vie dans le piège dipolaire optique n'était pas assez important pour continuer à étudier le chargement et l'évaporation du ^{87}Rb dans le piège. L'ajout de cette voie de pompage primaire directe sur la chambre de science nous a rendu possible un vide amorcé plus efficacement. Un étuvage plus poussé entre 200 et 250°C fut mis en place en Mars 2008 pour la chambre de science pour pomper les éventuelles traces de gaz résiduel adsorbé sur les parois de l'enceinte (typiquement H_2O). La pression finale est estimée à quelques 10^{-9} mbar via le courant de fuite de la pompe ionique 50 l/s. Cela nous suffit pour mettre en place la dernière étape de refroidissement menant à la condensation de Bose-Einstein.

2.1.4 L'atome de ^{87}Rb

L'atome utilisé pour notre expérience est le Rubidium, plus précisément l'isotope ^{87}Rb . Il existe deux isotopes stables du rubidium : le ^{87}Rb d'une abondance naturelle de 28%, et le ^{85}Rb présent à 72%. Nous travaillons avec le ^{87}Rb comme

beaucoup d'expériences d'atomes ultrafroids car les propriétés collisionnelles à basse température pour cet isotope sont favorables ⁴. La transition fermée utilisée pour les cycles absorption-émission spontanée du piège magnéto-optique de ⁸⁷Rb est la transition $5S_{1/2}|F = 2\rangle \rightarrow 5P_{3/2}|F' = 3\rangle$. La longueur d'onde de cette transition est de 780,240 nm (figure 2.3) et sa largeur est de 6MHz. Toutefois, la faible séparation des niveaux hyperfins $|F' = 2\rangle$ et $|F' = 3\rangle$ dans $5P_{3/2}$ (voir 2.3) implique une excitation résiduelle de $|F = 2\rangle$ vers $|F' = 2\rangle$. Il existe alors une probabilité non nulle que l'atome retombe dans $5S_{1/2}|F = 1\rangle$. Il n'interagit plus avec la lumière, il est ainsi perdu pour le refroidissement. Pour éviter ce phénomène, il est nécessaire d'ajouter une source laser asservie sur $5S_{1/2}|F = 1\rangle \rightarrow 5P_{3/2}|F' = 2\rangle$ afin de replacer les atomes sur la transition cyclante dite *piège*. Cette source supplémentaire est appelée *repompeur*.

⁴Elles sont exploitées dans le refroidissement évaporatif menant à la condensation de Bose-Einstein

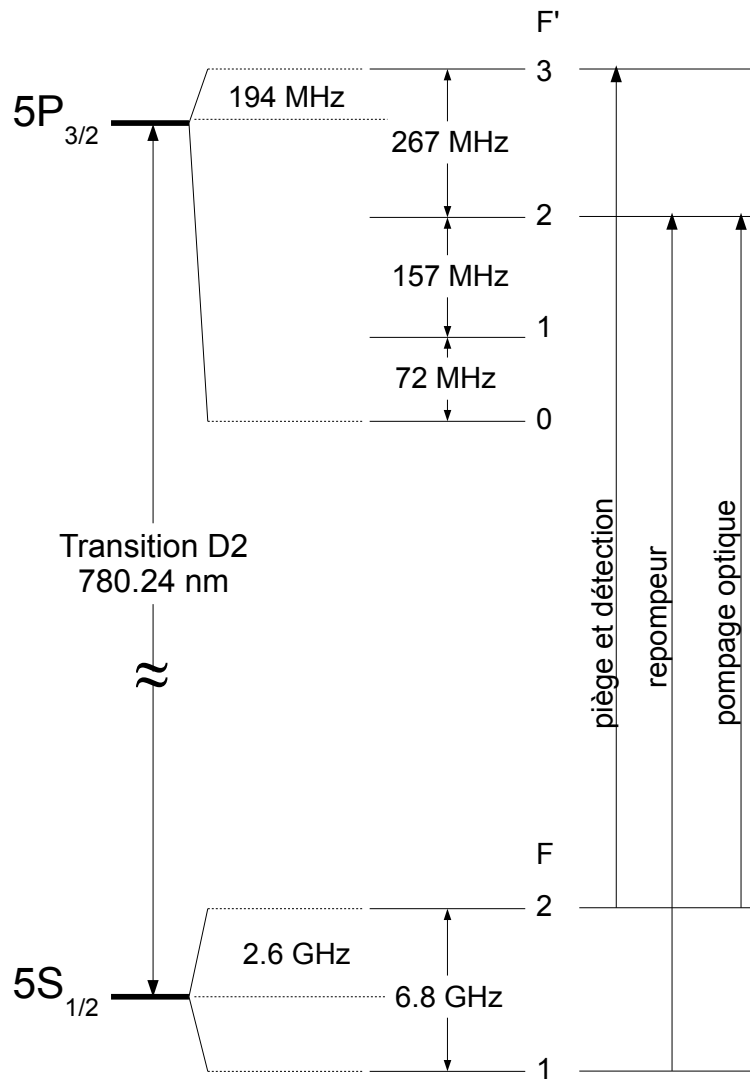


FIG. 2.3 – Transition D2 du ^{87}Rb et structure hyperfine associée. Les transitions utilisés pour le refroidissement (piège), le repompage (repompeur) et le faisceau d'imagerie (détection). La fréquence dite de pompage optique permet de polariser l'échantillon atomique, c'est-à-dire de placer les atomes dans $|F = 2, m_F = +2\rangle$. Données tirées de [Steck 01].

2.2 Le banc de refroidissement laser

2.2.1 Description générale

Le banc optique à 780 nm nécessaire aux pièges magnéto-optiques doit répondre à deux exigences :

- fournir deux fréquences correspondantes aux fréquences de la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ (dite transition piège) et de la transition qui repompe les atomes de $|F = 1\rangle$ vers $|F' = 2\rangle$,
- fournir une puissance optique pour créer des PMO 2D et 3D suffisamment efficaces pour obtenir quelques 10^9 atomes avant les étapes suivantes de refroidissement. C'est-à-dire disposer d'une intensité lumineuse sur les atomes supérieure à l'intensité de saturation de la transition D2 (soit $1,6 \text{ mW/cm}^2$).

Pour cette table optique (figure 2.4), nous disposons de trois diodes traitées anti-reflet en cavité étendue. Les deux premières sont asservies en fréquence via une spectroscopie par absorption saturée respectivement sur les transitions de refroidissement et de repompage (appelées diodes piège et repompeur). Quant à la dernière source, elle est asservie par battements sur une des premières diodes, cela nous permet ainsi de disposer d'un faisceau d'imagerie par absorption et de détecter les atomes soit dans l'état $|F = 2\rangle$ quand le laser sonde est asservi sur la fréquence du laser piège, soit dans $|F = 1\rangle$ quand il est asservi sur la fréquence du laser repompeur. Il suffit de choisir sur quelle source laser nous voulons asservir ce laser sonde. Pendant la thèse, nous avons conçu et utilisé deux versions de cette table optique. L'objectif de la première a été d'optimiser la puissance optique disponible, pour augmenter le nombre d'atomes dans le PMO 3D. Les amplificateurs de puissance ont été disposés en cascade (figure 2.4). Dans la seconde version, nous avons conservé ce principe d'amplificateurs en cascade mais échangé les rôles des lasers piège et sonde dans le montage d'asservissement par battements. Le laser piège est asservi sur le laser sonde. Ce choix a été essentiellement motivé pour l'étude du chargement des atomes dans le piège dipolaire optique car il nous a permis de décaler vers le rouge de la transition atomique la fréquence du laser piège pendant la phase de chargement dans le piège dipolaire à 1565 nm (cf chapitre 4).

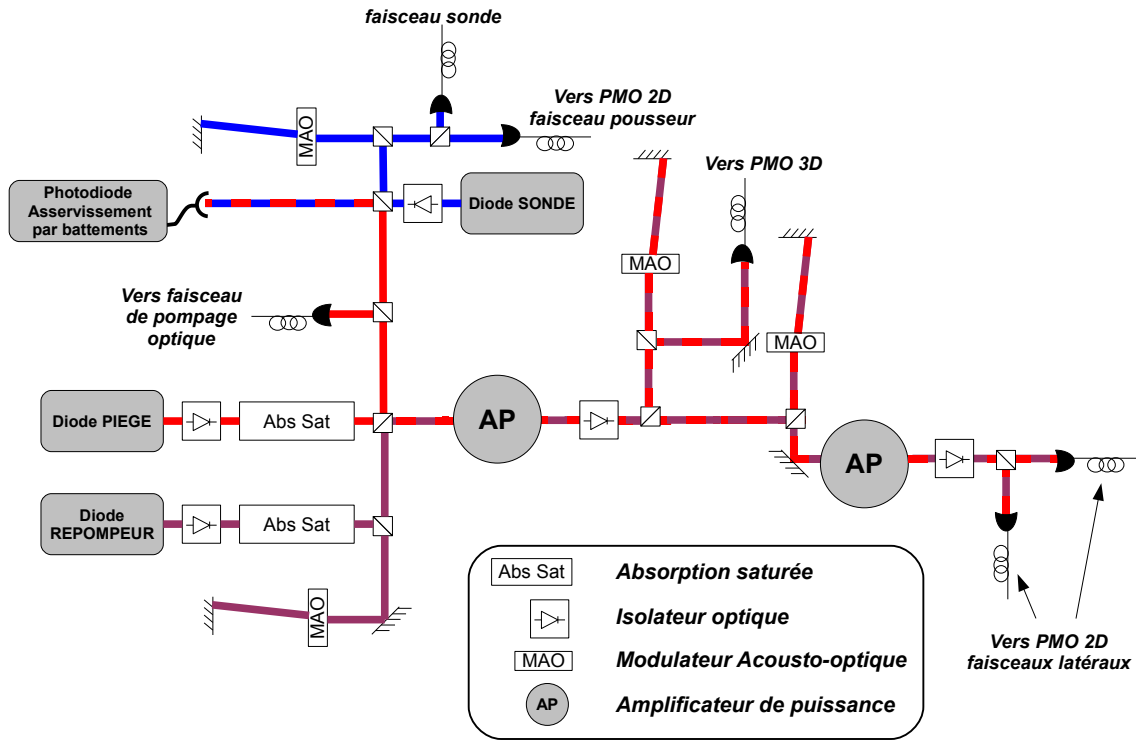


FIG. 2.4 – Schéma du banc laser à 780 nm. Les différentes étapes sont représentées : asservissement par absorption saturée, par battements ; modulateurs acousto-optiques et amplificateurs de puissance. Les modulateurs acousto-optiques utilisés en double passage permettent un contrôle en fréquence du faisceau sans provoquer un désalignement du faisceau pour la suite du chemin optique. Trois fibres sont dédiées au PMO 2D (deux pour les faisceaux latéraux et une pour le faisceau pousseur). Une fibre correspond au PMO 3D, la création des six faisceaux nécessaires à ce dispositif se faisant en sortie de fibre, au-dessus de l'enceinte à vide.

2.2.2 Les sources laser

Diode en cavité étendue traitée anti-reflet

Les sources laser communément utilisées pour un PMO de Rubidium sont des diodes en cavité étendue (figure 2.5), c'est ce type de sources laser que nous avons réalisé. Le principe est le suivant : on ajoute un réseau de diffraction par réflexion devant la diode pour étendre la cavité, ce qui affine spectralement la lumière produite jusqu'à des largeurs inférieure à la largeur naturelle de la transition utilisée dans le cas du rubidium (dans notre cas, elle vaut 6 MHz). Le projet expérimental permettra à terme d'obtenir des mélanges ^{87}Rb - ^{40}K et le fait que les transitions utilisées pour les PMOs de chaque espèce soient proches (780 nm pour le Rubidium, 767 nm pour le Potassium) ont conduit l'équipe à concevoir des sources accordables sur cette gamme de longueur d'onde. Une présentation et une étude plus détaillée de ces sources se trouvent dans la thèse de Gaël Varoquaux [Varoquaux 08] et dans la référence [Nyman 06a].

Pour pouvoir étendre la gamme de longueur d'onde accessible vers de plus courtes longueurs d'onde, un traitement anti-reflet est ajouté sur la face de sortie de la diode. Les diodes sont des modèles Eagleyard, Ridge-Waveguide Laser (SOT03 package), spécifié pour une émission laser à 790nm (référence EYP-RWE-0790-0400-0750-SOT03-0000). Le choix du réseau de diffraction est alors crucial pour éviter des intensités lumineuses trop importantes, qui pourraient dégrader le milieu semi-conducteur. Le réseau de diffraction par réflexion est un réseau de 1200 lignes/mm, optimisé pour la lumière UV (Edmund Optics T43-772). Il diffracte environ 10% de la lumière incidente dans le premier ordre diffracté, le reste étant envoyé en sortie de la cavité dans l'ordre non-diffracté.

Ces sources laser proposent une alternative technologique intéressante en terme de compacité, de facilité d'utilisation et d'accordabilité car les solutions déjà existantes pour amener la longueur d'onde d'émission laser vers 760 nm sont de refroidir jusqu'à -20 degrés celsius une diode en cavité étendue traditionnelle ou d'utiliser un laser Ti :Saphire.

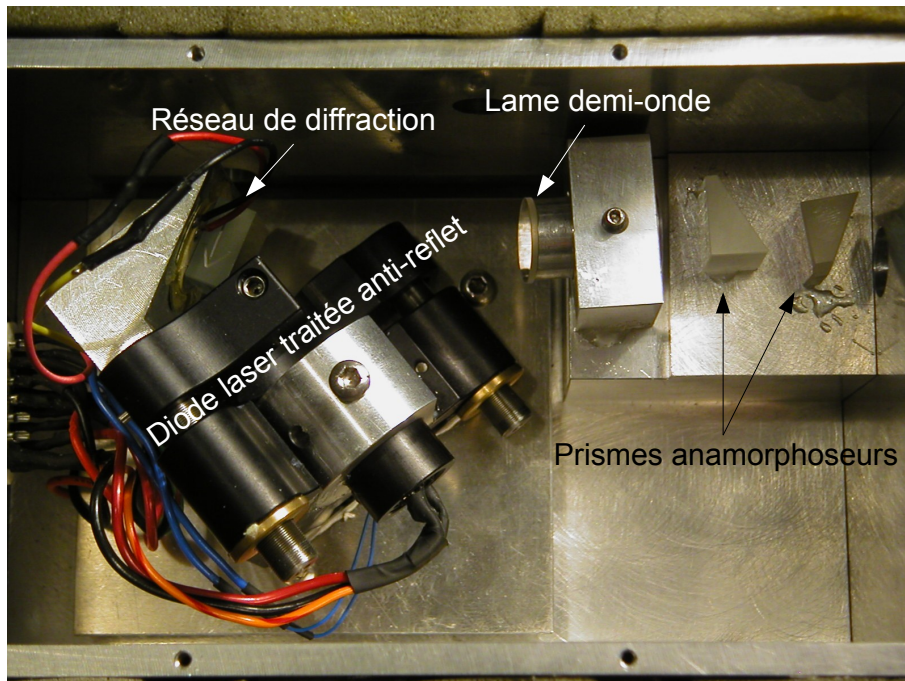


FIG. 2.5 – Diode traitée anti-reflet en cavité étendue. Le montage comporte un capteur de température au plus proche de la diode. La diode est fixée sur une monture de miroir (Thorlabs LT240P-B). Le réseau de diffraction est placé sur l'autre partie de la monture, ce qui assure un réglage mécanique fin entre réseau et diode. Les prismes anamorphoseurs permettent de corriger le profil spatial du faisceau de sortie, initialement elliptique.

Asservissement de fréquence des sources laser

Asservissement par battements L'avantage de ce type d'asservissement est une plus importante gamme de désaccord en fréquence accessible et une robustesse accrue par rapport à un asservissement par absorption saturée. La grande plage de désaccord en fréquence se révélera très utile pour la caractérisation du piège dipolaire (voir chapitre 3) et son chargement. Le principe (figure 2.6) est de superposer spatialement deux faisceaux de fréquences respectives ν_1 et ν_2 sur une photodiode capable de détecter le battement des deux fréquences, c'est-à-dire $\nu_2 - \nu_1$. Le signal de fréquence $\nu_2 - \nu_1$ passe ensuite par un convertisseur fréquence - tension, qui renvoie une tension nulle quand $\nu_2 = \nu_1$. Cette tension nous donne directement un signal d'erreur sur lequel nous pouvons asservir la fréquence ν_2 du laser esclave via un asservissement électronique de type PI (Proportionnel - Intégrateur). Ce montage électronique rétroagit respectivement sur le courant de la diode laser et sur la cale piézo-électrique sur laquelle est fixé le réseau de diffraction. Pour modifier dynamiquement la différence de fréquence entre le laser de référence et le laser asservi, un offset en tension est appliqué au niveau du convertisseur pour déplacer le point de consigne de l'asservissement.

Asservissement par spectroscopie par absorption saturée L'asservissement en fréquence des lasers piège et rempompneur se fait via une spectroscopie par absorption saturée, dont la conception est exposée dans la thèse de M.Fauquembergue [Fauquembergue 04]. Il s'agit de rétro-agir sur le courant de la diode et la position du réseau grâce à une cale piézo-électrique. Le montage électronique comporte une détection synchrone permettant de générer un signal d'erreur et de minimiser le bruit sur la mesure d'absorption saturée, et des modules de contrôle de courant, température et de tension de la cale piézo-électrique. Une fois les sources laser asservies en fréquence, nous disposons d'une quinzaine de milliwatts, insuffisants pour alimenter un PMO. Les faisceaux sont alors injectés dans des amplificateurs de puissance lumineuse. Le montage laser maître (diode en cavité étendue) et amplificateur de puissance est appelé Master Oscillator Power Amplifier (MOPA).

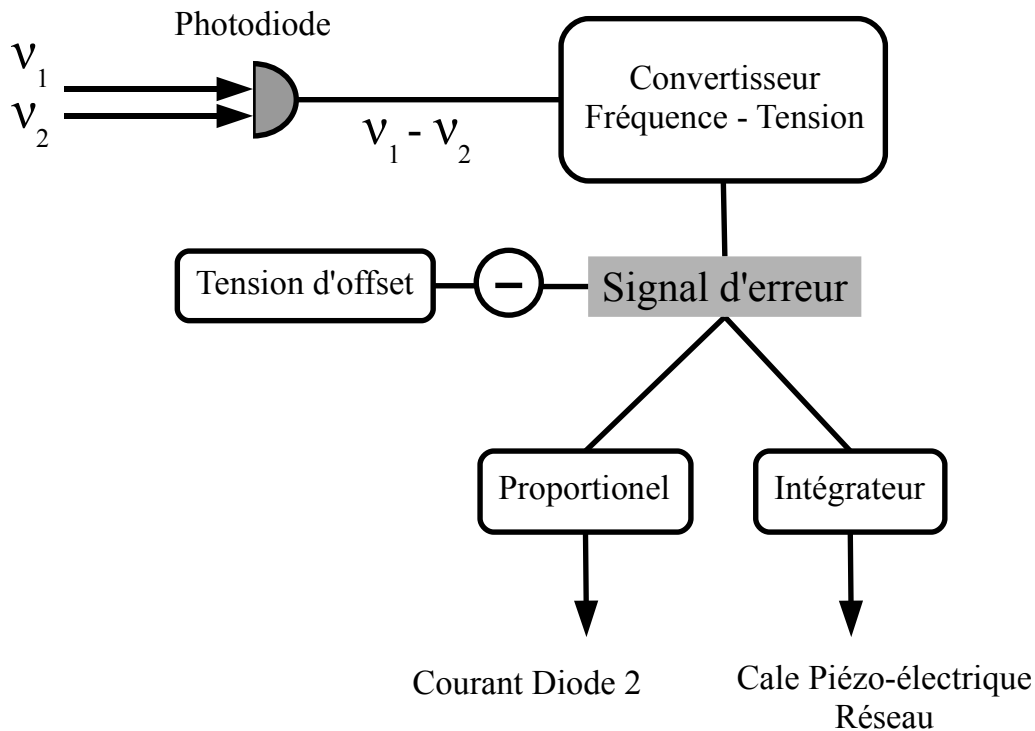


FIG. 2.6 – Schéma de principe de l'asservissement par battements.

Amplificateur de puissance

Les amplificateurs de puissance (Tapered Amplifiers, appelés dans la suite du chapitre TA) sont, comme les diodes laser exposées dans la section précédente, des milieux à gain pour fréquences optiques (jonction p-n) mais seuls ils produisent uniquement de l'émission spontanée. Ils possèdent une face d'entrée où l'on vient injecter le faisceau issu d'une diode en cavité étendue (typiquement quelques milliwatts) et reproduisent les propriétés spectrales du faisceau d'entrée via un processus d'émission stimulée (quelques centaines de milliwatts voire un watt en sortie pour la dernière génération). En pratique, le TA est solidaire d'un bloc de cuivre dans lequel se fixent deux lentilles de courtes focales. Une première lentille focalise le faisceau d'entrée dans le TA, la seconde est disposée devant celui-ci pour venir collimater le faisceau amplifié. S'ajoutent ensuite une lentille cylindrique venant corriger l'astigmatisme du faisceau amplifié (dû à la géométrie du milieu de gain) et un télescope permettant de réduire la taille du faisceau pour faciliter son passage dans un isolateur optique (figure 2.7). Ce dernier composant est primordial pour la durée de

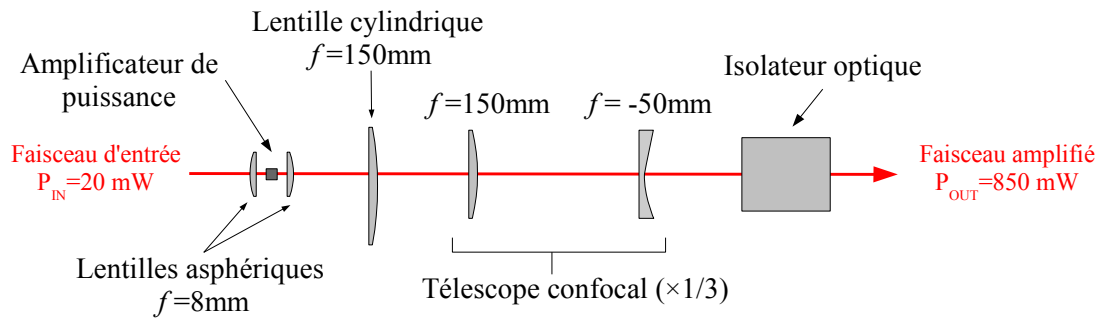


FIG. 2.7 – Schéma de l'amplification de puissance optique. (Modèle Eagleyard EYP-TPA-0780-00500-3006-CMT03, C-Mount 2.75 package). La mise en forme du faisceau de sortie est assurée par une lentille cylindrique qui corrige l'astigmatisme. Un télescope vient ensuite réduire la taille du faisceau pour faciliter la transmission dans l'isolateur optique. L'isolateur optique est un modèle FI-790-TV de Linos Photonics. Il garantit 80% de transmission dans un sens et 60 dB d'atténuation dans l'autre. Cela permet d'éviter des rétro-réflexions dans l'amplificateur optique, qui affecte sa durée de vie et ses performances.

vie du TA car il est extrêmement sensible à d'éventuelles sources de rétro-réflexion du faisceau amplifié. Nous avons observé qu'il fallait une atténuation de plus de 30 dB sur ce dispositif pour éviter une dégradation trop rapide du TA. Les premiers isolateurs à 30 dB d'atténuation (Modèle OFR) ont été remplacés par la suite par des isolateurs Linos à 60 dB d'atténuation.

La puissance du TA se contrôle par le courant injecté dans la jonction du milieu semi-conducteur qui le compose. Il faut d'autre part contrôler et asservir la température de ce dispositif pour le stabiliser en puissance et éviter de le dégrader. Ces amplificateurs de puissance optique peuvent amplifier plusieurs fréquences provenant de différents faisceaux injectés et possèdent une large courbe de gain qui leur permet d'être utilisés aussi bien pour les fréquences dédiées au Rubidium qu'au Potassium. Nous utilisons sur les différents bancs optiques le même TA pour amplifier le faisceau piège et le faisceau repompeur. Les TA dédiés au Rubidium ou au Potassium sont choisis suivant la courbe de gain qu'ils possèdent, centrée sur 780 nm ou 767 nm.

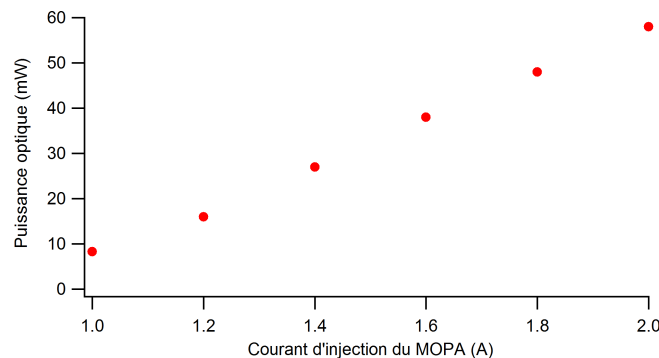


FIG. 2.8 – *Puissance optique du TA en fonction du courant d'injection. Cette caractéristique montre la relation affine entre la puissance délivrée et le courant d'injection. La mesure est effectuée en sortie de fibre dédiée au PMO 2D.*

2.3 Piègeage dissipatif : les PMO 2D et 3D

2.3.1 Le PMO 2D

Cette expérience est la première du laboratoire à utiliser un piège magnéto-optique bidimensionnel (PMO 2D). Nous présentons d'abord le rôle du PMO 2D dans le dispositif expérimental, puis les différentes configurations déjà existantes dans d'autres groupes de recherche. Nous décrirons ensuite le PMO 2D développé au laboratoire.

Principe

Dans notre montage, l'approvisionnement en atomes est assuré par des filaments (ou dispensers) situés dans la chambre de collection. Ce sont des filaments où un sel de Rubidium est déposé et qui libère le gaz d'alcalin en le chauffant par un courant électrique. Les atomes issus du dispenser sont ensuite capturés dans un piège magnéto-optique bidimensionnel. Le PMO 2D permet de réaliser un jet puissant d'atomes lents. Cette technique s'avère très utile dans les expériences où l'on cherche à étudier des gaz quantiques dégénérés, la collecte des atomes et la manipulation finale se faisant à deux endroits différents. Il offre une alternative au ralentissement Zeeman [Phillips 82]. En comparaison avec cette dernière méthode, le PMO 2D est compact car il ne nécessite pas l'emploi d'un four dans lequel est chauffé le Rubidium ainsi que de lourdes et imposantes bobines. Par contre, la puissance laser nécessaire est plus importante, ainsi qu'un éventuel contrôle en fréquence indépendant des

faisceaux du PMO 3D. La chambre de collection est constituée de hublots CF-63 permettant le passage des faisceaux du PMO 2D, de bobines de cuivres disposées en son centre, de plusieurs dispensers de Rubidium et d'une pompe ionique (Varian 2 l/s) assurant une pression d'environ 10^{-7} mbar.

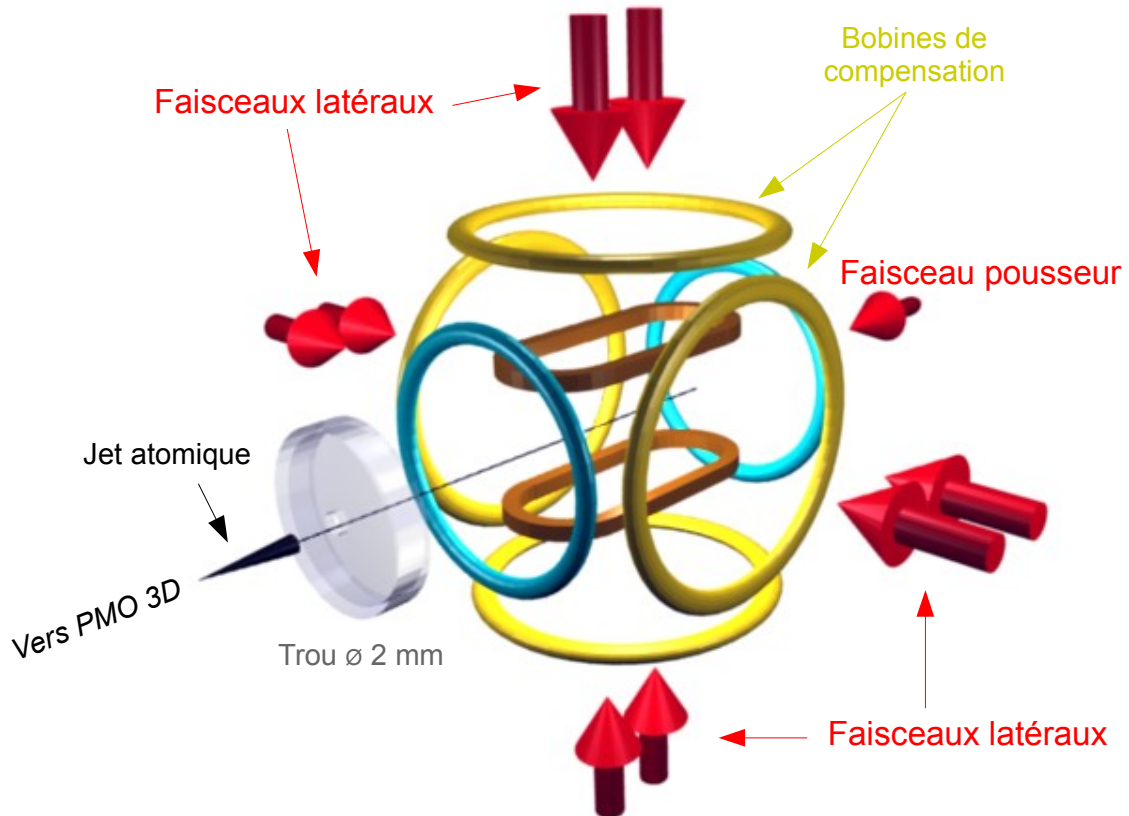


FIG. 2.9 – Schéma de principe du piège magnéto-optique bidimensionnel. Le gradient de champ indispensable au piège magnéto-optique est généré par les bobines marrons à l'intérieur de l'enceinte. La paire de bobines bleues est disposée de sorte à créer un gradient de champ magnétique pour obtenir une valeur constante de champ suivant l'axe du jet. Les bobines jaunes créent un champ constant depuis l'extérieur de l'enceinte, ce sont les bobines de compensation. Les atomes collectés dans le PMO 2D sont envoyés vers le PMO 3D via un trou de 2 mm de diamètre qui filtre spatialement les atomes possédant une vitesse transverse au jet trop importante et qui garantit un différentiel de pression entre les deux chambres.

Revue des dispositifs existants

Il existe différentes configurations de piège magnéto-optiques bidimensionnels pour générer un jet atomique collimaté. Le tableau 2.1 résume les principales caractéristiques des dispositifs existants. Les PMO 2D décrits dans le tableau 2.1 utilisent pour la plupart la même disposition de faisceaux : des faisceaux latéraux elliptiques pour optimiser la zone de capture du PMO 2D et un faisceau dit pousseur qui dirige les atomes dans la direction du PMO 3D. Nous pouvons néanmoins retenir sur cette revue rapide que différentes configurations ont été testées, notamment dans [Dieckmann 98] :

- le PMO 2D, qui utilise uniquement des faisceaux dans les directions transverses à celle du jet ;
- le PMO 2D+, qui est semblable à la première configuration avec un refroidissement Doppler le long de l'axe de propagation du jet assuré par un faisceau pousseur possédant la même fréquence que les autres faisceaux ;
- le PMO 2D avec faisceau pousseur ayant une fréquence piège différente des autres faisceaux et sans fréquence repompeur. C'est cette méthode que nous employons pour charger le PMO 3D.

C'est ce dernier dispositif qui est finalement utilisé dans la majorité des expériences, plus performant et plus stable que les autres configurations, en terme de flux d'atomes (nombre d'atomes issu du jet par unité de temps) et de taux de capture (nombre d'atomes capturés dans le PMO 3D par unité de temps).

Description

Le PMO 2D utilise deux faisceaux laser rétro réfléchis dans chacune des directions transverses à celle souhaitée pour le jet d'atomes lents. Nous utilisons la rétro réflexion pour gagner en intensité sur les atomes. Elle n'est pas gênante pour l'équilibrage des forces Doppler dans le PMO 2D car l'absorption des atomes collectés est négligeable (la densité du nuage est estimée à 10^{-7} atomes.cm⁻¹ par une mesure d'absorption). Nous avons deux zones de capture qui se succède spatialement pour optimiser le piégeage dans les directions transverses. Ces faisceaux seront nommés par la suite faisceaux latéraux. Longitudinalement, nous plaçons un faisceau dit pousseur, qui ne contient que la fréquence piège. Il permet d'appliquer une force poussant les atomes vers la chambre du PMO 3D. Il est contrôlable en fréquence indépendamment des

Référence	Atome	Source	Pression partielle de ^{87}Rb (mBar)	Taille Faisceau (mm \times mm)	Puissance totale des faisceaux latéraux(mW)	Désaccord (Γ)	Flux (atomes/s)
[Dieckmann 98]	^{87}Rb	Ampoule	$10^{-7} - 10^{-9}$	7×24	16.4	-1.7 Γ	10^{10}
[Schoser 02]	^{87}Rb	Ampoule	$10^{-6} - 10^{-7}$	6×25	130	-1.9 Γ	6×10^{10}
[Cheinet 06]	^{87}Rb	Ampoule	10^{-7}	$6 \times 12(3\text{ fois})$	280(r)	-2.5 Γ	1.1×10^{10}
[Catani 06]	^{39}K , ^{41}K	Filament	$10^{-7} - 10^{-8}$	9.4×28	360	-5.8 Γ , -3 Γ	10^{10}
[Müller 07]	^{87}Rb	Ampoule	$10^{-6} - 10^{-7}$	18×80	130	-1.2 Γ	10^{10}
[Fuchs 04]	^{87}Rb	Filament	$10^{-8} - 10^{-9}$	14×70	200	-3 Γ	10^9
Notre dispositif	^{87}Rb	Filament	10^{-9}	$25 \times 25(2\text{ fois})$	240(r)	-3 Γ	3×10^8

TAB. 2.1 – Comparaison entre différentes équipes qui utilisent un PMO 2D. Notre valeur de flux correspond au nombre d’atomes capturés dans le PMO 3D par seconde alors que le flux mesuré par les autres équipes est le flux de sortie issu du PMO 2D.

	Faisceaux latéraux	Faisceau pousseur
Désaccord	-3Γ	0
Diamètre du faisceau (mm)	25	2.3
Puissance totale (mW)	240	1

TAB. 2.2 – *Caractéristiques des faisceaux du PMO 2D. Les désaccords sont exprimés en Γ , largeur naturelle de la transition atomique D_2 , c'est-à-dire 6 MHz. La puissance totale est la somme des puissances mesurées à la sortie des deux fibres dédiées aux faisceaux latéraux du PMO 2D. Nous ne tenons pas en compte de la rétro réflexion qui double la valeur de la puissance optique totale sur les atomes.*

autres faisceaux du PMO 2D. Nous avons constaté en l'absence de la fréquence dite repompeur une meilleure efficacité du faisceau pousseur, car cela évite la diffusion de photons dans cette direction. La figure 2.13 montre une dépendance en fréquence importante pour optimiser le nombre d'atomes piégés dans le PMO 3D.

Une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz est placée à l'intérieur de la chambre de collection de tel sorte à créer un zéro de champ magnétique sur une zone couverte par l'intersection des faisceaux latéraux. Pour optimiser la zone utile de capture et éviter une trop grande divergence du jet atomique à la sortie de la zone de capture, nous utilisons une paire de bobines en configuration Helmholtz dont l'axe est celui du jet (bobines en bleu sur la figure 2.9). Un trou d'un millimètre de diamètre est situé à l'extrémité de la zone de capture. Il aligné avec l'axe longitudinal du montage et filtre les atomes les plus lents transversalement à la sortie du PMO 2D. Il crée aussi un différentiel de pression entre la chambre de collection et la chambre de science, favorable à une pression plus basse dans la chambre de science.

2.3.2 Le PMO 3D

Montage optique

Le PMO 3D est constitué par trois paires de faisceaux contra-propageant et d'une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz (figure 2.10). Les faisceaux optiques sont issus d'une seule et même fibre située dans la partie supérieure du module contenant l'enceinte. La séparation en six faisceaux se fait à cet endroit sur une table suspendue composée de cubes séparateurs non polarisants. Pour obtenir les polarisations circulaires adéquates au gradient de champ magnétiques, nous avons disposé pour chaque faisceau une monture de rotation où sont fixés ensemble un polariseur et une lame quart d'onde. Ce montage nous permet, une fois les éléments assemblés définitivement, d'ajuster l'intensité lumineuse sur les atomes. Il faut ajouter à ce dispositif un faisceau supplémentaire dit de pompage optique. Il permet de transférer les atomes du PMO 3D dans l'état $|F = 2, m_F = +2\rangle$ avant le transfert dans le piège optique. Si cette étape n'est pas réalisée avant l'étape de chargement dans le piège dipolaire, les atomes se retrouvent dans un mélange d'états m_F dans $F = 2$. Des collisions inélastiques suscitant des changements d'états hyperfins sont alors possibles et contribuent grandement à une augmentation des pertes dans le piège dipolaire. Ce faisceau est polarisé circulairement afin que les atomes effectuent une transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ avec $\Delta m_F = +1$.

Champ magnétique

Réalisation et calibration Pour créer le gradient de champ magnétique nécessaire au PMO 3D, une paire de bobines est disposée autour des hublots de plus grand diamètre de la chambre de science (figure 2.11). Elles sont surdimensionnées par rapport à une utilisation uniquement dédiée au PMO 3D mais serviront une fois des gaz quantiques dégénérés obtenus. En appliquant un champ magnétique homogène sur l'échantillon atomique, on peut modifier les interactions intra et inter-espèces du Rubidium et du Potassium. Le fil de cuivre utilisé est un fil de section carré (6 x 6 mm²). La section est creusée d'un trou de diamètre interne de 3 mm faisant office de circuit de refroidissement à eau pour dissiper la chaleur produite par les bobines. Chaque bobine comporte 126 tours et a été réalisée par l'entreprise SigmaPhi de Vannes. Avant de les disposer sur l'enceinte, nous avons testé l'homogénéité du

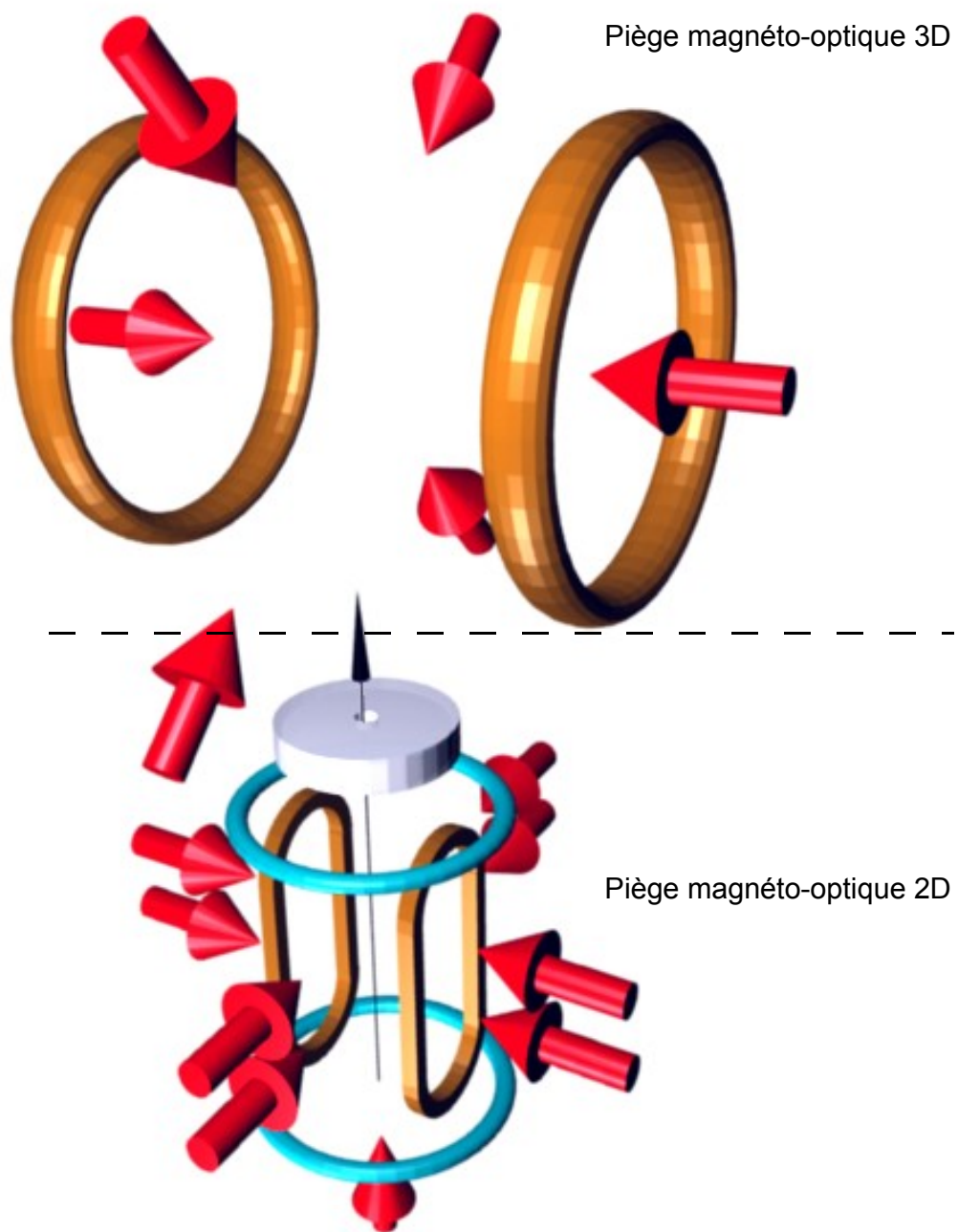


FIG. 2.10 – Vue d'ensemble du dispositif d'obtention d'un nuage froid de ^{87}Rb .

champ magnétique créé par une série de mesures de champs magnétiques à différents courants d'alimentation, à l'aide d'une sonde à effet Hall. Nous avons ensuite effectué le même type de mesure pour un gradient de champ magnétique. Les bobines sont fournies en courant par une alimentation assurant une stabilité de 3 ppm (DanFysik Magnet Power Supply 858). Elle est particulièrement adaptée pour la réalisation de résonances de Feshbach. Elle nous permet d'accéder à des valeurs de champs magnétiques allant jusqu'à 1200 G. Par contre, l'avantage de la stabilité se traduit par un temps de montée et de coupure du champ d'environ 100 ms.

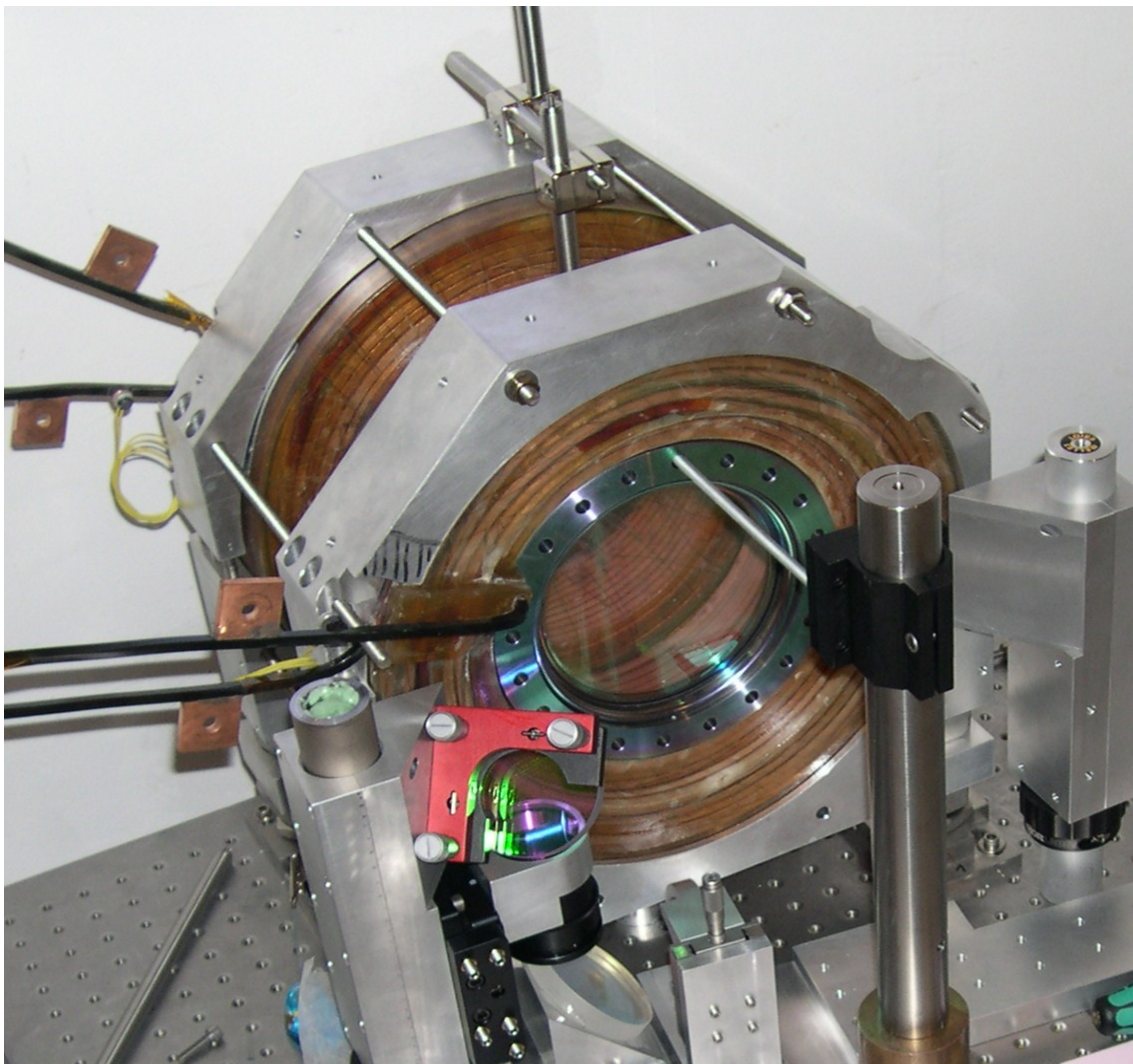


FIG. 2.11 – Photographie des bobines créant le gradient de champ magnétique du PMO 3D.

Contrôle des temps de montée et de coupure Dans nos séquences expérimentales, la mise en marche et surtout la coupure du champ magnétique sont cruciales. En effet, une mise en marche rapide permet un taux de répétabilité intéressant. D'autre part, la détection des atomes via l'imagerie par absorption exige une coupure rapide et efficace afin d'obtenir une estimation correcte du nombre d'atomes détectés et une répétabilité de détection. Dans le cas contraire, l'effet d'un champ magnétique résiduel perturbe le principe de la détection et des effets non triviaux sont à prendre en compte dans le traitement d'images. Le système électronique conçu par F. Moron nous affranchit des limitations de l'alimentation de courant (figure 2.12). Il est composé de trois parties :

- une partie concernant l'allumage du champ magnétique, composée d'une alimentation haute tension et d'un condensateur C_{ON} . L'énergie stockée dans le condensateur est ainsi transférée dans les bobines. Connaissant l'inductance L des bobines, la valeur de la capacité C_{ON} est déterminée de façon à atteindre un courant de 15 A nécessaire pour le PMO 3D en 1 ms. Il faut que le temps caractéristique du circuit $\tau_{LC} = 2\pi/\sqrt{LC}$ soit égal à 4 ms ; un quart d'une période d'oscillation correspondant au temps de montée souhaitée.
- une partie concernant l'alimentation statique des bobines. Elle permet, une fois la phase de montée effectuée, de fournir le courant via l'alimentation DanFysik.
- une partie concernant la coupure du champ. Quand on souhaite couper le champ, on bascule l'interrupteur sur le condensateur C_{OFF} et la résistance R montée en parallèle. Ainsi, comme pour la partie du circuit dédiée à la montée du courant dans les bobines, nous pouvons couper le champ magnétique en 1 ms.

Un système constitué de deux inverseurs et de relais a été réalisé par F. Moron pour que prochainement, la paire de bobines puisse passer de la configuration anti-Helmholtz (pour le gradient de champ magnétique nécessaire au PMO 3D) à une configuration Helmholtz (pour créer un champ constant sur le nuage atomique pouvant atteindre 1200 Gauss. Voir Annexe Résonance de Feshbach). Sur la bobine 2 de la figure 2.12, nous avons un circuit qui permet de changer rapidement (de l'ordre de la milliseconde) le sens du courant qui parcourt cette bobine.

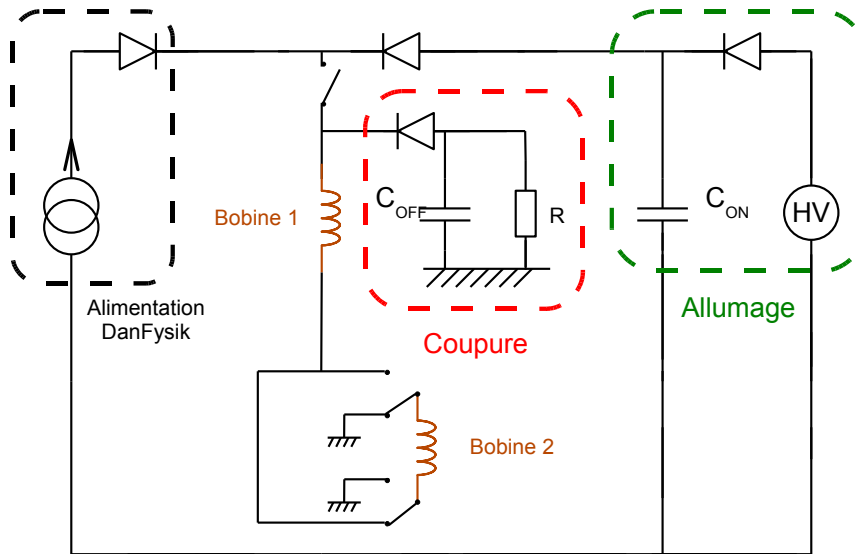


FIG. 2.12 – Schéma de principe de l'électronique de contrôle de champ magnétique.

2.3.3 Transfert d'atomes froids entre PMO 2D et PMO 3D

Pour évaluer les performances de notre PMO 2D, nous avons toujours essayé de mettre en évidence l'influence des paramètres du PMO 2D sur le nombre d'atomes chargés dans le PMO 3D. Ce paragraphe présente donc une série de mesures illustrant l'importance, par exemple, du faisceau pousseur (en puissance et en fréquence) ou du champ magnétique associé à cette zone du dispositif expérimental ; et du nombre d'atomes chargés dans le PMO 3D.

Le faisceau pousseur

Le faisceau pousseur a un diamètre à $1/e^2$ de 2.3 mm, inférieur aux faisceaux latéraux, mais égal au diamètre du trou reliant les chambres de collection et de science. Nous avons caractérisé le chargement en faisant varier les paramètres de ce faisceau, c'est-à-dire sa puissance (figure 2.14) et sa fréquence (figure 2.13). Il est apparu que le chargement s'améliore d'un facteur 4 en nombre d'atomes chargés dans le PMO 3D en choisissant une fréquence différente pour le faisceau pousseur et les faisceaux latéraux. Quant à la puissance du faisceau pousseur, elle devient insuffisante en-dessous de 0.4 mW, mais nous n'observons pas d'optimum de chargement au-delà de cette valeur seuil.

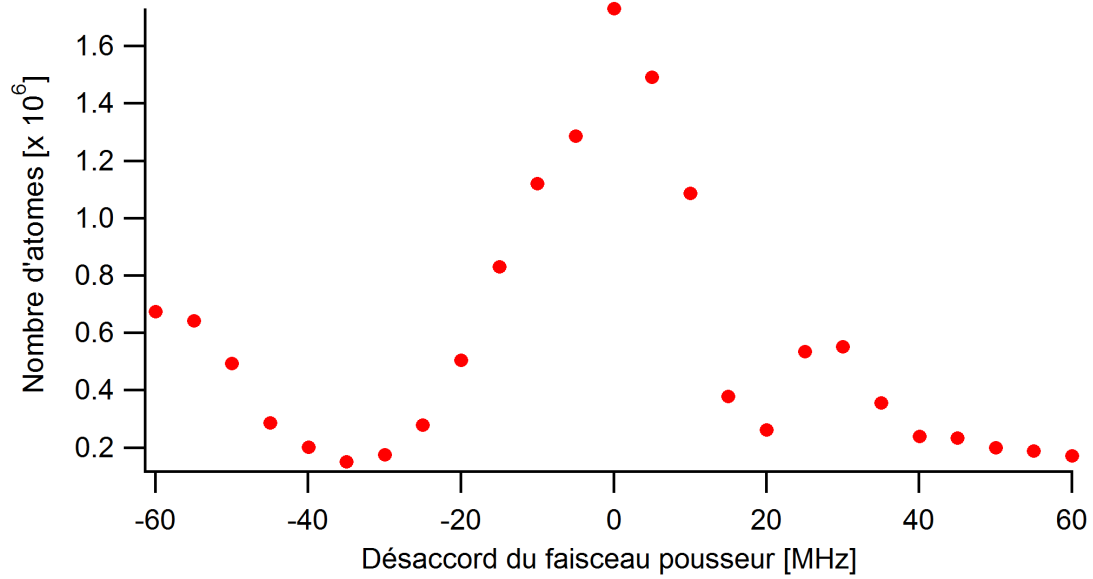


FIG. 2.13 – Dépendance en désaccord du faisceau pousseur du chargement du PMO 3D. La présence d'un faisceau pousseur dans notre dispositif est essentiel et son contrôle en fréquence indépendant des faisceaux latéraux permet de gagner un facteur 4 sur le nombre d'atomes chargés dans le PMO 3D. On remarque que le désaccord optimal est obtenu pour une valeur proche de 0, la fréquence du faisceau pousseur correspondant à la fréquence atomique.

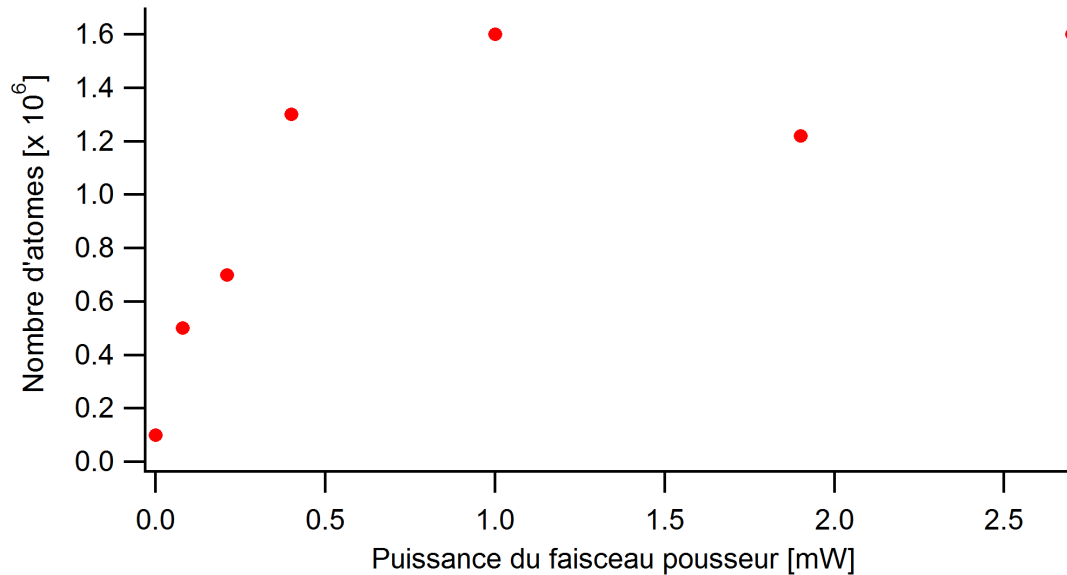


FIG. 2.14 – Dépendance en puissance du faisceau pousseur du chargement du PMO 3D. Nous remarquons l'apparition d'une puissance seuil (environ un milliwatt) pour laquelle le nombre d'atomes chargés dans le PMO 3D reste constant.

Les faisceaux latéraux

Le transfert d'atomes entre les deux PMO présente une dépendance quasi-linéaire en puissance optique totale des faisceaux latéraux du PMO 2D (figure 2.15). En constatant cette dépendance en puissance, nous avons constamment essayé de fournir au PMO 2D une puissance suffisante⁵. L'évolution des faisceaux latéraux en introduisant la rétro réflexion a permis de gagner à la fois en puissance optique et en stabilité. Sans rétro réflexion, nous avons constaté des problèmes de stabilité inhérents aux fluctuations relatives de polarisation des deux faisceaux constituant un bras du PMO 2D. Ces fluctuations introduisent un déséquilibre des forces de pression de radiation dans le PMO 2D, qui désaligne le jet atomique avec le trou reliant les deux chambres.

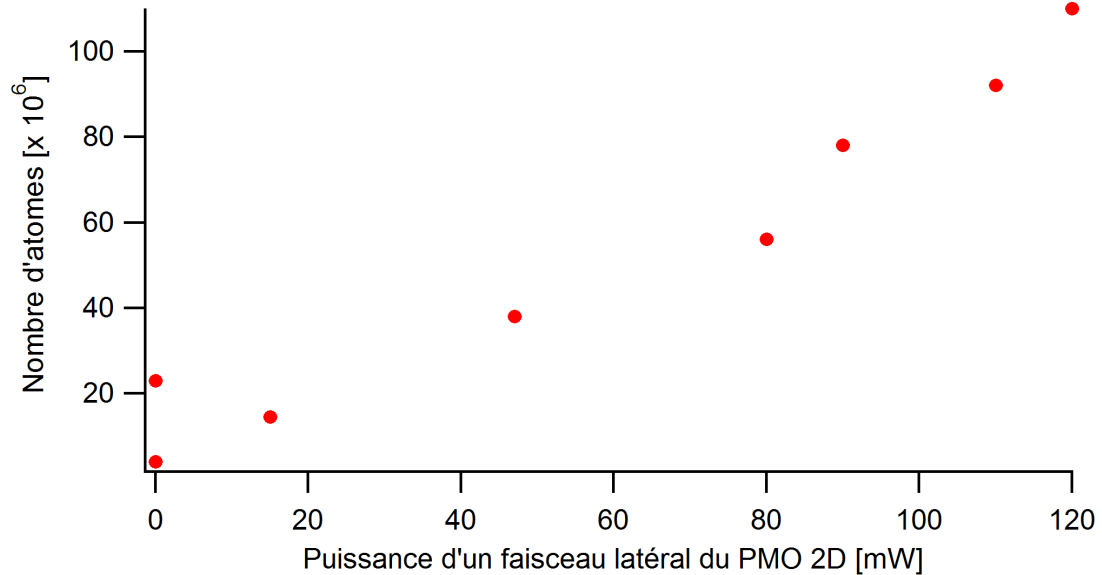


FIG. 2.15 – *Dépendance en puissance du PMO 2D du chargement du PMO 3D. La puissance en abscisse correspond à la puissance mesurée en sortie d'une fibre destinée à un faisceau latéral du PMO 2D. Ce faisceau est ensuite rétro réfléché. Les performances actuelles nous permettent de charger quelques 10^9 atomes dans le PMO 3D en quelques secondes.*

⁵sur la première version, nous avons 60 mW par bras et sur la dernière version 240 mW par bras.

Le champ magnétique

Nous avons initialement conçu et installé une paire de bobines à l'intérieur de la chambre de collection. La forme allongée des bobines dans l'axe du jet atomique permet d'avoir l'accès optique nécessaire au passage d'une paire de faisceaux latéraux (figure 2.9). Le point faible de ce montage est qu'il ne crée pas de zéro de champ magnétique le long de l'axe de propagation du jet d'atomes. Nous avons par la suite disposé une paires de bobines en configuration anti-Helmholtz sur l'axe du jet d'atomes. Cette paire supplémentaire permet d'obtenir un zéro de champ sur une zone plus importante le long de l'axe du jet. Cela a pour effet d'agrandir la zone de capture du PMO 2D.

2.4 Système d'imagerie par absorption

2.4.1 Principe

Pour détecter les atomes, nous utilisons la technique d'imagerie par absorption. Elle consiste à éclairer le nuage atomique par un faisceau sonde proche de résonance et à imager l'ombre de ce nuage sur une caméra CCD. Cette mesure est par définition destructive car les photons absorbés induisent un chauffage considérable sur les atomes. Le principe de l'absorption suit la loi de Beer-Lambert. Si nous posons $I_0(x, y)$ l'intensité incidente du faisceau sonde et z la direction de propagation du faisceau, l'intensité transmise après le passage dans le nuage $I(x, y)$ s'écrit :

$$I(x, y) = I_0(x, y) \exp\left(-\frac{\sigma_0}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2} \int dz n(x, y, z)\right) \quad (2.4)$$

où $n(x, y, z)$ est la densité atomique du nuage et σ_0 la section efficace d'absorption pour l'atome considéré. Si le faisceau sonde n'est pas polarisé circulairement, il faut introduire un facteur correctif sur σ_0 dû à l'existence de plusieurs sous-niveaux atomiques et à des effets de pompage. Pour notre dispositif, nous estimons que ce facteur est de 2.13. En pratique, pour accéder au profil de densité atomique, nous prenons trois images :

- une image du faisceau sonde avec le nuage correspondant à une intensité lumineuse $I(x, y)$,
- une image du faisceau sonde sans les atomes correspondant à $I_{\text{sansatomes}}(x, y)$,

- une image sans présence du faisceau ni du nuage atomique correspondant à $I_{fond}(x, y)$.

Nous effectuons le traitement suivant pour extraire $D(x, y)$ en tenant compte de l'expression précédente, dans l'approximation de faible épaisseur optique :

$$D(x, y) \approx -\ln\left(\frac{I(x, y) - I_{fond}(x, y)}{I_{sansatomes}(x, y) - I_{fond}(x, y)}\right) \quad (2.5)$$

Le fait de retrancher les images avec et sans atomes nous affranchit du bruit électronique de la caméra. Ces images sont prises à intervalles de temps relativement courts (50 ms) et pour des pulses de faisceau sonde d'une durée 50 μs .

2.4.2 Système optique

Il est composé d'une objectif télécentrique (XNP de Schneider-Kreuznach) de grandissement 1 : 3 et d'ouverture numérique 0.13 et d'un objectif de microscope. L'avantage du premier objectif vient du fait que nous pouvons par la monture mécanique réglable déplacer le plan focal image sans changer le grandissement du système. La contrepartie est que ce modèle d'objectif n'est pas traité anti-reflet à 780 nm, ce qui diminue la transmission du système optique. Vient ensuite l'objectif de microscope possédant une grande ouverture numérique. Il est fixé sur l'axe de la caméra CCD par un tube métallique, permettant ainsi de changer facilement d'objectif pour modifier le champ d'observation. La caractérisation du premier objectif est exposée en détail dans la thèse de G. Varoquaux.

Chapitre 3

Le piège dipolaire optique à 1565 nm

Sommaire

3.1	Le potentiel dipolaire	56
3.1.1	Un piège dipolaire : pourquoi ?	56
3.1.2	La force dipolaire	56
3.1.3	Rapide revue du piégeage dipolaire	60
3.1.4	Paramètres d'un piège optique	61
3.2	Piège optique dipolaire à 1565 nm	62
3.2.1	Première version du piège optique	64
3.2.2	Seconde version du piège optique	75
3.3	Conclusion	78

Dans ce chapitre, nous introduisons un modèle classique expliquant l'origine de la force dipolaire. Nous passons ensuite rapidement en revue les expériences déjà réalisées qui utilisent la force dipolaire pour piéger et refroidir un ensemble d'atomes jusqu'à un régime quantique. Dans une seconde partie, nous présentons notre piège dipolaire optique à 1565 nm, sa géométrie, sa conception ainsi que la caractérisation du banc optique de puissance. C'est la première fois dans ce domaine que cette longueur d'onde est employée pour produire un gaz quantique dégénéré par des méthodes optiques.

3.1 Le potentiel dipolaire

3.1.1 Un piège dipolaire : pourquoi ?

La seule étape actuellement qui permet d'obtenir des températures assez basses pour produire des gaz quantiques dégénérés est le refroidissement par évaporation dans un piège conservatif. Deux types de pièges conservatifs sont disponibles : les pièges magnétiques et les pièges dipolaires optiques. Le refroidissement évaporatif qui intervient dans ces pièges est basé sur le taux de collisions élastiques à deux corps. Au prix d'une perte importante du nombre d'atomes chargés initialement dans ces pièges, les atomes restant dans le piège sont d'autant plus froids rapidement que le taux de collisions est élevé.

Dans un piège magnétique, le nombre d'atomes chargés est de l'ordre de 10^8 atomes et le processus d'évaporation dure typiquement quelques dizaines de secondes. Ce type de piège a permis les premières observations expérimentales de la condensation de Bose-Einstein [Davis 95, Anderson 95, Bradley 95]. La force dipolaire est utilisée depuis plus de deux décennies pour piéger puis refroidir des gaz d'alcalins [Chu 86b]. Elle permet de créer des potentiels conservatifs quand la longueur d'onde choisie est très éloignée de la résonance atomique. Avec l'apparition de sources laser puissantes (notamment vers $1 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$), des condensats ont pu être réalisés dans des pièges optiques [Barrett 01].

Dans les pièges optiques, les conditions initiales (taux de collisions plus élevé de l'ordre de quelques centaines par seconde et densité dans l'espace des phases de l'ordre de 10^{-3} - 10^{-4}) sont telles que la phase de refroidissement évaporatif dure typiquement quelques secondes [Kinoshita 05, Weber 03, Granade 02]. Le nombre d'atomes dans un condensat *tout-optique*, de l'ordre de quelques 10^4 atomes, est inférieur aux performances des pièges magnétiques. Cela vient de la difficulté à charger efficacement le piège optique.

3.1.2 La force dipolaire

Nous allons introduire simplement la description de la force dipolaire pour un atome à deux niveaux et dans le cadre de l'approximation dipolaire électrique. Ce modèle permet de décrire l'origine du potentiel dipolaire. Un traitement plus complet sur la manière dont un champ laser éloigné de la résonance atomique affecte les

niveaux d'énergie d'un atome sera exposé dans le chapitre 4.

Moment dipolaire induit Quand un atome est placé dans un champ lumineux, la composante électrique \mathbf{E} du champ lumineux induit un moment dipolaire sur l'atome \mathbf{d} , qui oscille à la même fréquence $\omega/2\pi$ que le champ \mathbf{E} [Grimm 00] :

$$\mathbf{d} = \alpha \mathbf{E} \quad (3.1)$$

où $\mathbf{d}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}d(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + c.c.$, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}E(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + c.c.$ et \mathbf{e} le vecteur unité de polarisation. α représente la polarisabilité atomique complexe, qui dépend de la fréquence d'oscillation ω . Le potentiel d'interaction du moment dipolaire induit \mathbf{d} avec le champ oscillant \mathbf{E} s'écrit :

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \rangle = -Re(\alpha) |E|^2 \quad (3.2)$$

La notation $\langle \rangle$ désigne un moyennage temporel et le facteur $\frac{1}{2}$ prend en compte le fait que le moment dipolaire est induit et n'est pas un moment permanent. Si nous introduisons l'intensité lumineuse $I = 2\epsilon_0 c |E|^2$, nous obtenons :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} Re(\alpha) I(\mathbf{r}) \quad (3.3)$$

Le potentiel dipolaire ainsi créé est proportionnel à l'intensité lumineuse I . Nous pouvons ainsi exprimer l'effet du champ électrique sur l'atome en terme de force F_{dip} dérivant du potentiel U_{dip} . Cette force est appelée *force dipolaire* et s'écrit :

$$F_{dip}(\mathbf{r}) = -\nabla U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\epsilon_0 c} Re(\alpha) \nabla I(\mathbf{r}) \quad (3.4)$$

La formule 3.4 montre qu'un champ lumineux inhomogène, c'est-à-dire un faisceau lumineux focalisé, peut piéger des atomes [Chu 86b]. La force sera d'autant plus grande que le gradient d'intensité lumineuse sera important. La partie réelle de α intervient dans l'expression de la force dipolaire, qui exhibe alors le comportement dispersif de cette partie réelle. En effet, la force dipolaire change de signe en fonction de la différence de fréquence entre la fréquence du champ lumineux $\omega/2\pi$ et celle de l'atome $\omega_0/2\pi$:

- si $\omega < \omega_0$, l'atome est attiré vers les zones de plus grande intensité lumineuse,
- si $\omega > \omega_0$, l'atome est attiré vers les minima d'intensité lumineuse.

Puissance absorbée Nous pouvons aussi estimer la puissance absorbée P_{abs} par l'atome provenant du champ électrique puis émise spontanément par une transition dipolaire (correspondant à la transition atomique considérée) :

$$P_{abs}(\mathbf{r}) = \langle \dot{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} \rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\mathbf{r}) \quad (3.5)$$

Cette réémission spontanée après absorption peut se comprendre comme un taux d'émission spontanée de photons Γ_{sp} à la fréquence ω de la transition atomique :

$$\Gamma_{sp}(\mathbf{r}) = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\mathbf{r}) \quad (3.6)$$

Dans le cadre d'atomes neutres piégés au maximum d'intensité d'un faisceau lumineux, la partie imaginaire de la polarisabilité intervient donc dans l'expression du taux de photons diffusés par l'atome. Cela constitue un chauffage résiduel si on considère ce piège optique dipolaire comme un piège quasi-conservatif.

Un potentiel conservatif Dans ce modèle, la polarisabilité atomique α est une fonction complexe de ω , la pulsation du champ lumineux [Grimm 00] :

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 m_e c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma} \quad (3.7)$$

La partie réelle, dispersive, rend compte du piégeage dipolaire (expression 5.8) alors que la partie imaginaire, absorptive, met en évidence que des photons du champ lumineux sont absorbés par l'atome. C'est, dans ce modèle, la manifestation de la force de pression de radiation décrite dans le chapitre 2. L'expression de la polarisabilité complexe 3.7 ainsi obtenue, nous pouvons écrire explicitement la potentiel dipolaire optique U_{dip} et le taux de diffusion de photons Γ_{sp} , qui dépendent respectivement des parties réelle et imaginaire de α :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}) \quad (3.8)$$

$$\Gamma_{sp}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (3.9)$$

Ces relations issues du modèle classique de l'électron élastiquement lié reproduisent fidèlement les dépendances de U_{dip} et Γ_{sp} en intensité lumineuse I et en désaccord

$\omega_0 - \omega$. Nous pouvons distinguer deux cas limites pour extraire des lois d'échelles sur le potentiel dipolaire et le taux de diffusion de photons.

Le potentiel dipolaire n'est donc pas, a priori, un potentiel conservatif quelque soit la valeur de ω . Pour évaluer la gamme de fréquences pour laquelle l'approximation du potentiel conservatif est valide, nous pouvons évaluer Γ_{sp} et le comparer U_{dip} . La figure 3.1 nous montre que, dans le cas du ^{87}Rb ($\lambda_0 = 780\text{nm}$) et d'un piège dipolaire optique à 1565 nm, $h\Gamma$ est beaucoup plus petit que U . On peut donc considérer qu'à la longueur d'onde à laquelle nous allons travailler, l'approximation du piège conservatif est valide. Les expressions 3.8 et 3.9 fixent alors les paramètres

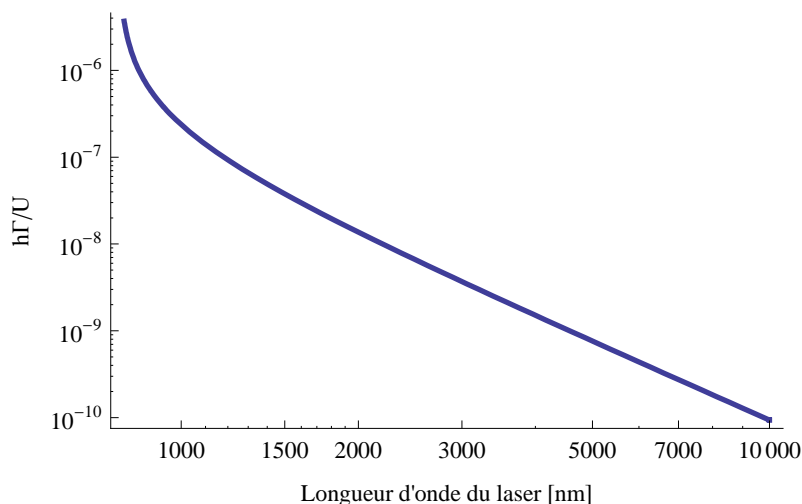


FIG. 3.1 – *Evaluation de l'approximation du piège conservatif.* Le rapport $h\Gamma_{sp}/U_{dip}$, sans unité, permet de comparer le taux de chauffage représenté par Γ_{sp} et la profondeur du potentiel U_{dip} . Nous considérons le cas du ^{87}Rb avec la transition atomique à 780 nm. Nous constatons que l'approximation du piège conservatif est valide dès que la longueur d'onde du laser s'éloigne de quelques nm de la longueur d'onde atomique.

expérimentaux du laser créant le piège dipolaire : longueur d'onde et intensité lumineuse. L'intensité lumineuse, donc la puissance du laser, doit être suffisamment élevée pour créer un potentiel capable de piéger des atomes froids issus d'un piège magnéto-optique (à une température typique de quelques dizaines de μK). Dans le cas d'un laser proche de résonance atomique, c'est-à-dire quand $\omega_0 - \omega \ll \omega_0$, nous pouvons écrire d'après les formules 3.8 et 3.9 :

$$U_{dip} \propto \frac{I}{\omega_0 - \omega} \quad (3.10)$$

$$\Gamma_{sp} \propto \frac{I}{(\omega_0 - \omega)^2} \quad (3.11)$$

Dans la plupart des expériences visant la production d'un gaz quantique dégénéré [Barrett 01, Weber 03], la longueur d'onde associée au piège dipolaire optique est fortement éloignée de la résonance atomique, c'est-à-dire que $\omega \ll \omega_0$. En considérant cette dernière relation, nous pouvons d'après les formules 3.8 et 3.9 écrire :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) \approx -\frac{3\pi c^2}{\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\omega_0} I(\mathbf{r}) \quad (3.12)$$

$$\Gamma_{sp}(\mathbf{r}) \approx \frac{6\pi c^2}{\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0}\right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (3.13)$$

Ces dernières expressions correspondent à ce qu'on appelle un piège quasi-électrostatique ou QUEST (QUasi-Electrostatic Trap) où la longueur d'onde utilisée, $10.6 \mu\text{m}$, est celle d'un laser CO_2 .

Cette approche nous permet d'évaluer l'effet de la lumière non résonnante sur l'atome de ^{87}Rb . Une approche mettant en jeu les multiples niveaux d'énergies du ^{87}Rb , sa structure fine et hyperfine [Schmieder 72, Arora 07] sera traitée dans le chapitre suivant.

3.1.3 Rapide revue du piégeage dipolaire

Les premières propositions théoriques concernant le piégeage d'atomes neutres par la lumière apparaissent à la fin des années 1960, notamment dans ce qu'on appellera par la suite un réseau optique [Letokhov 68]. La mise en évidence expérimentale de la force dipolaire optique sur des atomes neutres a été faite en 1978 par l'équipe de A. Ashkin et D. B. Pearson [Bjorkholm 78]. Ils démontrent qu'il est possible de focaliser, défocaliser et d'orienter un jet d'atomes de sodium grâce aux forces dipolaires appliquées transversalement au jet. Les avancées expérimentales sur le refroidissement d'atomes neutres par laser permettent en 1986 la réalisation du premier dispositif capable de piéger des atomes avec la force dipolaire [Chu 86b]. Environ 500 atomes de sodium issus d'une mélasse optique 3D sont ainsi confinés au waist de $2.5 \mu\text{m}$ d'un faisceau laser éloigné de 650 GHz de la résonance atomique. Dans les années 1990, nous pouvons noter les travaux pionniers sur les réseaux optiques de l'équipe de G. Grynberg [Grynberg 01] ainsi que la réalisation des premiers pièges dipolaires optiques fortement éloignés de la résonance atomique (en anglais Far-Off

Resonance optical Trap ou FORT) [Miller 93]. Le début de la décennie actuelle voit émerger l'utilisation des réseaux optiques pour créer de véritables structures cristallines optiques ou des potentiels optiques désordonnés dans lesquelles sont chargés des gaz quantiques dégénérés. A partir de ces configurations expérimentales, des phénomènes analogues aux modèles de la physique condensée sont observés tels que la transition de Superfluide - Isolant de Mott [Greiner 02, Jordens 08] ou la localisation d'Anderson [Billy 08, Roati 08].

3.1.4 Paramètres d'un piège optique

La relation 3.8 nous montre que le potentiel optique créé suit les variations d'intensité lumineuse. Différentes configurations peuvent être envisagées pour piéger un nuage froid d'atomes. Nous considérons tout d'abord le cas d'un simple faisceau laser focalisé sur les atomes, avec un waist w_0 , une puissance P , se propageant suivant une direction z . L'intensité lumineuse correspondante $I(x, y, z)$ s'écrit :

$$I(x, y, z) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}\right) \quad (3.14)$$

$$\text{avec } w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.15)$$

où $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ est la longueur de Rayleigh et λ la longueur d'onde du laser. En utilisant les relations 3.3 et 3.14, le potentiel dipolaire optique U_{dip} peut s'écrire :

$$U_{dip}(x, y, z) = U_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}} \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}\right) \quad (3.16)$$

$$\text{avec } U_0 = \frac{2Re(\alpha)P}{\epsilon_0 c \pi w_0^2} \quad (3.17)$$

U_0 est la profondeur du piège dipolaire optique. Nous pouvons, en considérant que les atomes sont confinés au voisinage du centre du piège, approximer U_{dip} à un potentiel harmonique. En reprenant l'expression 3.16 et en lui appliquant un développement limité au voisinage de l'origine des positions, nous pouvons en déduire les fréquences longitudinale $\omega_z/2\pi$ et radiales $\omega_{x,y}/2\pi$ du piège :

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{m z_R^2}} \quad (3.18)$$

$$\omega_{x,y} = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad (3.19)$$

Un raisonnement analogue s'applique aux autres configurations de pièges optiques : piège croisé (figure 3.2), où deux faisceaux se croisent à leurs waists respectifs, réseau optique 1D (deux faisceaux contrapropageants), réseau optique 2D, 3D. Un tableau récapitulatif 3.1 donne toutes les caractéristiques du potentiel dipolaire optique associées à chaque configuration.

Configuration	Simple faisceau	Croisé
Profondeur du potentiel	U_0	$2U_0$
Fréquence suivant x	$\sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}$	$\sqrt{\frac{8U_0}{mw_0^2}}$
Fréquence suivant z	$\sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}$	$\sqrt{\frac{8U_0}{mw_0^2}}$
Fréquence suivant y	$\sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}}$	$\sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}$
Rapport d'aspect	$\frac{\sqrt{2}\pi w_0}{\lambda}$	$\sqrt{2}$

TAB. 3.1 – *Caractéristiques des différentes configurations de piège dipolaire optique.*

3.2 Piège optique dipolaire à 1565 nm

Dans cette section, nous présentons les principales caractéristiques du piège dipolaire optique que nous voulons créer. Le potentiel subi par les atomes est d'abord calculé pour nos paramètres expérimentaux, puis nous discuterons de la géométrie du piège ainsi que de la méthode par laquelle nous pouvons ajuster son volume. Enfin, nous aborderons les éventuelles limitations expérimentales de ce dispositif (imperfection du faisceau et bruit d'intensité de la source laser) et comment s'en affranchir. Nous avons choisi une configuration de piège croisé (figure 3.3), en recyclant la puissance du premier faisceau pour créer un second faisceau (figures 3.4 et 3.11).

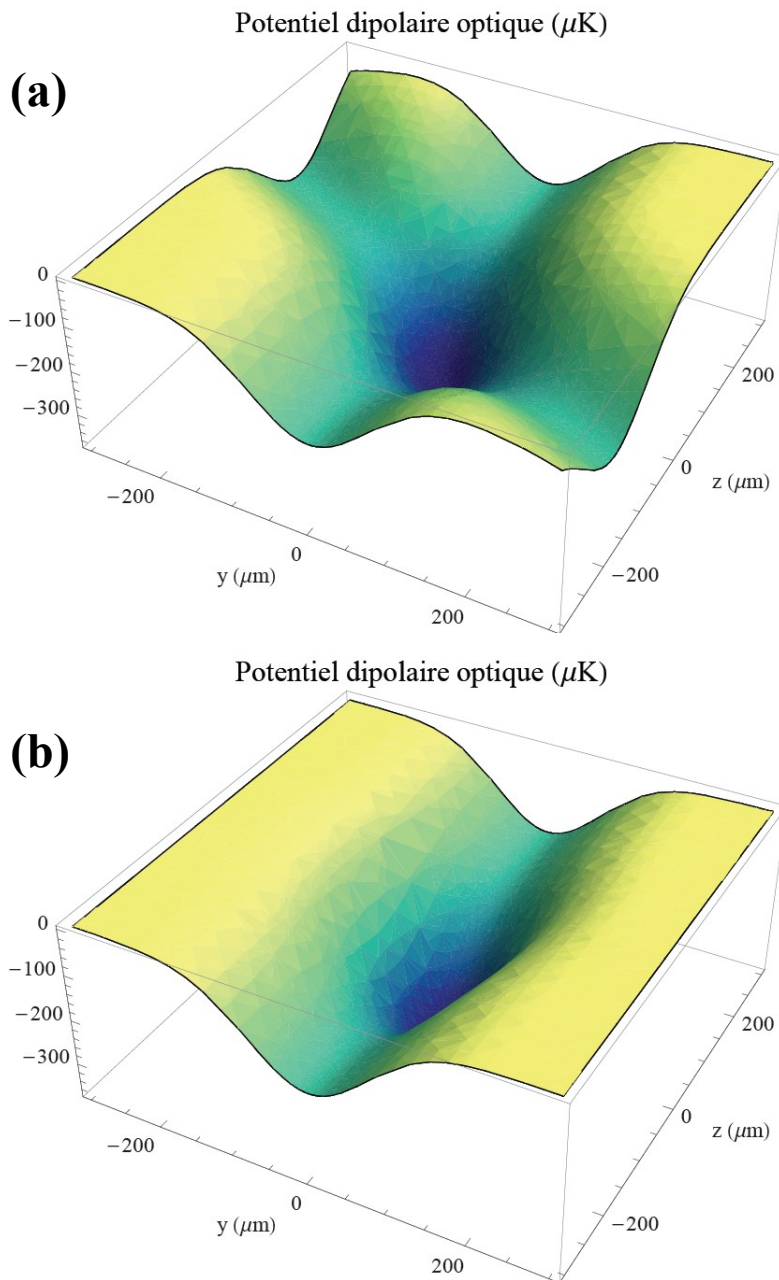


FIG. 3.2 – *Potentiel d'un piège dipolaire optique croisé à 1565 nm. (a) Cette coupe suivant un plan horizontal (x,z) correspond à un piège croisé, superposition de deux faisceaux de waists identiques de $50 \mu\text{m}$. La puissance lumineuse est de 50 W par bras. L'angle entre les faisceaux est de 56° . (b) Cette coupe suivant un plan vertical (y,z) correspond au même piège croisé.*

3.2.1 Première version du piège optique

Ordres de grandeur

Pour obtenir une profondeur de potentiel suffisamment grande pour la suite de l'expérience, un laser dont la longueur d'onde est 1565 nm doit pouvoir fournir une puissance de l'ordre de quelques dizaines de watts et être focalisé sur une centaine de microns (tableau 3.2).

Longueur d'onde	1565nm
Puissance	25W
Waist	$50\mu m$
Potentiel dipolaire U_0	4.2 mK
Taux de diffusion de photons Γ_{sp} (au centre du piège)	3.29 s^{-1}
Taux moyen de collision	362 s^{-1}
$\omega_{x,z}$	$2\pi \cdot 6.06\text{ kHz}$
ω_y	$2\pi \cdot 4.28\text{ kHz}$

TAB. 3.2 – Quelques ordres de grandeur pour définir la première version du piège dipolaire optique. Le potentiel calculé correspond à un piège croisé composé de deux faisceaux orthogonaux de même puissance et de waists identiques. La profondeur au centre du piège U_0 convertie en unités de température nous donne un ordre de grandeur à comparer avec T la température d'un nuage froid que nous voulons charger dans le piège. Pour débiter efficacement la phase d'évaporation, le rapport $U_0/k_B T \approx 10$ [O'Hara 01a]. Le taux moyen de collision est évalué pour 1 million d'atomes à $150\ \mu K$.

La source laser

Il s'agit d'un laser fibré dopé Erbium. Il émet à 1565 nm et fournit 50 W de puissance optique en continu. Des diodes de puissance viennent pomper optiquement le milieu à gain que constitue la fibre dopée en ions Erbium. Un coupleur de sortie est fourni et intégré à l'extrémité de la fibre. Le faisceau de sortie est collimaté et le mode spatial est gaussien (TEM_{00}). Les principales caractéristiques sont données dans le tableau 3.3. Les propriétés spectrales ont été caractérisées [Gaebler 05] à

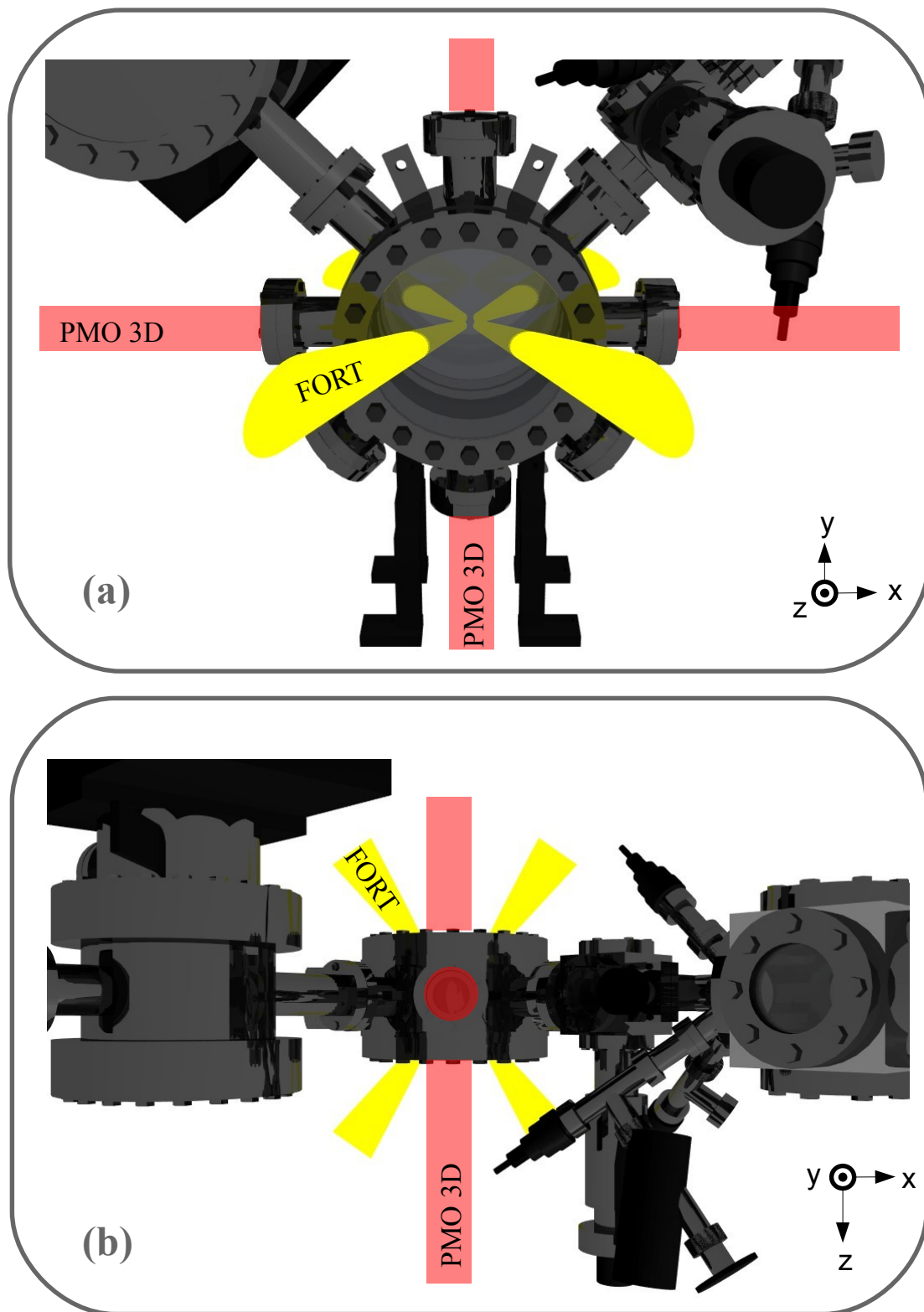


FIG. 3.3 – Disposition des faisceaux optiques sur l'enceinte à vide. (a) Vue de face : les faisceaux du FORT, en jaune, traversent les hublots CF-160. Deux paires de faisceaux du PMO 3D, suivant les direction Ox et Oy sont également représentés. (b) Vue de dessus.

l'aide d'un spectromètre dont la résolution est de 0.01 nm. Il est apparu que le laser est multimode avec plusieurs modes excités simultanément. Chaque mode a une largeur rms de 0.05 nm et les modes sont espacés d'environ 0.2 nm les uns des autres. Le principal effet de ce spectre est de rendre la longueur de cohérence beaucoup plus importante que prévu (initialement 5 cm) et de provoquer dans ce cas des interférences au croisement des deux faisceaux du piège dipolaire optique. Dans notre cas, nous avons conçu le banc optique à 1565 nm de façon à obtenir les polarisations respectives des deux faisceaux orthogonales entre elles.

Mode spatial en sortie de fibre	TEM ₀₀
Puissance nominale de sortie	50 W
Puissance maximale de sortie	52 W
Longueur d'onde centrale d'émission	1565.5 nm
Largeur spectrale d'émission (à 50 W)	0.9 nm
Polarisation	linéaire (à 99 %)
Bruit d'intensité (rms, à 50 W, sur la gamme 1kHz - 20MHz)	2.7%

TAB. 3.3 – *Caractéristiques optiques du laser ELR-50-LP (Données constructeur - IPG Laser).*

Un piège croisé

Nous avons choisi de concevoir un piège dipolaire optique à une longueur d'onde peu utilisée dans le domaine des gaz ultrafroids. Nous verrons par la suite que ce domaine de longueur d'onde est particulièrement adapté pour observer in situ des processus hors équilibre d'un gaz de Rubidium transféré dans le piège optique (voir chapitre 3). Le piège est constitué de deux faisceaux se focalisant au même endroit. L'angle entre les deux faisceaux est d'environ 56 degrés. La figure 3.3(a) montre la disposition des faisceaux du piège sur le montage expérimental. Le banc laser de puissance est intégré dans le cube, autour du système à vide. Nous avons porté une attention particulière à la conception des pièces opto-mécaniques nécessaires à la réalisation du banc. La principale difficulté a été de combiner les exigences de sécurité, de compacité et d'accessibilité au réglage fin liées au banc.

Un volume ajustable

Le deuxième aspect intéressant est celui du volume piégeant ajustable. En effet, des fréquences de piégeage importantes impliquent un taux de collisions binaires élastiques élevé, favorable à un refroidissement évaporatif rapide comparé aux pièges magnétiques communément utilisés (voir chapitre 1). Les fréquences et la profondeur du piège sont d'autant plus élevées que les dimensions du piège diminuent. Cependant, nous cherchons initialement à transférer le plus grand nombre d'atomes dans le piège : le recouvrement spatial du nuage à charger et du piège doit être optimal. La conception du piège doit donc déboucher sur un compromis entre un chargement dans un grand volume de capture et une évaporation rapide dans un volume plus petit. Nous nous sommes inspirés des travaux de l'équipe de D. Weiss [Kinoshita 05], [Han 01] pour concevoir un piège dont nous pouvons ajuster dynamiquement les dimensions.

Conception optique

Présentation du système de lentilles Notre système optique est composé respectivement de (3.4 (b)) :

- une lentille divergente de focale ¹ -44 mm (CVI LC-25.4-40-UV-1550),
- une lentille convergente de focale 580 mm (CVI LC-50.8-500-UV-1550),
- une lentille convergente de focale 282 mm (CVI LC-50.8-254-UV-1550).

En plaçant une de ces lentilles sur une platine de translation, il est possible de déplacer le point focal en sortie du système optique. La lentille amovible est la première lentille, divergente. Les deux autres lentilles assurent donc un transport de l'image créée par la première lentille (montage télescope de grandissement $1 : 2$).

Platine de translation Pour déplacer la lentille, nous utilisons une platine de translation linéaire AEROTECH (modèle ANT-50L). Sa description technique se trouve dans le tableau 3.4. La programmation du mouvement de la platine s'effectue via un logiciel fourni avec celle-ci. Nous activons son mouvement par le contrôle informatique développé dans le groupe sous MATLAB en envoyant un déclenchement et les paramètres souhaités par protocole TCP/IP au logiciel de contrôle de la platine, qui

¹Les distances focales données sont les valeurs correspondantes à une longueur d'onde de 1565 nm, les focales données par le constructeur étant issues d'une mesure dans le domaine visible.

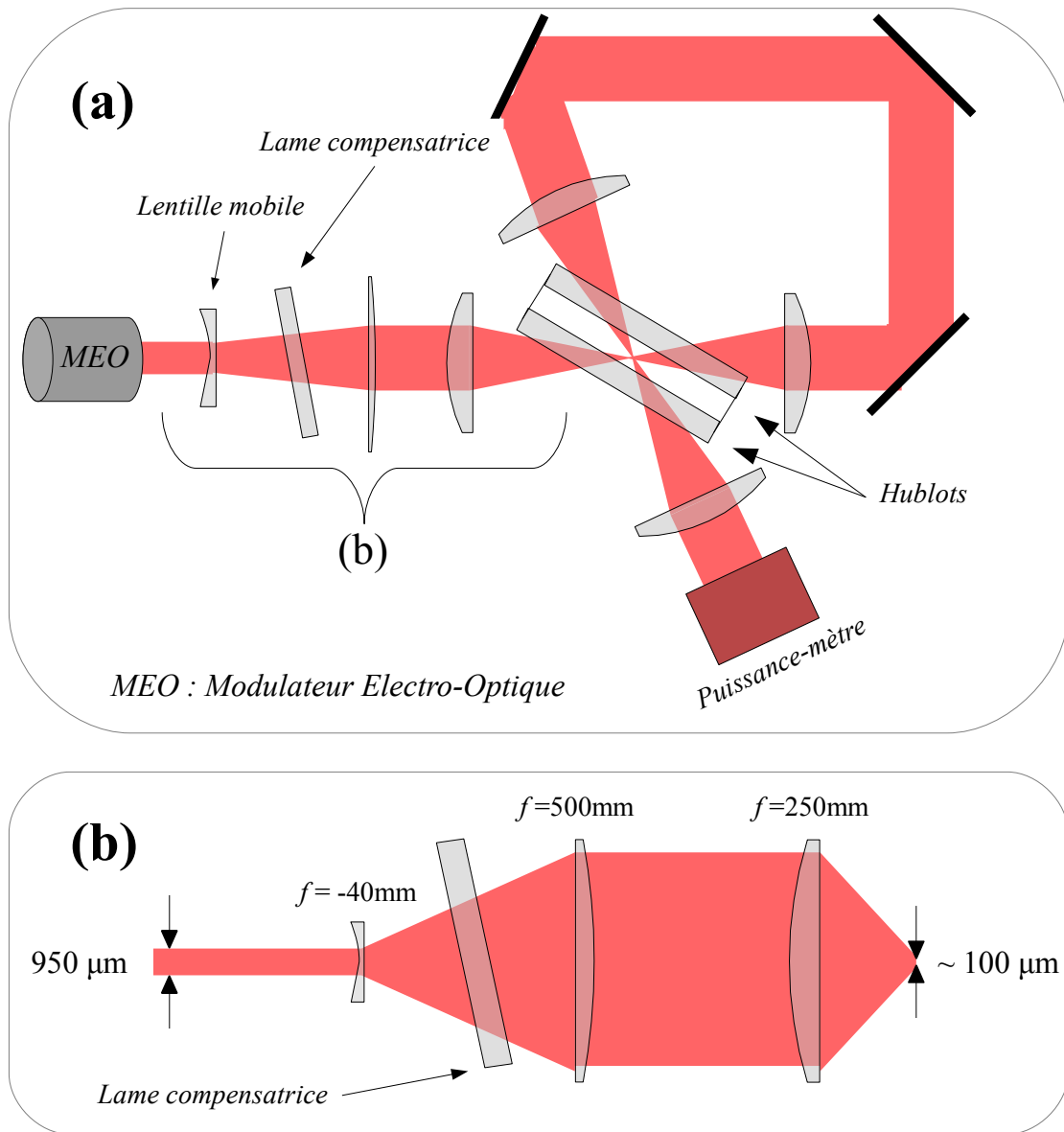


FIG. 3.4 – Schéma optique du piège dipolaire. (a) La configuration croisée est obtenue en faisant recirculer le premier faisceau à l'aide d'un montage télescope 1 :1 ; (b) Schéma des trois premières lentilles et de la lame compensatrice. La lame n'est pas tiltée dans le même plan que le hublot d'entrée. Elle est en silice fondue. Son diamètre est de 50.8 cm et son épaisseur est de 2.3 cm. Elle est placée pour ne compenser que l'astigmatisme du premier faisceau.

Course totale	50mm
Resolution	1 μ m
Vitesse maximale	250mm/s
Accélération linéaire maximale	9.81m/s ²
Exactitude	$\pm 5.0 \mu$ m
Répétabilité \pm	125nm
Charge maximale	520g

TAB. 3.4 – *Spécifications de la platine ANT-L50 (données fabricant).*

s'exécute pendant la séquence expérimentale et envoie sa commande à la platine. Le mouvement de la platine, basé sur le transport magnétique, est extrêmement répétable et très peu bruité (tableau 3.4).

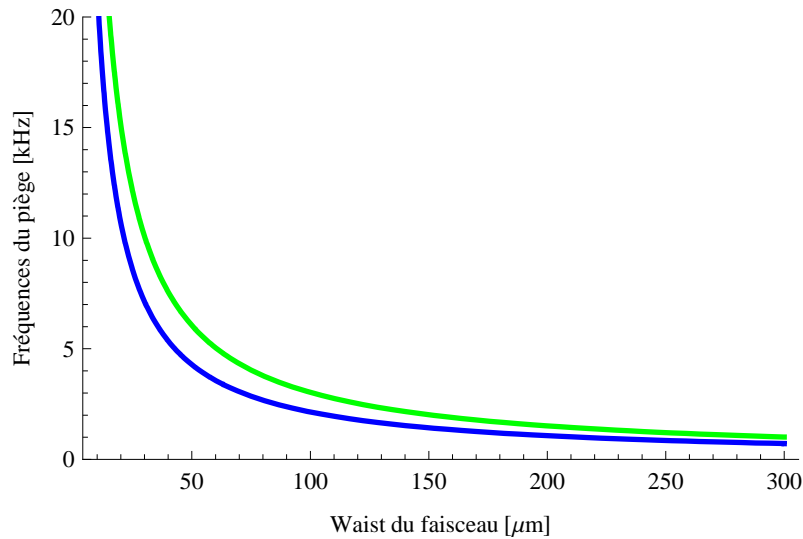


FIG. 3.5 – *Fréquences d'un FORT en fonction du waist. La courbe verte représente les fréquences $\omega_{x,z}/2\pi$, la courbe bleue la fréquence $\omega_y/2\pi$. Elles correspondent à un piège croisé composé de deux faisceaux orthogonaux de puissances et waists identiques (respectivement 50 W et 50 μ m).*

Analyse du front d'onde

La forme du potentiel dipolaire est directement liée à la forme du faisceau lumineux. Il est donc primordial de s'affranchir des aberrations optiques responsables d'une éventuelle déformation du potentiel ressenti par l'échantillon atomique. Le

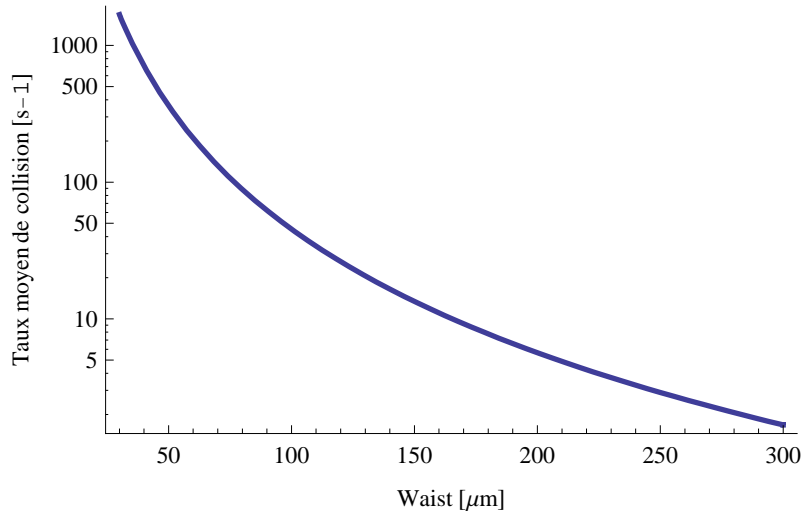


FIG. 3.6 – *Taux moyen de collision dans un FORT en fonction du waist. Il est calculé pour un nuage d'un million d'atomes à 150 μK dans un piège croisé composé de deux faisceaux orthogonaux de puissances et waists identiques (respectivement 50 W et 50 μm).*

faisceau permettant de créer le piège optique traverse un hublot avec un angle d'incidence non nul (environ 28°). L'aberration principale attendue est donc un astigmatisme dû à la différence d'indice de réfraction de l'air et du matériau composant le hublot (Kodiall). Pour compenser ce défaut, nous plaçons une lame de verre traitée anti-reflet à 1565 nm sur le chemin optique en amont du hublot. Elle induit une différence de chemin optique pour différents rayons lumineux qui compense la différence provoquée par le hublot.

Pour quantifier la qualité du faisceau, un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann a été mis à disposition par la société Imagine Optics d'Orsay (modèle HASO-NIR). Une matrice de micro-lentilles est disposée devant une caméra CCD (figure 3.7). En plaçant le faisceau à analyser devant ce système optique, chaque micro-lentille focalise la lumière reçue sur la caméra. La position de chaque point de focalisation associée à une microlentille permet de calculer la pente locale du front d'onde. Cela revient à discrétiser le front d'onde. La caractérisation du montage optique a été réalisée à basse puissance (120 mW) avec un laser fibré à 1560 nm Koheras. Nous avons également simulé le profil d'intensité du faisceau au meilleur foyer (figure 3.8). Le rapport de Strehl du profil d'intensité est le rapport du pic d'intensité observé sur le pic d'intensité théorique pour le même système optique

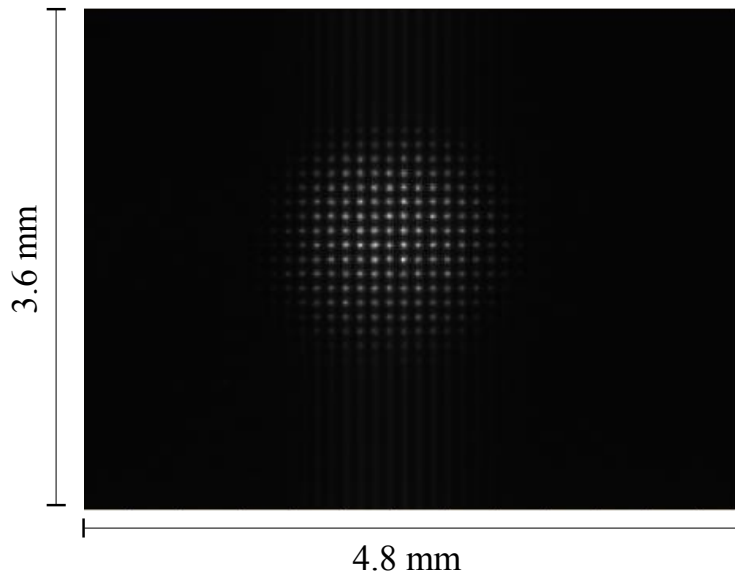


FIG. 3.7 – *Faisceau détecté sur la matrice de micro-lentilles.*

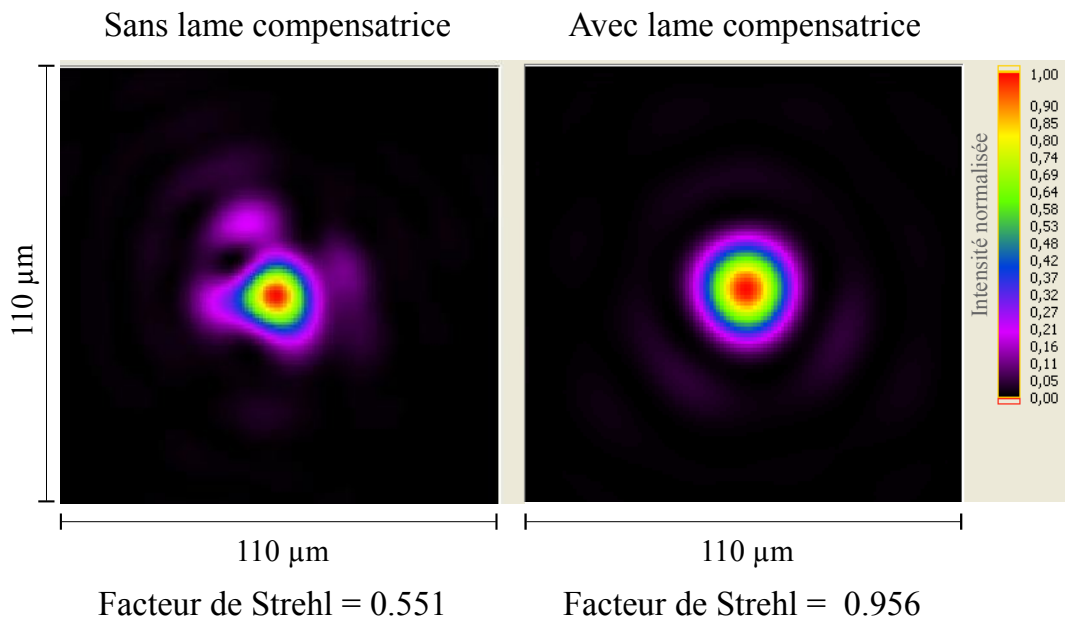


FIG. 3.8 – *Réponse percussionnelle de notre système optique. A gauche, l'astigmatisme n'est pas compensé. A droite, la lame de compensation est ajoutée sur le banc optique.*

uniquement limité par la diffraction. Situé au-dessus de 0.8, le système optique étudié peut être considéré comme étant de bonne qualité. Il est estimé à 0.956 pour notre banc optique comprenant la lame de compensation (figure 3.8).

Bruit d'intensité

Le bruit d'intensité de la source laser contribue à chauffer le nuage d'atomes dans le piège dipolaire. L'expression tirée de [Gehm 98] nous donne la relation entre le chauffage $\langle \dot{E} \rangle$ dû aux fluctuations d'intensité du laser et la densité spectrale de puissance $S_{laser}(\nu)$:

$$\langle \dot{E} \rangle = \pi^2 \nu_{dip}^2 S_{laser}(2\nu_{trap}) \langle E \rangle \quad (3.20)$$

$\langle E \rangle$ est l'énergie moyenne des atomes piégés, ν_{trap} la fréquence de piégeage associée au FORT. On note que le chauffage induit varie exponentiellement avec les fluctuations d'intensité et que le taux de chauffage est proportionnel à ν_{dip}^2 . Il faut donc s'assurer que le bruit est négligeable pour des fréquences proches des fréquences de piégeages (entre 100 Hz et 2kHz, pour des configurations simple faisceau ou deux faisceaux croisés).

Les mesures ont été réalisées à l'été 2005 lors du stage de J. P. Gaebler. Elles ont été prises avec un analyseur de spectre Tektronix 2642A qui possède une bande passante maximale de 200 kHz. La figure 3.9(a) est le spectre de bruit du laser moyenné sur 20 réalisations ². Le contrôle de puissance du laser se fait par ajustement de la valeur du courant alimentant les diodes de pompe. Cette puissance est constante pendant la série de mesures. La photodiode rapide utilisée détecte le faisceau atténué par un montage composé d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisation. Le bruit de polarisation est ainsi converti en bruit d'intensité. Les mesures furent répétées pour différentes intensités, de façon à vérifier que le bruit en polarisation n'écrante pas le bruit d'intensité. Les spectres de bruit donnant le même

² L'analyseur de spectre retourne une tension pic à pic en dB, V_{dB} . Pour connaître le spectre S_{laser} en Hz^{-1} , il faut utiliser la formule de conversion suivante :

$$S_{laser} = \frac{\left(\frac{1}{2\sqrt{2}} 10^{\frac{dB}{20}}\right)^2}{\Delta V_0^2} \quad (3.21)$$

où V_{dB} est la tension pic à pic en dB donnée directement par l'analyseur, V_0 la valeur constante en tension mesurée en sortie de la photodiode et Δ la résolution spectrale.

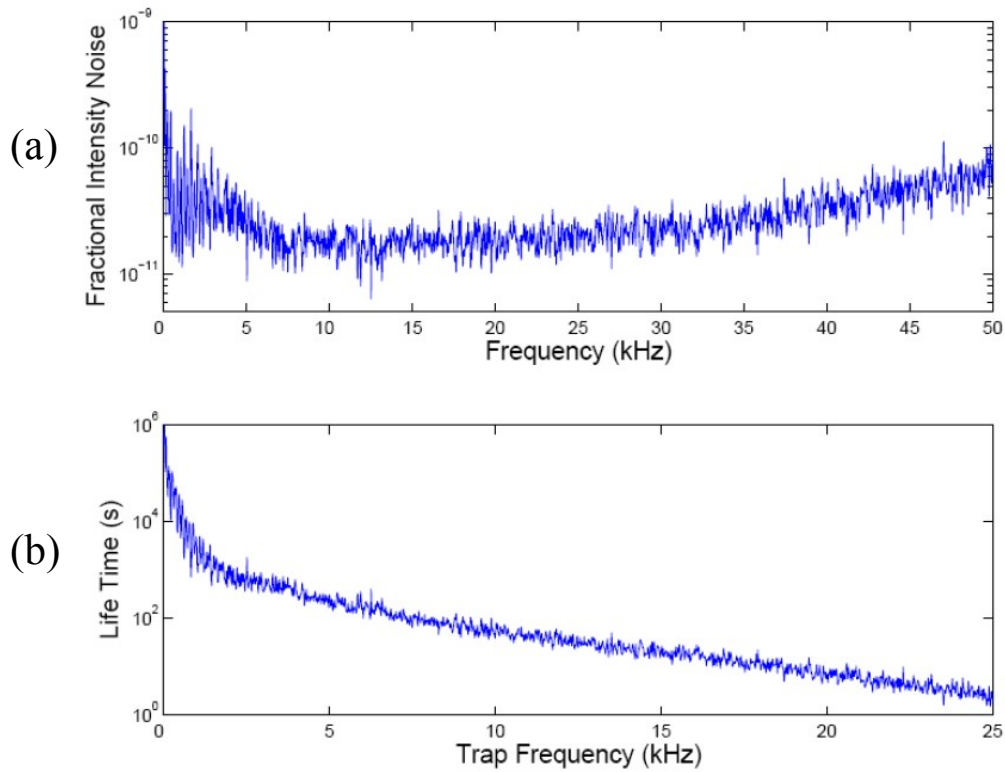


FIG. 3.9 – *Bruit d'intensité du laser IPG 50 W. (a) Spectre de bruit mesuré pour le laser utilisé pour le piège dipolaire optique. (b) Temps de vie des atomes dans le piège dipolaire optique correspondant au spectre de bruit (a) en fonction des fréquences du piège dipolaire optique. Données tirées de [Gaebler 05].*

résultat pour différentes intensités lumineuses, le bruit de polarisation ne vient pas fausser la caractérisation du bruit d'intensité. La figure 3.9 indique des temps de vie de plusieurs dizaines de secondes dans la gamme de fréquences que nous voulons utiliser. Il n'est donc pas nécessaire d'asservir en intensité le laser.

Contrôle d'intensité

La première étape, avant même de mettre en place le banc optique, a été d'installer un contrôle d'intensité du laser fibré :

- Tout d'abord pour des raisons évidentes de sécurité (puissance de la source).
- Ensuite, un contrôle répétable et rapide exigé par l'expérience pour le chargement et l'évaporation des atomes dans le piège optique.

Nous avons mis en place un ensemble opto-mécanique compact qui permet ces contrôles (figure 3.10). En sortie de fibre, nous avons placé une lame demi-onde suivi d'un polariseur (contrôle manuel). Nous avons ensuite disposé un modulateur électro-optique MEO pour le contrôle rapide. Il est constitué d'un cristal de LiNbO_3 et d'un polariseur de Glan. L'effet physique exploité ici est l'effet Pockels (ou électro-optique) : un champ électrique est appliqué sur le cristal, ce qui modifie sa biréfringence. Nous pouvons alors utiliser le cristal comme une lame à retard. En plaçant un polariseur de Glan après le cristal, nous séparons les polarisations linéaires orthogonales. Le faisceau ainsi maîtrisé en intensité est envoyé dans le système optique de focalisation sur le nuage d'atomes froids (figure 3.4(b)). Ce *robinet optique* nous permet aussi de s'affranchir du bruit d'intensité, source probable de chauffage du nuage piégé optiquement. Toutefois, des effets thermiques dans le cristal du modulateur électro-optique provoquent une dérive lente d'intensité à la sortie du MEO, de l'ordre de la seconde. Nous avons donc mis en place un asservissement d'intensité après le MEO pour s'affranchir de ce problème.

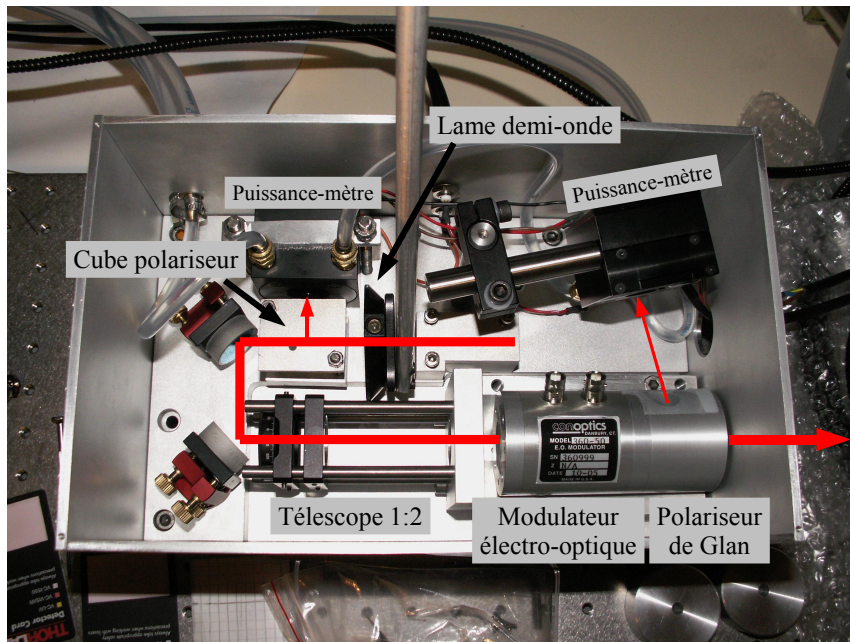


FIG. 3.10 – Contrôle d'intensité du banc laser à 1565 nm. La fibre et le coupleur de sortie du laser n'apparaissent pas sur cette photo.

3.2.2 Seconde version du piège optique

Motivation

Nous avons décidé pendant ma thèse de modifier le banc optique initialement conçu. Les principales raisons sont les suivantes :

- malgré un contrôle sur une échelle de temps très rapide vérifiée expérimentalement, *le modulateur électro-optique ne possède pas un taux d’extinction du faisceau suffisant pour ce type d’expérience*. En effet, il est de l’ordre de 10^{-2} et implique qu’une lumière résiduelle vient perturber les images d’absorption, notamment les temps de vols. Il est d’autant plus gênant pour la suite de l’expérience au sujet du refroidissement évaporatif qui nécessite une grande gamme contrôlée d’intensité lumineuse [O’Hara 01a] ;
- *le modulateur électro-optique a montré des effets thermiques importants*, tant au niveau du cristal qu’au niveau du polariseur de sortie. Ceci explique partiellement le taux d’extinction insuffisant, une dégradation du mode spatial du faisceau (le banc conçu pour focaliser sur $30\ \mu\text{m}$ donnera un waist effectif sur les atomes de $50\ \mu\text{m}$) et la nécessité de mettre en place un asservissement d’intensité qui limite la gamme de puissance à 28 W en sortie de MEO.
- la configuration croisée en faisant recirculer le premier passage a fait apparaître *des problèmes d’efficacité de piègeage dus à la polarisation relative aux deux passages (effets d’interférences)*. Une solution consistant à croiser parfaitement les polarisations des faisceaux s’est avérée efficace, mais nous pouvons nous affranchir totalement de ces effets en décalant la fréquence du second faisceau par rapport au premier.
- Pour la suite des expériences, il serait intéressant d’avoir un contrôle en intensité indépendant pour chaque faisceau. On peut imaginer alors jouer sur ce paramètre pour modifier la géométrie du piège (anisotropie, géométrie quasi 1D).

Ces raisons nous ont amené à choisir un autre schéma optique 3.11, incluant un contrôle de puissance géré par des modulateurs acousto-optiques (MAO).

Nous avons décidé pour cette version de FORT d’utiliser deux faisceaux ayant des waists respectifs de $120\ \mu\text{m}$ et $30\ \mu\text{m}$. Le choix de deux waists différents d’un facteur 4 nous permet de découpler deux exigences du FORT :

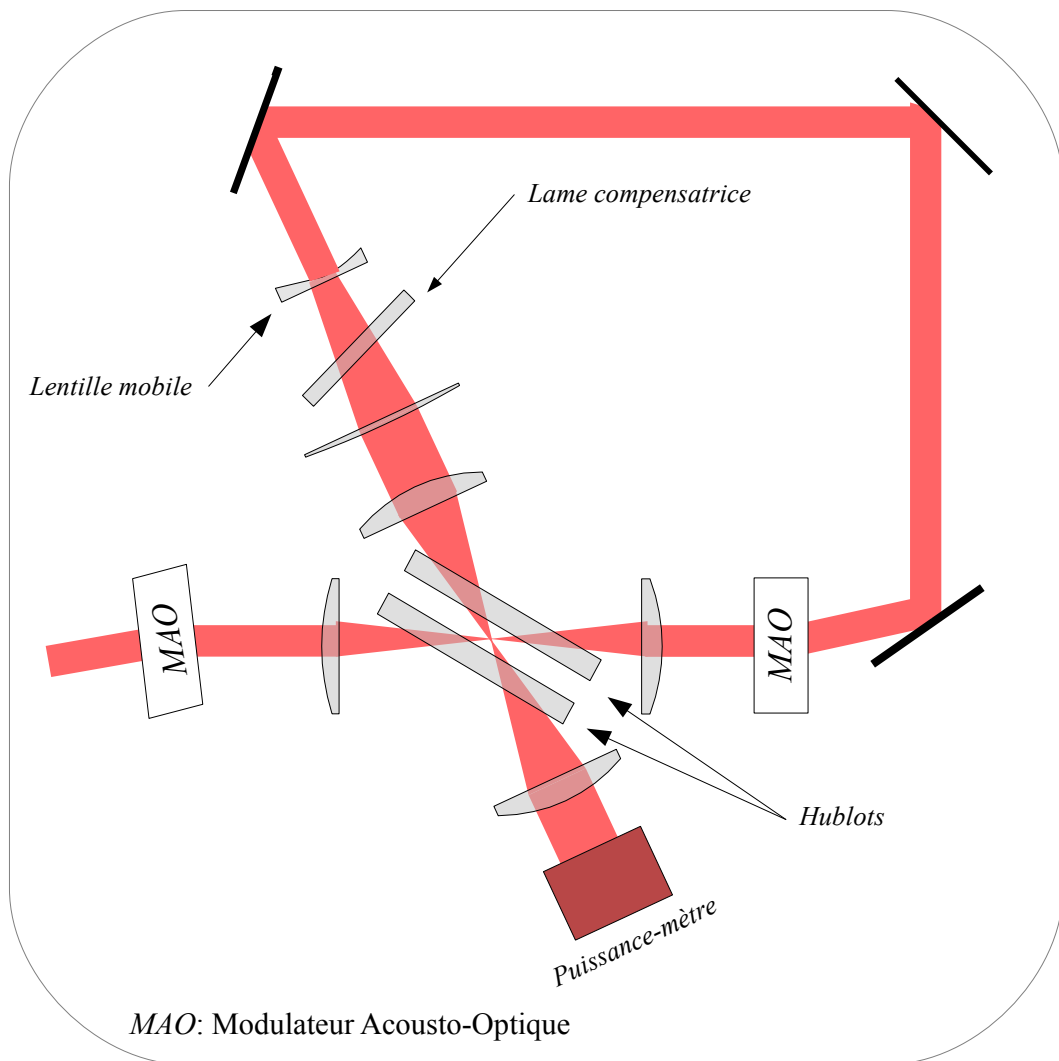


FIG. 3.11 – Schéma du piège dipolaire. Seconde version.

Waists	120 et 30 μm
Potentiel dipolaire U_0	5 mK
Taux de diffusion de photons Γ_{sp} (au centre du piège)	3.5 s^{-1}
Taux moyen de collision	380 s^{-1}
$\omega_{x,z}$	$2\pi \cdot 6.1$ kHz
ω_y	$2\pi \cdot 4.3$ kHz

TAB. 3.5 – *Quelques ordres de grandeur pour définir la seconde version du piège dipolaire optique. Le potentiel calculé correspond à un piège croisé composé de deux faisceaux orthogonaux de puissance identique (35 W). Les waists associés à ces puissances sont de 120 et 30 μm . Le taux moyen de collision est évalué pour 1 million d'atomes à 150 μK .*

le waist de 120 μm permet d'optimiser le chargement en conservant un volume de capture efficace (pour charger 2 millions d'atomes, voir chapitre 5). le waist de 30 μm permet de conserver un confinement nécessaire à une évaporation efficace, c'est-à-dire une fréquence moyenne de piégeage plus élevée en fin d'évaporation.

Modulateur acousto-optique

Les deux modulateurs acousto-optiques sont des modèles MQ40-A2-L1560-WSc de AA. L'ordre diffracté +1 est utilisé en sortie de MAO pour le piège dipolaire. La radio-fréquence appliquée dans le cristal est fixée par le fabricant est vaut 40 MHz. La puissance rf (30 W) délivrée par un oscillateur rf (MODA 20-50W OEM VERSION) qui commande le MAO étant une source importante de chaleur pour le cristal, le MAO possède un circuit de refroidissement à eau. La puissance optique à 1565 nm transmise dans l'ordre diffracté +1 en fonction de la tension de commande appliquée en entrée d'oscillateur rf se trouve sur la figure 3.12. L'oscillateur rf possède une entrée TTL et une entrée analogique, cette dernière étant utilisée pour les rampes d'intensité lors du refroidissement évaporatif. La transmission maximale dans le MAO est de 73 %. Les faisceaux en entrée de MAO sont collimatés et possèdent un diamètre à $1/e^2$ de 2.4 mm. Nous utilisons pour chaque faisceau du piège dipolaire optique l'ordre diffracté +1 de telle sorte que la différence de fréquence entre les deux faisceaux soit de 80 MHz. Les polarisations des faisceaux sont linéaires et

orthogonales entre elles pour éviter tout phénomène d'interférences qui viendrait affecter la forme du potentiel ainsi que le temps de piégeage dans le FORT.

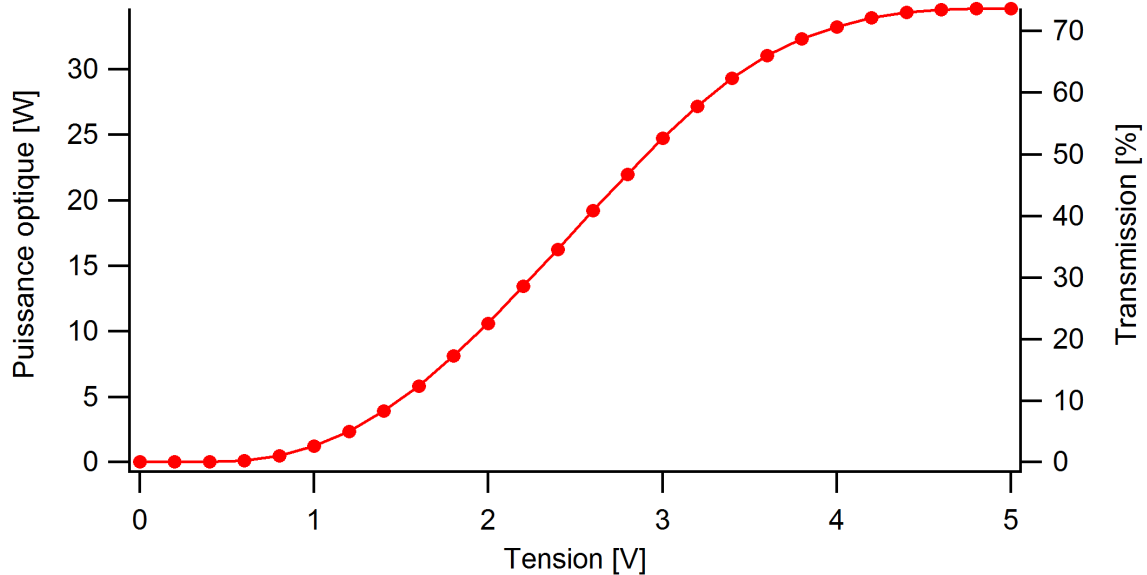


FIG. 3.12 – *Puissance optique en sortie d'un MAO en fonction de la tension de commande.*

Bilan de la seconde version

Cette configuration nous permet de :

- contrôler indépendamment en puissance les deux faisceaux du FORT.
- ne plus asservir en intensité les MAO. En effet, ils ne présentent aucune dérive lente, de bruit supplémentaire due à des effets thermiques.
- d'utiliser une plus large gamme de puissance optique. De plus, aucun asservissement d'intensité ne vient limiter cette gamme.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé le principe du piégeage dipolaire optique. Nous avons réalisé un piège optique à 1565 nm avec un laser fibré délivrant une puissance de 50 W. Plusieurs configurations ont été testées pour le piège dipolaire optique (figures 3.4 et 3.11) : à chaque fois, un piège croisé a été réalisé. La différence entre les deux versions réalisées se situe principalement sur le contrôle en intensité

du piège. Nous avons utilisé la première configuration pour l'étude du déplacement lumineux induit par le piège sur les atomes. Nous verrons dans le chapitre suivant comment exploiter ce déplacement lumineux pour caractériser le faisceau et observer la thermalisation du nuage piégé. Cette méthode inédite d'imagerie *in situ* nous a permis de suivre l'évolution temporelle de la distribution atomique en énergie potentielle dans le piège optique. La longueur d'onde de notre piège dipolaire optique n'ayant pas été utilisée pour obtenir un gaz dégénéré quantique par des moyens tout-optiques, nous étudierons au chapitre 5 les processus de chargement dans le piège dipolaire et l'évaporation vers la condensation de Bose-Einstein avec essentiellement la seconde configuration.

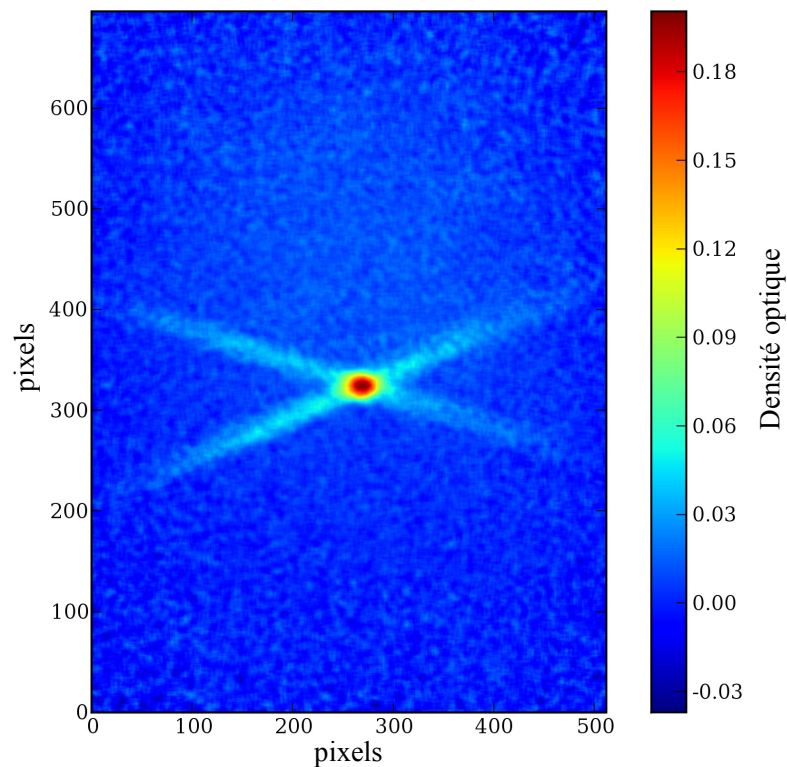


FIG. 3.13 – Image par absorption d'un nuage de ^{87}Rb dans le FORT première version. Les atomes sont chargés dans le FORT et la détection s'effectue après 20 ms de tenue dans le FORT.

Chapitre 4

Tomographie in situ dans un piège dipolaire optique

Sommaire

4.1	Description théorique de l'effet Stark	82
4.1.1	Hamiltonien du problème	82
4.1.2	Couplage hyperfin H_{hfs}	83
4.1.3	Interaction Stark	84
4.1.4	Polarisabilités scalaire et tensorielle	85
4.2	Cas du ^{87}Rb à 1565 nm	86
4.2.1	Polarisabilités	86
4.2.2	Etat fondamental $5S_{1/2}$	87
4.2.3	Etat excité $5P_{3/2}$	90
4.2.4	Effet du FORT	91
4.3	Tomographie basée sur les déplacements lumineux	93
4.3.1	Principe	93
4.3.2	Résultats	95
4.3.3	Discussion et Perspectives	105

Ce chapitre est consacré à l'étude du piège dipolaire optique et de son effet sur la structure atomique du ^{87}Rb . La longueur d'onde employée, 1565 nm est inédite pour ce type d'expérience. Nous étudions tout d'abord les déplacements lumineux induits par cette lumière sur le nuage d'atomes froids. Cette étude nous a permis de mettre en place une nouvelle méthode d'imagerie et d'aborder différentes

stratégies de chargement dans le piège. Dans une première partie, nous décrivons théoriquement l'effet du champ lumineux sur un atome à plusieurs niveaux. Nous considérons ensuite le cas du ^{87}Rb , en lien avec notre expérience. Nous discutons enfin de la méthode d'imagerie que nous avons mis en place et qui, en exploitant les déplacements lumineux du ^{87}Rb , nous permet de caractériser le potentiel dipolaire via le signal atomique et d'observer directement la thermalisation du gaz piégé optiquement [Brantut 08].

4.1 Description théorique de l'effet Stark

L'effet Stark fut observé pour la première fois en 1913 simultanément et indépendamment par J. Stark et A. Lo Surdo [Leone 04]. Durant cette période où la théorie de la mécanique quantique en était à ses débuts, cet effet fut rapidement modélisé et justifié par cette nouvelle théorie, notamment par Schrodinger et Epstein [Schrödinger 26, Epstein 26]. Dans notre contexte expérimental, nous parlons d'effet Stark dynamique car il est provoqué par la composante électrique d'un champ électromagnétique oscillant. L'effet Stark statique désigne quant à lui l'effet provoqué par l'application d'un champ électrique statique.

Le potentiel dipolaire ainsi créé est proportionnel à l'intensité lumineuse I . Cette approche nous permet d'évaluer l'effet de la lumière non résonnante sur l'atome de ^{87}Rb . Pour mieux comprendre cet effet, il faut passer à une approche mettant en jeu la structure fine et hyperfine de l'atome de ^{87}Rb [Schmieder 72, Arora 07].

4.1.1 Hamiltonien du problème

Les atomes alcalins possèdent une structure fine et hyperfine et sont décrits par des états $|n, L, J, I, F, m_F\rangle$, où les nombres quantiques F et m_F désignent respectivement le moment angulaire total et les différents sous-niveaux magnétiques $-F < m_F < +F$. $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$, avec \mathbf{I} le spin nucléaire et \mathbf{J} le moment angulaire total (composition du moment angulaire orbital \mathbf{L} et du spin électronique \mathbf{S}).

Le traitement usuel de la physique atomique pour un atome alcalin tel que le ^{87}Rb plongé dans un champ électrique nous permet d'écrire l'hamiltonien de cet atome sous la forme :

$$H_{total} = H_{fs} + H_{hfs} + V_E \quad (4.1)$$

où H_{fs} , H_{hfs} , V_E sont respectivement l'hamiltonien de structure fine, l'hamiltonien de structure hyperfine et l'interaction Stark entre l'atome et le champ électrique appliqué. L'hamiltonien de structure fine H_{fs} rend compte du couplage entre le spin électronique \mathbf{S} et le moment angulaire orbital \mathbf{L} (couplage spin-orbite). Il s'écrit :

$$H_{fs} = A_f \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \quad (4.2)$$

Ce terme est prépondérant dans l'expression 4.1 (A_f de l'ordre du THz). A ce stade, les deux autres termes peuvent être traités comme des perturbations. L'interaction Stark ne peut pas perturber la structure fine et nous choisissons de nous intéresser à ces deux derniers pour comprendre comment le champ électrique E affecte la structure hyperfine. Pour la suite du chapitre, nous travaillerons dans la base des états hyperfins $\{F, m_F\}$ sur l'hamiltonien H suivant :

$$H = H_{hfs} + V_E \quad (4.3)$$

4.1.2 Couplage hyperfin H_{hfs}

L'expression du couplage hyperfin est [Steck 01] :

$$H_{hfs} = A_{hfs} \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + B_{hfs} \frac{3(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})^2 + \frac{3}{2} \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad (4.4)$$

où A_{hfs} et B_{hfs} sont les constantes de structures hyperfines. Cet opérateur est diagonal dans la base des états hyperfins $\{F, m_F\}$, et les éléments de matrice sont décrits par :

$$\langle F, m_F | H_{hfs} | F, m_F \rangle = \frac{1}{2} A_{hfs} z + B_{hfs} \frac{3z(z+1) - 4I(I+1)J(J+1)}{4I(2I-1)2J(2J+1)} \quad (4.5)$$

où $z = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$.

4.1.3 Interaction Stark

Les états propres de V_E s'expriment dans la base $\{J, m_J\}$ puisque l'effet Stark résulte du couplage cinématique entre le champ électrique \mathbf{E} et le moment angulaire total \mathbf{J} ¹. Nous considérons dans la suite du chapitre un champ polarisé linéairement. L'hamiltonien d'interaction atome-champ électrique est décrit sous la forme suivante :

$$V_E = -\frac{1}{2}\alpha_0(\omega)E^2 - \frac{1}{2}\alpha_2(\omega)\frac{3\mathbf{J}_z - J(J+1)}{J(2J-1)}E^2 \quad (4.6)$$

Les valeurs propres correspondantes sont :

$$\Delta E = \langle J, m_J | V_E | J, m_J \rangle = -\frac{1}{2}\alpha_0(\omega)E^2 - \frac{1}{2}\alpha_2(\omega)\frac{3m_J^2 - J(J+1)}{J(2J-1)}E^2 \quad (4.7)$$

α_0 est appelé *polarisabilité scalaire*, α_2 *polarisabilité tensorielle*.

V_E n'affecte pas le spin nucléaire I et les déplacements en énergie ne sont pas assez importants pour mélanger deux niveaux de différents J pour les valeurs du champ électrique considérées dans notre expérience. Nous pouvons donc considérer que V_E est diagonal en I et J .

Le terme V_E fait apparaître des termes non-diagonaux non nuls dans la base des états hyperfins $\{F, m_F\}$. Les éléments de matrice de l'interaction Stark dans cette base s'écrivent d'après [Arora 07]

$$\langle F, m_F | V_E | F'', m_F \rangle = -\frac{1}{2}\alpha_0 E^2 \delta_{F, F''} - \frac{1}{2}\alpha_2 E^2 \langle F, m_F | Q | F'', m_F \rangle \quad (4.8)$$

avec Q un opérateur défini par

$$\begin{aligned} \langle F, m_F | Q | F'', m_F \rangle = & \left(\frac{(J+1)(2J+1)(2J+3)}{J(2J-1)} \right)^{1/2} \times (-1)^{1+J+F-F''-m_F} \quad (4.9) \\ & \times \sqrt{(2F+1)(2F''+1)} \times \begin{pmatrix} F & 2 & F'' \\ m_F & 0 & -m_F \end{pmatrix} \\ & \times \begin{Bmatrix} F & 2 & F'' \\ J & I & J \end{Bmatrix} \end{aligned}$$

¹Ce couplage est décrit en détail dans la référence [Schmieder 72]

Les notations $()$ et $\{\}$ indiquent respectivement les symboles $3j$ et $6j$ [Racah 43]. Pour toutes valeurs de E , nous pouvons diagonaliser l'hamiltonien H (expression 4.3) et en déduire les valeurs propres exactes pour notre contexte expérimental (figure 4.4). Si nous diagonalisons la matrice représentant l'hamiltonien total, chaque état propre est une superposition d'états F , m_F : cela implique un couplage entre niveaux de différents F que nous exploiterons dans le chargement du piège dipolaire optique (chapitre 5).

4.1.4 Polarisabilités scalaire et tensorielle

Leurs valeurs de α_0 et α_2 pour les niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ de l'atome de ^{87}Rb sont consignés dans [Steck 01] pour des champs électriques constants. On parle alors d'effet Stark statique. Dans le cas des pièges dipolaires optiques fortement éloignés de la résonance atomique, nous considérons la composante électrique du champ électromagnétique oscillant qu'est la lumière. Les polarisabilités deviennent dépendantes de la longueur d'onde du laser. Les polarisabilités scalaire et tensorielle de l'atome dans un état donné v s'expriment comme [Arora 07, Khadjavi 68] :

$$\alpha_0(\omega) = \frac{2}{3(2J_v + 1)} \sum_k \frac{\langle k || d || v \rangle^2 (E_k - E_v)}{(E_k - E_v)^2 - \omega^2} \quad (4.10)$$

$$\alpha_2(\omega) = -4C \sum_k (-1)^{J_v - J_k + 1} \begin{Bmatrix} J_v & 1 & J_k \\ 1 & J_v & 2 \end{Bmatrix} \times \frac{\langle k || d || v \rangle^2 (E_k - E_v)}{(E_k - E_v)^2 - \omega^2} \quad (4.11)$$

$$\text{avec } C = \left(\frac{5J_v(2J_v - 1)}{(6J_v + 1)(2J_v + 1)(2J_v + 3)} \right)^{1/2}$$

où $\omega/2\pi$ est la fréquence du champ électromagnétique oscillant, $J_v = \langle v | J | v \rangle$ et $J_k = \langle k | J | k \rangle$ (les états considérés étant des états propres de J).

Ces relations sont exprimées en unités atomiques : d , l'élément de matrice réduit du dipôle électrique, est en ea_0 (e charge de l'électron, a_0 le rayon de Bohr); La polarisabilité est exprimée en a_0^3 . L'unité SI de la polarisabilité est $[Hz/(V/m)^2]$.

Nous utiliserons les deux unités pour exprimer la polarisabilité dans la suite du chapitre ².

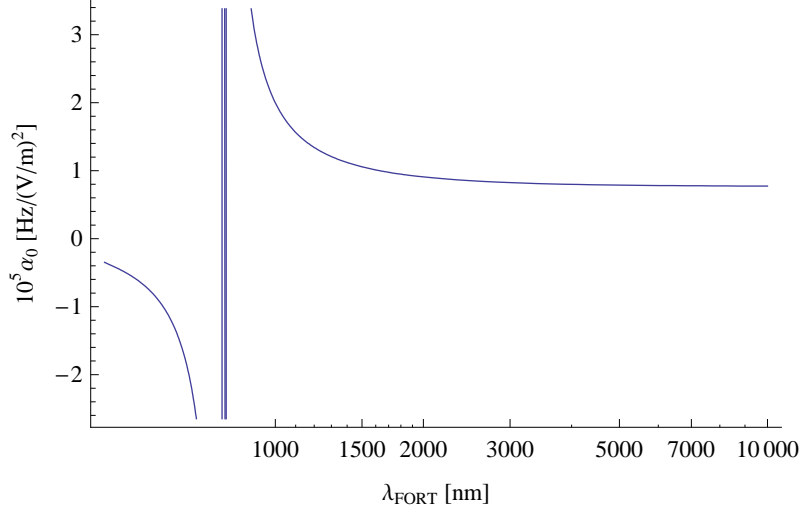


FIG. 4.1 – Polarisabilité scalaire α_0 de l'état $5S_{1/2}$ en fonction de la longueur d'onde. La polarisabilité tensorielle α_2 est nulle pour cet état, dû au fait que $J = 1/2$ dans ce cas. α_0 tend vers la valeur de la polarisabilité statique pour les grandes longueurs d'onde. Elle diverge pour le proche infra-rouge, où nous trouvons les longueurs d'ondes associées aux transitions D1 et D2 (respectivement 795 et 780 nm).

4.2 Cas du ^{87}Rb à 1565 nm

Après avoir présenté l'effet Stark sur un atome possédant une structure hyperfine, nous allons appliquer les formules énoncées précédemment dans le cas de l'atome de ^{87}Rb pour des valeurs d'intensité lumineuse correspondant à notre contexte expérimental.

4.2.1 Polarisabilités

En utilisant les relations 4.10 et 4.11, nous pouvons tracer les dépendances en fréquences des polarisabilités de chaque niveau $|F, m_F\rangle$ des états du ^{87}Rb considérés. Nous avons calculé et comparé les polarisabilités respectives des niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ pour une longueur d'onde du laser de 1565 nm. Nous remarquons qu'à 1565

²Le facteur de conversion entre unités atomiques et unités SI est de 2.48832×10^{-8}

nm, α_0 est 42 fois plus important pour le niveau $5P_{3/2}$ par rapport au $5S_{1/2}$. Cela est dû à la présence d'une transition forte entre $5P_{3/2}$ et $5D_{5/2}$ à 1529 nm, et entre $5P_{3/2}$ et $6S_{1/2}$ à 1366 nm (figure 4.2). La longueur d'onde du laser étant plus grande que la longueur d'onde de ces transitions, les contributions en déplacement de niveaux vers de plus basses énergies sont prépondérantes pour l'état $5P_{3/2}$. Cet état est donc déplacé dans le même sens que l'état $5S_{1/2}$ (figure 4.4).

4.2.2 Etat fondamental $5S_{1/2}$

La figure 2.3 du chapitre 2 nous donne la structure de l'état fondamental $5S_{1/2}$ du ^{87}Rb . Les sous-niveaux m_F sont affectés de la même façon par un champ électrique. Cela est dû à l'absence du terme mettant en jeu l'aspect tensoriel de V_E pour un

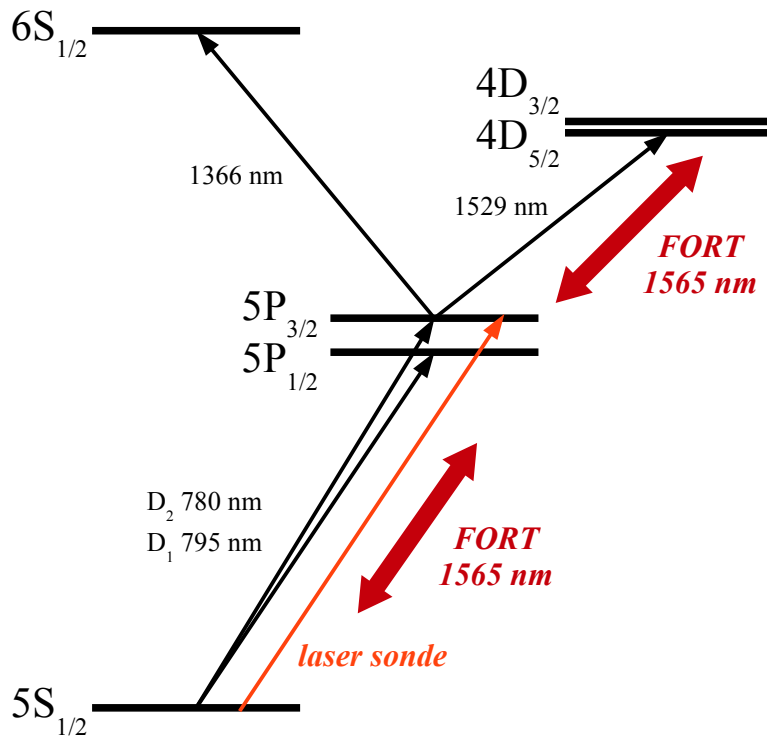


FIG. 4.2 – Diagramme des premiers niveaux d'énergie du ^{87}Rb . Les transitions à 1529 nm sont responsables du déplacement lumineux important du niveau $5P_{3/2}$. Le piège dipolaire utilisé a pour longueur d'onde 1565 nm, il est donc sur le rouge de ces transitions. Ceci provoque ce déplacement lumineux des niveaux hyperfins de l'état $5P_{3/2}$ vers de plus basses énergies.

état où $J = 1/2$: pour cet état, d'après la relation 4.11, la polarisabilité α_2 est nulle. La polarisabilité scalaire α_0 se calcule d'après les données du tableau 4.1. Le déplacement des niveaux d'énergie nous donne directement l'allure et la profondeur du potentiel dipolaire optique, car c'est dans ce niveau que les atomes sont piégés puis refroidis (figure 4.3(b)).

Transitions	λ [nm]	d [ea_0]
$5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$	794.979	4.221
$5S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$	421.671	0.333
$5S_{1/2} \rightarrow 7P_{1/2}$	359.259	0.115
$5S_{1/2} \rightarrow 8P_{1/2}$	335.177	0.059
$5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$	780.241	5.956
$5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$	420.298	0.541
$5S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$	358.807	0.202
$5S_{1/2} \rightarrow 8P_{3/2}$	334.966	0.111

TAB. 4.1 – Données du ^{87}Rb pour l'état $5S_{1/2}$ utilisées pour calculer la polarisabilité. Tirées de [Arora 07, Varoquaux 08, Safronova 04, Cornelussen 04]. Les termes en gras sont les contributions prépondérantes.

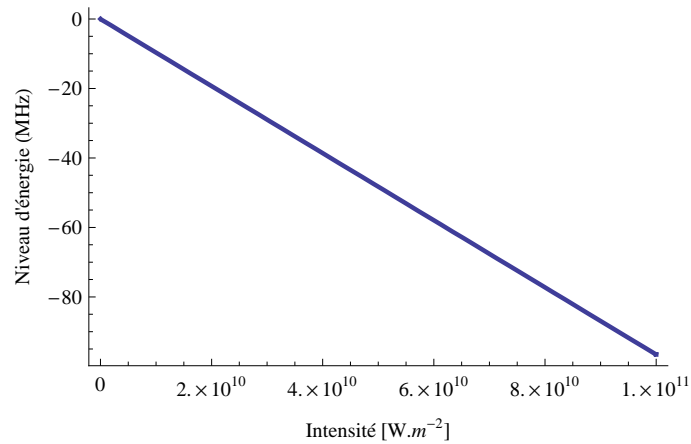


FIG. 4.3 – Etat $5S_{1/2}$ $F = 2$ du ^{87}Rb en fonction de l'intensité lumineuse d'un laser à 1565 nm. Dans cet état, il n'y a pas de levée de dégénérescence des sous-niveaux magnétiques m_F . L'état $5S_{1/2}$ $F = 1$ est affecté par l'effet Stark dynamique de la même manière.

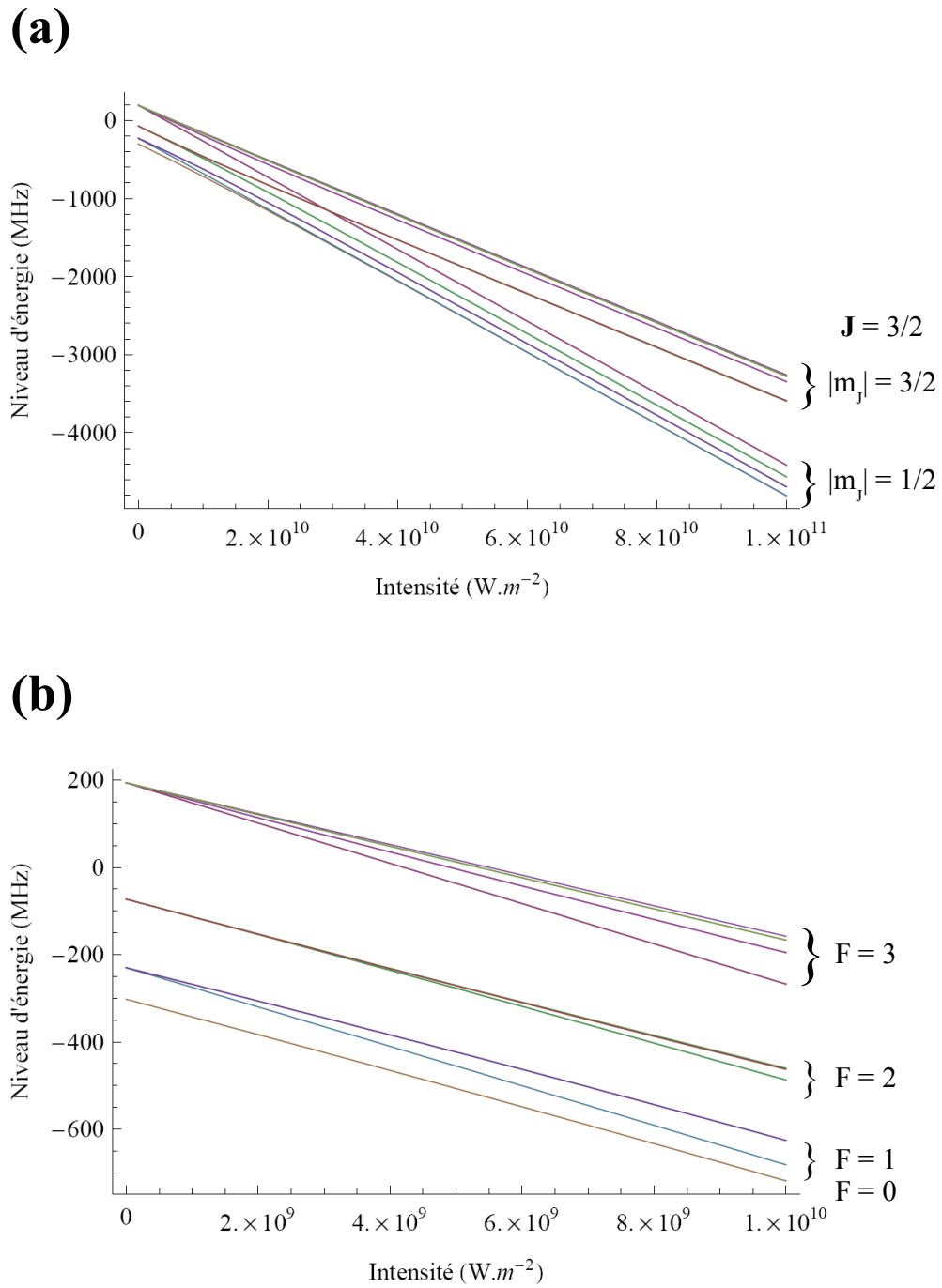


FIG. 4.4 – Niveaux d'énergie de l'état $5P_{3/2}$ du ^{87}Rb en fonction de l'intensité lumineuse d'un laser à 1565 nm. (a) Pour des valeurs importantes de l'intensité lumineuse, nous constatons le passage de la base d'états propres $\{F, m_F\}$ à la base $\{J, m_J\}$. (b) Les intensités accessibles expérimentalement sont de l'ordre de $10^{10}W.m^2$. Il existe pour ces valeurs un faible couplage entre les différents niveaux F .

4.2.3 Etat excité $5P_{3/2}$

La figure 4.4 nous donne la structure de l'état fondamental $5P_{3/2}$ du ^{87}Rb en fonction de l'intensité lumineuse dans laquelle est plongé l'atome. Pour l'état $5P_{3/2}$, le déplacement des niveaux comporte une dépendance en m_F , due à la valeur non nulle de la polarisabilité tensorielle. Les polarisabilités scalaire α_0 et tensorielle α_2 sont calculées en utilisant les données du tableau 4.2. Pour des valeurs importantes de E , nous remarquons que les niveaux se regroupent suivant la base $\{J, m_J\}$. Cette évolution de l'hamiltonien rappelle celle du déplacement Zeeman sous l'effet d'un champ magnétique (Effet Paschen-Back).

Transitions	λ [nm]	d [ea_0]
$5P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$	780.241	5.977
$5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$	1366.875	6.047
$5P_{3/2} \rightarrow 7S_{1/2}$	741.021	1.350
$5P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$	616.133	0.708
$5P_{3/2} \rightarrow 9S_{1/2}$	566	0.466
$5P_{3/2} \rightarrow 10S_{1/2}$	539	0.341
$5P_{3/2} \rightarrow 4D_{3/2}$	1529.261	3.633
$5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$	776.157	0.665
$5P_{3/2} \rightarrow 6D_{3/2}$	630.097	0.506
$5P_{3/2} \rightarrow 7D_{3/2}$	573	0.370
$5P_{3/2} \rightarrow 8D_{3/2}$	543	0.283
$5P_{3/2} \rightarrow 9D_{3/2}$	526	0.225
$5P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$	1529.366	10.899
$5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$	775.978	1.983
$5P_{3/2} \rightarrow 6D_{5/2}$	630.007	1.512
$5P_{3/2} \rightarrow 7D_{5/2}$	573	1.104
$5P_{3/2} \rightarrow 8D_{5/2}$	543	0.845
$5P_{3/2} \rightarrow 9D_{5/2}$	526	0.672

TAB. 4.2 – Données du ^{87}Rb pour l'état $5P_{3/2}$ utilisées pour calculer les polarisabilités α_0 et α_2 . Tirées de [Arora 07, Cornelussen 04]. Les termes en gras sont les contributions prépondérantes.

Etat	α_0	α_2
$5S_{1/2}$	412.2	-
$5P_{3/2}$	17134	2535.5

TAB. 4.3 – Valeurs des polarisabilités pour les états $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ à 1565 nm. Ces valeurs sont exprimées en unité atomique a_0^3 .

4.2.4 Effet du FORT

Dans le cas de notre piège optique, les déplacements des niveaux d'énergie suivent les variations spatiales d'intensité, pour créer dans l'état fondamental $5S_{1/2}$ un minimum d'énergie au maximum d'intensité lumineuse. Dans cet état, les atomes sont attirés vers les zones de plus grande intensité. Il suffit donc d'estimer le déplacement de niveau fondamental $5S_{1/2}$ et de connaître la distribution spatiale d'intensité du faisceau FORT pour caractériser le piège optique.

Le piègeage optique d'atomes froids est inédit à 1565 nm. Il est essentiel d'étudier également le déplacement lumineux pour l'état excité de la transition de refroidissement $5P_{3/2}$ ³.

La figure 4.5 montre comment la transition $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ est affectée par le FORT. Les déplacements des niveaux d'énergie sont d'autant plus importants à mesure que nous approchons du centre du FORT, c'est-à-dire du waist du faisceau. La figure représente l'évolution des niveaux d'énergie en fonction de la position, pour un unique faisceau dans une dimension de l'espace. Le rapport moyen des déplacements lumineux entre les niveaux $F', m_{F'}$ de l'état $5P_{3/2}$ et des états $5S_{1/2}$ est de 42.6. Après avoir étudié et calculé l'ensemble des déplacements lumineux de la transition cyclante utilisée pour les PMO, nous avons mis au point une méthode d'imagerie *in situ* exploitant cette différence de déplacements lumineux induits par les faisceaux FORT.

³ Pour le Strontium, l'équipe de H. Katori a su tirer avantage des déplacements en énergie sur les deux états de la transition de refroidissement utilisée pour le PMO 3D pour établir une méthode efficace de chargement dans le piège optique [Ido 00].

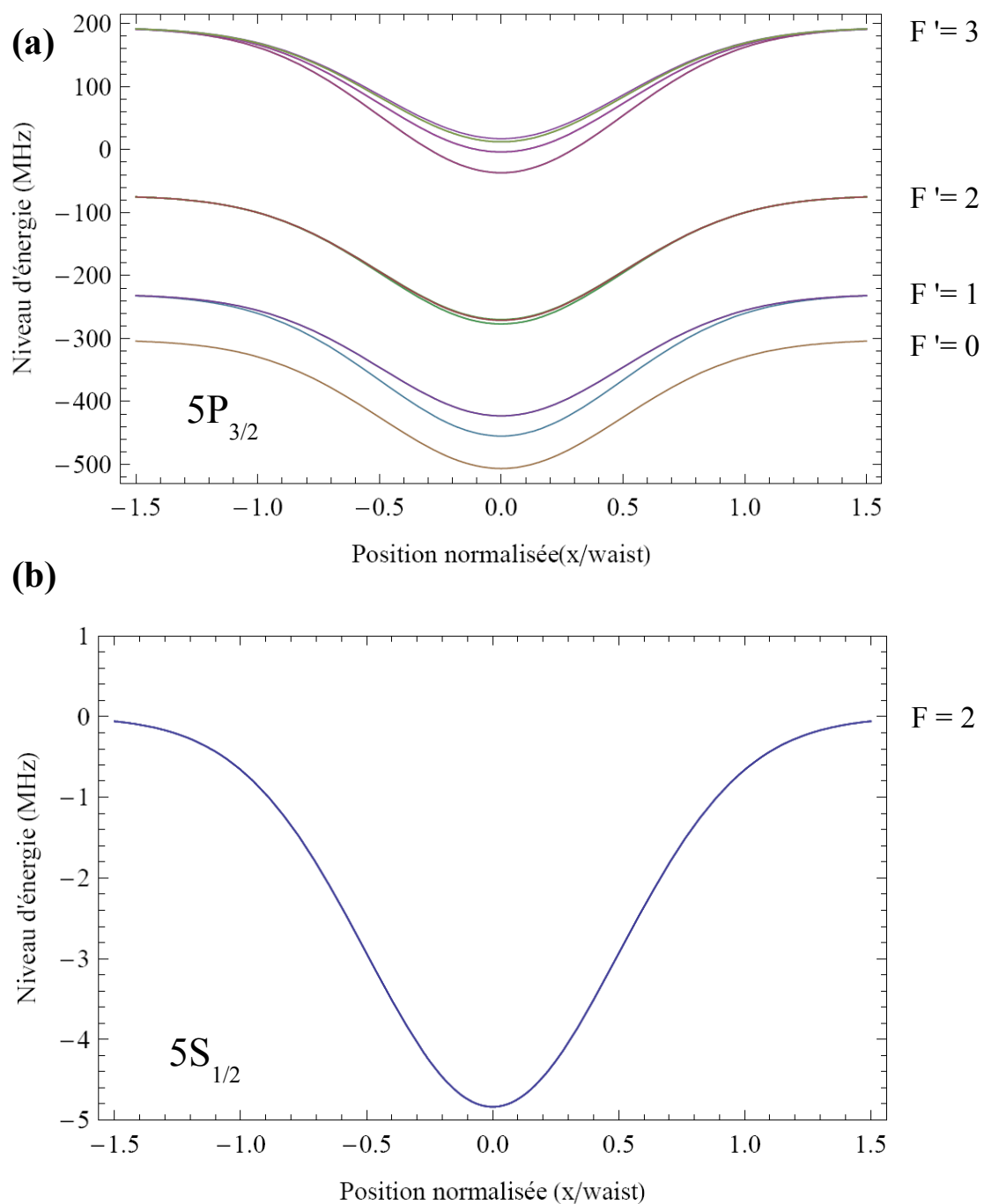


FIG. 4.5 – *Effet du FORT sur les états de la transition D2. Le profil 1D d'intensité lumineuse correspond aux valeurs expérimentales, avec une intensité centrale de $5 \cdot 10^9 \text{ W.m}^2$. (a) Déplacements lumineux sur les différents niveaux $|F, m_F\rangle$ de l'état $5P_{3/2}$. (b) Déplacements lumineux sur le niveau $F = 2$ de l'état $5S_{1/2}$. Les sous-niveaux m_F et le niveau $F = 1$ ne sont pas représentés car le FORT affecte de la même manière la structure hyperfine de l'état $5S_{1/2}$ en raison de l'absence de terme dépendant des m_F . On peut noter les échelles différentes pour les graphes (a) et (b).*

4.3 Tomographie basée sur les déplacements lumineux

4.3.1 Principe

Nous pouvons exploiter ces déplacements lumineux entre $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ pour développer sur le dispositif expérimental une méthode d'imagerie en énergie potentielle qui s'apparente à une tomographie. Si nous négligeons les différences de déplacement lumineux des sous-niveaux magnétiques m_F , notre système peut être considéré comme un système à deux niveaux : $5S_{1/2} |F = 2\rangle$ et $5P_{3/2} |F' = 3\rangle$ (figure 4.6). En réalisant une image du nuage atomique en présence du FORT, nous introduisons une dépendance spatiale dans la section efficace d'absorption de la sonde par les atomes σ_0 . En effet, pour une imagerie par absorption standard, σ_0 s'écrit :

$$\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (4.12)$$

avec λ la longueur d'onde de la transition et δ le désaccord en fréquence de la sonde par rapport à la résonance atomique. En présence du FORT, δ s'exprime en fonction de la différence des déplacements lumineux des états $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ de la transition d'imagerie induits par le piège dipolaire à 1565 nm. Nous pouvons alors lier l'énergie potentielle E_p des atomes dans le piège optique au déplacement lumineux de la transition d'imagerie Δ :

$$\hbar\Delta = \left(\frac{\alpha_e}{\alpha_g} - 1\right)E_p \approx 42E_p \quad (4.13)$$

où α_e et α_g les polarisabilités respectives des états $5P_{3/2}$ et $5S_{1/2}$. Les atomes détectés par notre système d'imagerie par absorption standard en présence du FORT peuvent ainsi nous renvoyer une information sur le potentiel optique (profondeur, profil d'intensité des faisceaux FORT) et sur le processus dynamique d'évaporation.

Nous tirons avantage de cette technique pour obtenir des informations à la fois sur les caractéristiques optiques et atomiques du FORT :

- A temps de tenue court des atomes dans le FORT (quelques millisecondes) et à faible désaccord de la sonde, nous pouvons aligner très précisément les deux faisceaux FORT pour obtenir un piège croisé.

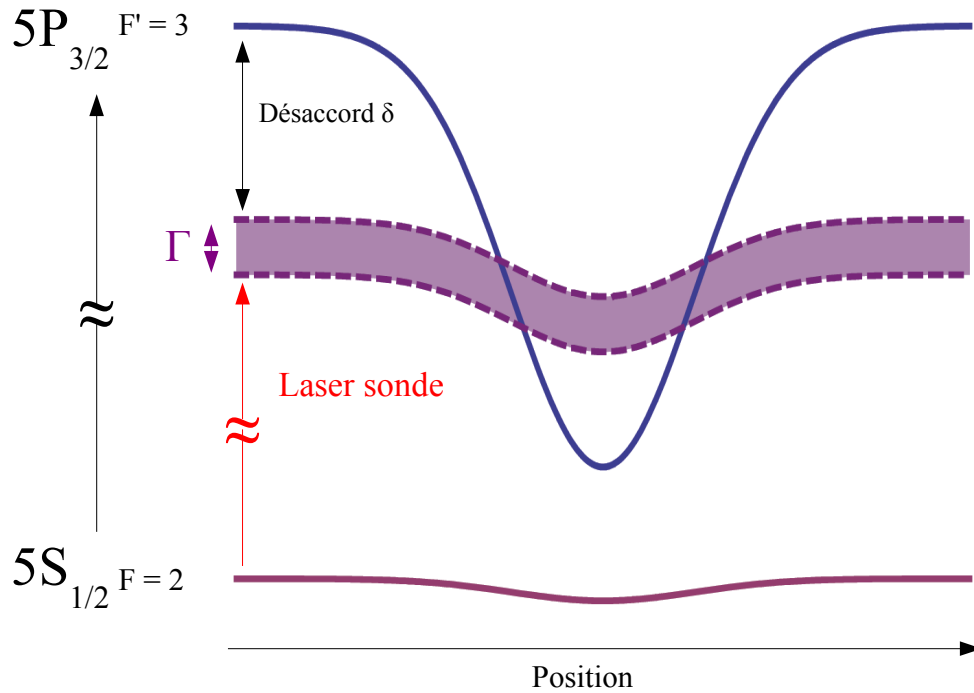


FIG. 4.6 – Déplacements lumineux de $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ sous l’effet d’un faisceau FORT gaussien. La fréquence du faisceau sonde peut dans cette configuration être décalée de la résonance dans l’espace libre et détecter sélectivement les atomes subissant un déplacement lumineux donné. Nous négligeons ici la levée de dégénérescence des sous-niveaux m_F de l’état $5P_{3/2}$ ($F' = 3$). La largeur naturelle Γ de l’état excité $5P_{3/2}$ fixe la résolution en énergie potentielle, estimée dans notre cas à $7 \mu\text{K}$ ou 0.14 MHz .

- Le waist et la qualité d’un faisceau FORT peut être estimé en combinant une mesure de la divergence du faisceau par foucaultage et une estimation de la profondeur du FORT via la tomographie.
- En prenant des images par absorption pour différentes fréquences de la sonde en présence du FORT, nous pouvons détecter sélectivement les atomes subissant un déplacement lumineux donné, c’est-à-dire une énergie potentielle donnée (figure 4.6). Nous réalisons alors une cartographie du potentiel créé par le FORT.
- En prenant des images pour différents temps de tenue des atomes dans le FORT, nous observons directement l’évolution de la distribution atomique en énergie potentielle.

4.3.2 Résultats

Le dispositif permettant la tomographie in situ des atomes dans le FORT est celui décrit dans le chapitre précédent, y compris le système d'imagerie qui est semblable en tous points à un système d'imagerie par absorption. La totalité des expériences concernant la tomographie a été réalisée avec la première version du FORT (figure 3.4).

Procédure d'alignement du FORT

La première étape expérimentale est l'alignement du faisceau. Nous avons mis au point dans l'équipe une procédure d'alignement exploitant elle aussi les déplacements lumineux provoqués par les faisceaux FORT :

- **Alignement du premier faisceau FORT.** Tout d'abord, un nuage d'atomes froids est produit dans notre PMO 3D. Nous observons la fluorescence du nuage avec une petite caméra (mini-caméra CCD Finger). Le faisceau FORT est modulé en intensité par le modulateur électro-optique à basse fréquence (quelques Hz). En superposant le faisceau FORT et le PMO 3D, le FORT induit un décalage de la transition de refroidissement qui perturbe la zone de recouvrement du FORT et du PMO 3D. Cette perturbation est visible sur la fluorescence du nuage atomique. Nous alignons donc grossièrement le premier faisceau FORT sur le PMO 3D en repérant la position du miroir de réglage correspondant à la plus importante perturbation (modulée) du nuage fluorescent.
- **Alignement du second faisceau - Croisement.** Ensuite, nous procédons de la même façon pour le second faisceau. Une fois cet alignement grossier effectué, nous utilisons notre imagerie *in situ* pour croiser les faisceaux.

Cette méthode d'alignement s'avère en pratique extrêmement efficace, en comparaison avec les méthodes employées pour des pièges optiques à d'autres longueurs d'onde [Guérin 07]. Le réglage grossier par perturbation du PMO 3D est précis en-dessous du millimètre. Le réglage par imagerie in situ est quant à lui précis à quelques microns près. Il faut remarquer que nous pouvons effectuer cet alignement avec des images par absorption après temps de vol, mais le croisement des faisceaux n'est pas nécessairement bien effectué et précis dans ce cas.

Calibration du faisceau

Grâce à notre méthode de tomographie, nous pouvons extraire la profondeur du FORT, et en déduire ainsi ses caractéristiques optiques, comme le waist ou le facteur de qualité M^2 . Un piège dipolaire optique constitué par un seul faisceau est utilisé pour cette étude des caractéristiques optiques. En reprenant l'expression de l'intensité lumineuse d'un tel piège optique dipolaire constitué par un faisceau (se propageant suivant l'axe z), nous avons une intensité maximale suivant z qui s'exprime comme

$$I_{max}(z) = \frac{P}{\pi M^2 w_0^2 (1 + (\frac{z}{z_R})^2)} \quad (4.14)$$

où P est la puissance du faisceau, w_0 le waist idéal et z_R la longueur de Rayleigh défini par $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$. Nous considérons que le profil du faisceau gaussien n'est pas idéal en introduisant le facteur de qualité M^2 . Pour un faisceau gaussien idéal, $M^2=1$. Dans notre cas, la valeur de cette intensité maximale à une position z donné est reliée au déplacement lumineux des états $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$. En mesurant le déplacement lumineux pour différentes positions z suivant l'axe de propagation du faisceau, nous obtenons la figure 4.7.

La séquence expérimentale est la suivante : après avoir chargé le PMO 3D avec quelques 10^8 atomes, nous effectuons une phase de compression du nuage de 25 ms en augmentant le désaccord des faisceaux du PMO 3D (Compressed Magneto-Optical Trap [Petrich 94]). Les faisceaux PMO 3D sont ensuite éteints et le FORT est mis en marche dans le même temps. Nous prenons une image par absorption *in situ* en présence du FORT après 1 ms de temps de tenue.

La mesure de profondeur de FORT s'est également faite pour différentes puissances lumineuses. Nous pouvons alors extraire la valeur réelle du waist Mw_0 de la fonction d'ajustement de la figure 4.7. En complément de ces mesures, nous mesurons la divergence du faisceau à l'extérieur du système à vide. En connaissant le waist réel Mw_0 et la divergence θ , nous obtenons le facteur de qualité suivant la relation $\theta = \lambda / \pi w_0$. Dans les conditions de l'expérience, le waist réel est ainsi estimé à $54 \mu\text{m}$ et le facteur de qualité M^2 à 3.5. Ces mesures diffèrent des mesures effectuées lors de la caractérisation du banc optique de puissance à 1565 nm mais cela nous donne une mesure *in situ* des propriétés optiques du FORT. Le facteur de qualité est moins bon que sur la mesure par analyseur de front d'onde car la puissance du faisceau

était de l'ordre du mW. Nous constatons ici la différence de comportement du système optique (essentiellement dû aux effets thermiques dans le cristal du modulateur électro-optique) pour une utilisation à forte puissance. Il est également possible que nous ayons plus de difficultés à détecter des atomes pour des déplacements lumineux importants, c'est-à-dire au fond du piège dipolaire. L'incertitude est alors plus importante que pour une tomographie à plus faible déplacement lumineux (figure 4.7).

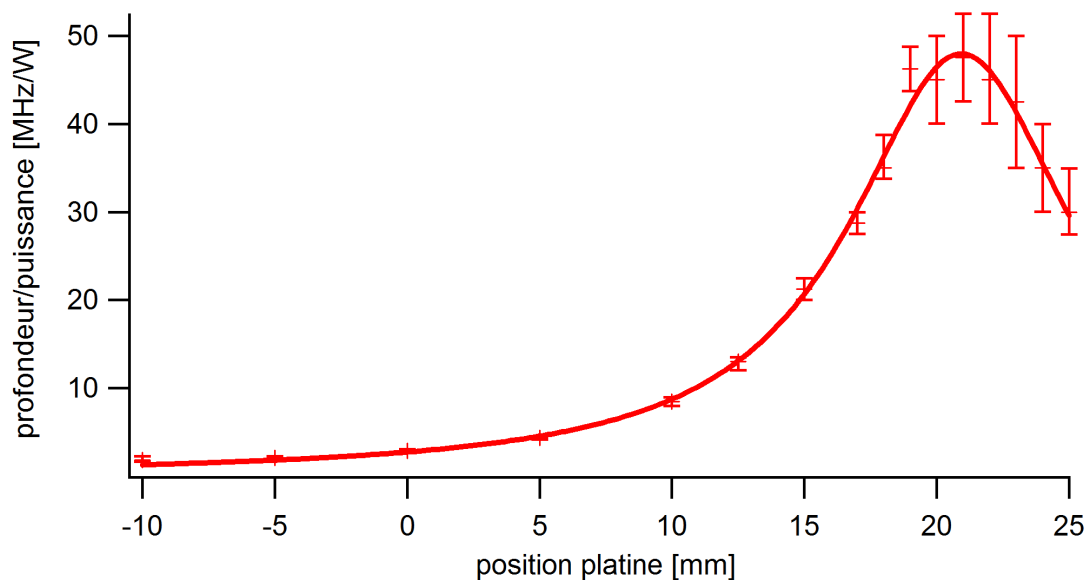


FIG. 4.7 – Calibration du faisceau FORT. Profil de l'intensité maximale du faisceau FORT suivant la direction de propagation z . Il s'agit d'un profil lorentzien. En repérant la profondeur du FORT par notre méthode de tomographie à différentes valeurs de z , nous pouvons reconstituer ce profil lorentzien et extraire les caractéristiques optiques du faisceau. Les différentes valeurs de z sont obtenues en translatant le waist sur l'expérience (voir chapitre 3 sur la lentille mobile) et en repérant la profondeur du piège dipolaire optique au même endroit. Les points mesurés sont ajustés sur une lorentzienne, dont la largeur est associée au waist du faisceau. Il faut ensuite connaître la relation entre le déplacement de la lentille et celui du waist, ainsi que la divergence du faisceau (mesuré à l'extérieur du système à vide) pour obtenir la valeur *in situ* du waist. La valeur obtenue est de $54 \mu\text{m}$.

Cartographie du potentiel optique

Principe En balayant le désaccord Δ du laser sonde par rapport à la transition d'imagerie dans le FORT, nous prenons des images d'équipotentiellles pour une valeur de déplacement lumineux sur les atomes, c'est-à-dire pour une certaine énergie potentielle (figure 4.8). L'image est prise immédiatement après l'allumage des faisceaux FORT pour rendre compte du potentiel optique $U(\mathbf{r}) \approx \frac{\hbar\Delta}{42}$ ($U = 0$ dans l'espace libre) sans avoir à considérer l'évolution de la distribution atomique en énergie potentielle dans le FORT. D'autres expériences ont déjà réalisées ce type de calibration de potentiel optique via le signal atomique [Clément 06]. Nous pouvons tirer de ces images des informations essentielles sur le FORT :

- sa profondeur car au-delà d'une certaine valeur de désaccord de fréquence sonde, nous ne détectons plus d'atomes ;
- son volume de capture grâce au équipotentiellles ouvertes qui signalent les bords du pièges.

Séquence expérimentale La séquence expérimentale est la suivante : une fois un nuage froid de ^{87}Rb de 10^8 atomes obtenu dans le PMO 3D avec un gradient de champ magnétique de 12.5 G.cm^{-1} et un désaccord de la fréquence piège de -2.5Γ , nous passons à une phase de PMO 3D comprimé en augmentant le désaccord de la fréquence piège de -2.5Γ à -10Γ . La taille du nuage est ainsi réduite à un rayon rms de $200 \mu\text{m}$. Après quelques millisecondes, les faisceaux du PMO 3D sont éteints et le FORT est allumé. Une image par absorption est prise après un temps de tenue de 1ms des atomes dans le FORT en appliquant un pulse de faisceau sonde de $50 \mu\text{s}$ à un désaccord donné. Un pulse de faisceau repompeur, résonnant avec la transition repompeur dans l'espace libre, est appliqué avec le pulse d'imagerie. Pendant le pulse d'imagerie, les atomes diffusent environ 100 photons et la densité atomique n'a pas le temps d'évoluer. En prenant une image *in situ* des atomes pour une énergie potentielle donnée à un temps très court devant la période d'oscillation moyenne des atomes dans le FORT, nous pouvons imager à un désaccord donné du faisceau sonde les équipotentiellles du piège dipolaire optique.

Informations sur le potentiel dipolaire optique La figure 4.8 nous montre plusieurs images *in situ* prises à différents désaccords de faisceau sonde. Nous pouvons voir sur une de ces images (première image en partant de la gauche correspondant à un désaccord de faisceau sonde de -40 MHz) des équipotentielles ouvertes. Ces régions correspondent à des zones où les atomes peuvent s'échapper suivant la direction de propagation des deux faisceaux. Une équipotentielle fermée est observée sur la seconde image (désaccord de faisceau sonde de -80 MHz). Dans cette zone, les atomes sont réellement piégés. Pour un désaccord plus important (-100 MHz), les équipotentielles ne se distinguent plus et forment une tache. Cette méthode nous permet aussi d'estimer la profondeur du FORT et d'en déduire ces fréquences. Pour cette configuration de FORT, les fréquences sont 110 ± 10 Hz, 110 ± 10 Hz et 150 ± 10 Hz. La profondeur du piège croisé, estimée par l'écart en fréquence du faisceau sonde entre le fond du piège (équipotentielles fermées) et les ailes (équipotentielles ouvertes), est de $57 \mu\text{K}$.

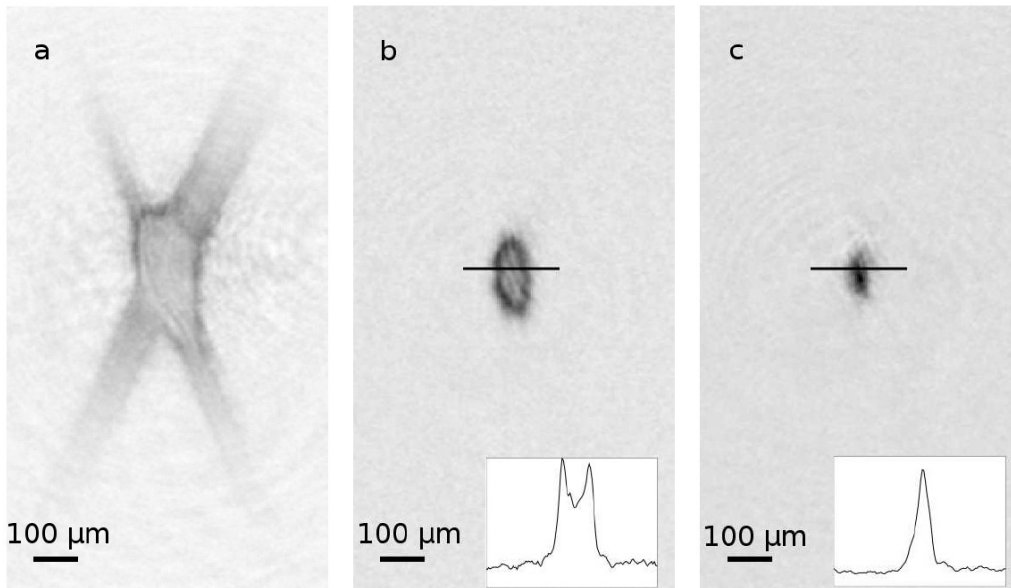


FIG. 4.8 – Images par absorption *in situ*. Ces images sont prises immédiatement après l'allumage du FORT. Nous distinguons différentes équipotentielles du piège en choisissant le désaccord du laser sonde par rapport à la fréquence de la transition dans l'espace libre. (a)-40 MHz.(b)-80 MHz.(c)-100 MHz. Cela correspond respectivement à -45 , -91 et $-115 \mu\text{K}$. Pour les images (b) et (c), nous avons ajouté les coupes transverses le long de l'axe horizontal de l'image.

Résolution spatiale La résolution spatiale de notre cartographie de potentiel (figure 4.8) est estimée de la façon suivante : à la position \mathbf{r} où le gradient de potentiel est $\nabla U(\mathbf{r})$, la résolution d associée à la largeur naturelle Γ de la transition d'imagerie est

$$d = \frac{\alpha_g}{\alpha_e - \alpha_g} \frac{\hbar\Gamma}{|\nabla U(\mathbf{r})|} \approx \frac{1}{42} \frac{\hbar\Gamma}{|\nabla U(\mathbf{r})|} \quad (4.15)$$

Pour les gradients de potentiel optiques les plus importants ∇U_{max} , la résolution spatiale est de $10 \mu\text{m}$, alors que la résolution de notre système d'imagerie est estimé à $7 \mu\text{m}$ [Varoquaux 08]. La résolution spatiale de cette méthode tomographique, c'est-à-dire la dimension caractéristique de la zone spatialement sondée, pourrait être inférieure à celle de notre système d'imagerie, en augmentant le gradient de potentiel dipolaire optique ou en utilisant une transition possédant une largeur naturelle plus fine [Thomas 90, Gardner 93]. Dans ce dernier cas, la résolution spatiale effective serait une convolution de la résolution du système d'imagerie et de la résolution spatiale de la tomographie.

Suivi de la distribution atomique en énergie potentielle

Principe Nous pouvons étendre ce type de mesure par absorption pour différents temps de tenue des atomes dans le FORT, pour différents désaccords de laser sonde. C'est ce qui est fait dans la figure 4.9. Cette suite d'images nous montre qualitativement l'évolution temporelle du gaz atomique en présence du FORT à 1565 nm . Pour des temps très courts (quelques ms), nous retrouvons la cartographie du potentiel optique de la figure 4.8. Pour des temps plus longs de l'ordre de la centaine de ms jusqu'à une seconde, nous observons une diminution du nombre d'atomes à faible désaccord de laser sonde, c'est-à-dire à faible énergie potentielle (les bords du FORT) et une accumulation des atomes dans des zones équipotentielles correspondant au fond du piège. Il s'agit donc de l'observation d'un processus de thermalisation d'un gaz partant d'une situation initiale hors-équilibre.

Pour chaque valeur de désaccord du faisceau sonde, nous comptons le nombre d'atomes détectés sur chaque image. Nous pouvons donc reconstituer la distribution atomique en énergie potentielle dans le FORT, c'est-à-dire le nombre d'atomes détectés en fonction de l'énergie potentielle (figure 4.10). En reconstituant cette distribution pour différents temps de tenue des atomes dans le FORT (figure 4.10), nous

suivons l'évolution temporelle de la distribution atomique en énergie potentielle.

Séquence expérimentale Pour obtenir l'évolution temporelle de cette distribution, nous répétons les mesures à différents temps de tenue des atomes dans le FORT (figure 4.9). La séquence expérimentale est la suivante : une fois un nuage froid de ^{87}Rb de 10^8 atomes obtenu dans le PMO 3D, nous passons à une phase de PMO 3D comprimé en augmentant le désaccord de la fréquence piège de -2.5Γ à -10Γ . Le croisement des faisceaux du FORT et le zéro de champ magnétique doivent être superposés spatialement pour optimiser la procédure de chargement. Pour optimiser le nombre d'atomes effectivement chargés dans le FORT, nous avons mis en place une méthode qui combine force de rappel, force de friction (faisceaux du PMO 3D) et force dipolaire (faisceaux FORT) pendant quelques dizaines de ms [Dalibard 83, Miller 93]. Pour s'affranchir du déplacement lumineux important subi par la transition de refroidissement, nous alternons à haute fréquence (de l'ordre du kHz, c'est-à-dire plus grande que les fréquences du piège dipolaire optique) les faisceaux du PMO 3D et faisceaux FORT. Le contrôle rapide d'intensité est réalisé respectivement via un modulateur acousto-optique et un modulateur électro-optique. Une étude détaillée de ce type de chargement est présentée dans le chapitre suivant.

Résolution en énergie potentielle Dans ces mesures de nombre total d'atomes à une énergie potentielle donnée, la résolution en énergie potentielle ne nous limite pas car nous intégrons la densité optique de chaque image. Nous sommes uniquement limités par la valeur finie de Γ , largeur naturelle du niveau excité de la transition d'imagerie. En effet, nous pouvons estimer cette résolution en énergie potentielle qui est, en première approximation, de l'ordre de $\frac{\alpha_g}{\alpha_e - \alpha_g} \hbar\Gamma = 7\mu\text{K}$ ou 0.14 MHz. Dans le cas du ^{87}Rb , le déplacement lumineux de l'état fondamental $5S_{1/2}$ est de l'ordre de quelques MHz alors que celui de l'état excité $5P_{3/2}$ est de quelques centaines de MHz.

Pour estimer la résolution de notre méthode d'imagerie, il faut aussi considérer les différents sous-niveaux magnétiques m_F des niveaux hyperfins $|F = 2\rangle$ de $5S_{1/2}$ et $|F' = 3\rangle$ de $5P_{3/2}$. Un élargissement de la transition d'imagerie dépendant de l'intensité du FORT vient s'ajouter à la première limite fondamentale de résolution en énergie potentielle dû à Γ . En effet, la composante tensorielle de la polarisabilité [Arora 07] induit des différences de polarisabilités d'environ 20 % entre les différents

sous-niveaux m_F .

Nous devons prendre en compte ce dernier effet puisque, dans notre configuration de piège dipolaire optique croisée, nous ne pouvons définir rigoureusement un axe propre de quantification avec les faisceaux du FORT (les faisceaux se croisent à un angle de 56 degrés et leurs polarisations sont linéaires et orthogonales entre elles). Nous considérons alors que les atomes sont uniformément répartis sur les sous-niveaux magnétiques m_F du niveau fondamental $5S_{1/2} |F = 2\rangle$. L'élargissement de la transition d'imagerie est estimé en prenant toutes les composantes en polarisation vers les sous-niveaux magnétiques de l'état excité, ce qui donne un élargissement équivalent à 12 % du déplacement lumineux considéré, qui s'ajoute à la largeur naturelle de la transition.

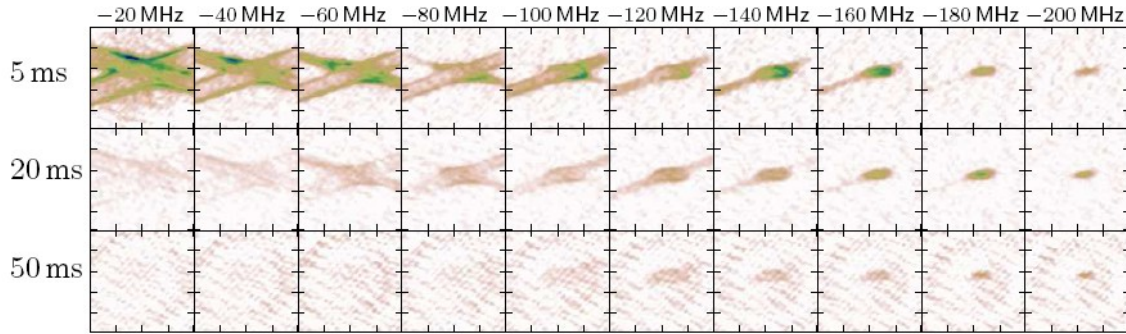


FIG. 4.9 – *Tomographie du FORT - Suivi de l'évolution temporelle de la distribution atomique en énergie potentielle. Horizontalement nous retrouvons la cartographie du potentiel optique en faisant varier le désaccord du laser sonde de -20 à -200 MHz par rapport à la transition dans l'espace libre. Verticalement, nous suivons l'évolution de la distribution atomique en énergie potentielle dans le piège optique croisé. En comptant le nombre d'atomes pour chaque image, nous traçons la fonction de distribution en énergie potentielle du nuage d'atomes froids piégé dans le FORT (figure 4.10).*

Thermalisation du gaz de ^{87}Rb dans le FORT La figure 4.10 montre l'évolution temporelle, de 50 ms à 1 s, de la distribution atomique en énergie potentielle (moyennée sur 4 images). Pendant cette évolution, les collisions binaires élastiques entre atomes sont prépondérantes et l'énergie est redistribuée. Les atomes les plus énergétiques s'échappent du piège, car il possède une profondeur finie. Ayant estimé

la géométrie du piège, grâce à la cartographie du potentiel optique, et la densité spatiale atomique du nuage initialement chargé, le taux de collisions initial dans le FORT est d'environ 3 s^{-1} . Ce taux nous donne un ordre de grandeur en temps pour la thermalisation du gaz piégé dans le FORT (environ 1 s).

Les atomes situés dans les zones d'énergie potentielle élevées s'échappant du piège plus rapidement que les atomes situés au fond du piège, l'énergie potentielle moyenne de l'échantillon atomique restant diminue.

Pour évaluer la thermalisation du gaz piégé, nous avons ajusté les points expérimentaux de la figure 4.10 avec une fonction décrivant la distribution d'un gaz classique à l'équilibre thermodynamique dans un piège harmonique, en prenant compte de la largeur finie du niveau excité de la transition d'imagerie :

$$N_m(\delta) = \frac{4N_{tot}}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{u^2 e^{-u^2} du}{1 + 4(\delta + v - tu^2)^2} \quad (4.16)$$

où $\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma}$, $v = \frac{U(r=0)}{\hbar\Gamma} \frac{\alpha_e}{\alpha_g}$ and $t = \frac{k_B T}{\hbar\Gamma} \left(\frac{\alpha_e}{\alpha_g} - 1 \right)$ sont respectivement le désaccord normalisé de la sonde par rapport à la transition dans l'espace libre, la profondeur du piège et la température.

Malgré une situation hors équilibre thermodynamique et une approximation de piège harmonique respectée uniquement au voisinage du centre du piège, la fonction s'ajuste bien sur les points expérimentaux. Nous extrayons de cette fonction d'ajustement des valeurs de température, lesquelles sont en accord avec des mesures complémentaires de température faites par temps de vol pour des temps de tenue des atomes dans le piège semblables. Nous observons lors de cette thermalisation une augmentation d'un facteur 5 de la densité dans l'espace des phases.

Il est intéressant de noter que cette méthode d'imagerie permet d'observer le nuage de ^{87}Rb dans une situation hors-équilibre thermodynamique. Ainsi, nous observons des atomes dans des zones de faible désaccord de laser sonde (équipotentiels ouvertes) à des temps dépassants plusieurs périodes d'oscillation du piège. Il s'agit de processus non ergodiques : ces atomes n'explorent pas en vitesse et en position le domaine de l'espace des phases permis par leur énergie. Dans le cas d'un processus ergodique, ils se seraient déjà échappés de ces zones qui correspondent aux ailes du FORT.

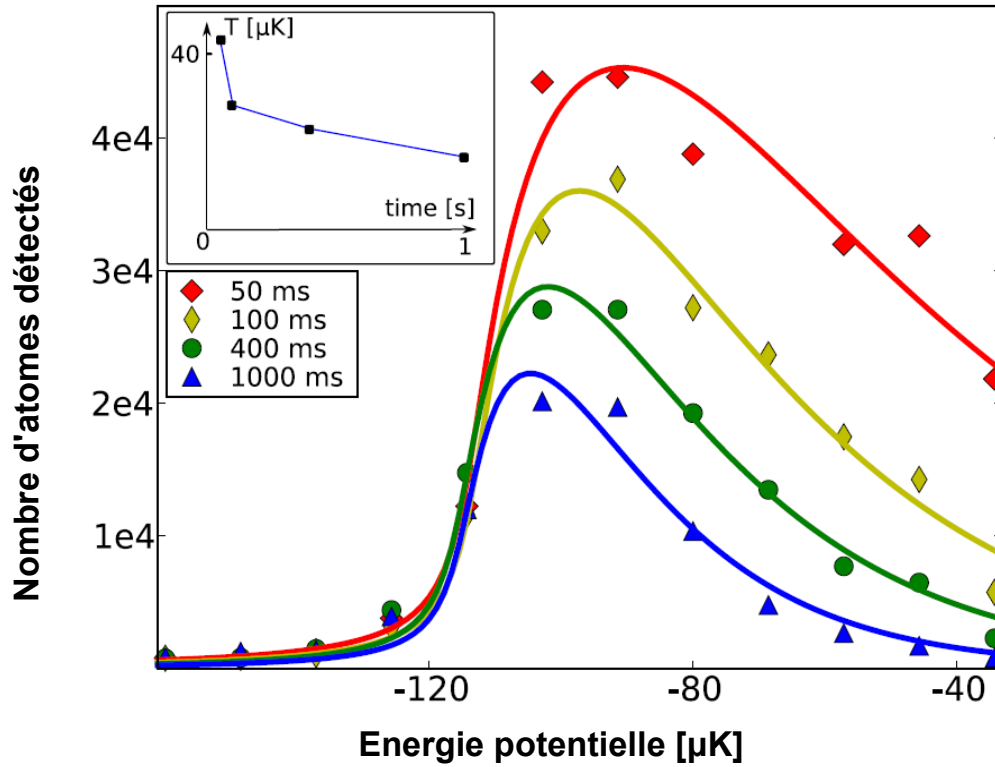


FIG. 4.10 – *Thermalisation d'un nuage atomique dans un piège optique dipolaire. L'énergie potentielle nulle correspond à l'espace libre, où les atomes ne sont pas piégés initialement dans le FORT. Les courbes représentent la distribution théorique d'un gaz classique à l'équilibre dans un piège harmonique. Nous tenons compte dans cette fonction de la largeur finie du niveau excité de la transition d'imagerie. Les températures extraites de la fonction d'ajustement sont 41, 27, 22, 16 μK et sont en accord avec des mesures de température par temps de vol. La figure insérée en haut à gauche donne l'évolution de la température de l'échantillon atomique en fonction du temps.*

4.3.3 Discussion et Perspectives

Cette nouvelle méthode d'imagerie nous permet d'imager le potentiel optique et de suivre l'évolution temporelle de la distribution atomique en énergie potentielle dans ce piège. Sa résolution peut être améliorée en disposant d'un laser dont la longueur d'onde serait plus proche de 1529 nm et en utilisant une sonde avec une polarisation adéquate. Cette méthode permet de s'affranchir de la limite de diffraction de notre système optique. Il est possible de détecter des atomes dans des zones plus petites que la longueur d'onde de la transition d'imagerie. Nous pouvons imaginer résoudre en énergie des structures optiques tels des réseaux optiques et la distribution atomique correspondante. Il faudra donc, pour ce type de dispositif, connaître la polarisation de la transition d'imagerie et travailler avec un piège dipolaire composé d'un seul faisceau à une polarisation donnée. Cette exploitation des déplacements lumineux ne se limite pas au seul ^{87}Rb : elle pourrait éventuellement être transposable aux autres alcalins étudiés dans notre domaine grâce à la présence de transitions fortes ayant un état $nP_{3/2}$ comme état fondamental (1469 nm pour le ^{133}Cs , 1252 nm pour le ^{40}K . Voir les calculs de polarisabilité pour les autres alcalins dans l'annexe A).

Dans le chapitre suivant, nous allons revenir sur ces déplacements lumineux des niveaux fondamental et excité de la transition de refroidissement dans un piège magnéto-optique. En effet, la compréhension des phénomènes induits par notre piège dipolaire optique à 1565 nm vont nous permettre d'étudier et d'améliorer notre stratégie de chargement dans le FORT, point essentiel avant le refroidissement évaporatif menant à la condensation de Bose-Einstein.

Chapitre 5

Condensation de Bose-Einstein dans un FORT à 1565 nm

Sommaire

5.1	Chargement des pièges conservatifs pour atomes neutres	108
5.1.1	Le transfert entre piège dissipatif et piège conservatif	108
5.1.2	Piège magnétique	110
5.1.3	Piège optique	113
5.2	Chargement dans un piège dipolaire optique à 1565 nm	120
5.2.1	Introduction	120
5.2.2	Le <i>chopper</i>	120
5.2.3	Refroidissement et chargement simultanés	127
5.3	Evaporation dans un piège dipolaire optique	136
5.3.1	Principe	136
5.3.2	Lois d'échelle pour un piège optique	137
5.3.3	Résultats	138

Ce chapitre est constitué de trois parties : la première concerne le chargement dans un piège conservatif. Nous verrons dans cette première partie la problématique du chargement, que ce soit pour un piège magnétique ou un piège optique. Le chargement et le refroidissement dans un piège conservatif optique sont fortement liés dans notre démarche expérimentale menant à l'obtention du condensat. Le transfert entre piège magnéto-optique et piège conservatif est une étape importante où la densité dans l'espace des phases et le taux de collision initial doivent être suffisamment

importants pour amorcer un processus d'évaporation. Nous passons tout d'abord en revue comment, dans les pièges magnétiques et dipolaires optiques, les atomes sont transférés pour en tirer quelques points-clés. Deux stratégies de chargement dans notre FORT à 1565 nm seront ensuite exposées et étudiées expérimentalement dans une seconde partie. Dans la troisième et dernière partie du chapitre, le principe d'évaporation dans un piège dipolaire optique et sa mise en oeuvre expérimentale seront exposés. Nous finirons par l'obtention du condensat de Bose-Einstein de ^{87}Rb dans le FORT à 1565 nm et sa caractérisation.

5.1 Chargement des pièges conservatifs pour atomes neutres

Les pièges conservatifs, magnétique ou optique, constituent l'étape ultime et essentielle vers la production d'un gaz dégénéré quantique. Ils présentent l'avantage d'éviter des processus de relaxation comme l'émission spontanée qui transmet aux atomes une énergie de recul dans une direction aléatoire et limite la température de l'échantillon atomique [Metcalf 99]. Nous passons en revue les pièges conservatifs permettant le refroidissement évaporatif : tout d'abord les pièges magnétostatiques ou magnétiques, puis les pièges optiques. Une attention particulière est portée sur l'étape de chargement entre piège dissipatif (PMO 3D) et piège conservatif, magnétique ou optique.

5.1.1 Le transfert entre piège dissipatif et piège conservatif

Densité dans l'espace des phases initiale

Le chargement d'un piège conservatif pour atomes neutres apparaît comme une étape cruciale avant le refroidissement évaporatif. Le critère qui permet d'évaluer la validité de cette étape est la densité initiale dans l'espace des phases ρ_0 . Soit un nuage d'atomes avec N le nombre d'atomes, T la température associée, et $\omega_{trap}/2\pi$ la fréquence moyenne associée un piège. La densité initiale dans l'espace des phases au centre du piège s'écrit :

$$\rho_i = \left(\frac{\hbar\omega_{trap}}{k_B} \right)^3 \frac{N}{T^3} = n(0)\lambda_{dB}^3 \quad (5.1)$$

où $n(0)$ est la densité spatiale au centre du piège et λ_{dB} la longueur d'onde thermique. Le critère de dégénérescence quantique est atteint pour ρ de l'ordre de l'unité (voir chapitre 1). Pour procéder à une évaporation efficace, nous devons expérimentalement charger le plus grand nombre d'atomes à une température au plus équivalente à la température du PMO 3D. Une attention particulière doit être portée au taux de collision dans le piège conservatif, qui s'écrit :

$$\gamma = \frac{m\bar{\omega}^3\sigma N}{2\pi^2k_B T} \quad (5.2)$$

où m est la masse de l'atome considéré, N le nombre d'atomes, T leur température et $\bar{\omega}$ la fréquence moyenne de piégeage. $\sigma = 8\pi a^2$ est la section efficace de collision. La longueur de diffusion tend, pour des atomes froids ($T < 1\text{mK}$), vers la longueur de diffusion dans l'onde s , a_s .

Ordres de grandeur

Dans le cas d'un piège magnétique, considérons un nuage chargé de 10^8 atomes de ^{87}Rb à $200 \mu\text{K}$ et une fréquence moyenne de piégeage de l'ordre d'une centaine de Hz. Le taux de collision correspondant est de 40 collisions par seconde. La densité dans l'espace des phases vaut alors 10^{-6} . Cela donne le nombre d'ordres de grandeur à parcourir avant d'atteindre la dégénérescence quantique.

Dans la première expérience de condensation tout-optique [Barrett 01], $\omega_{trap}/2\pi$ est de l'ordre de 1.5 kHz mais le nombre d'atomes initialement transféré est de 6.7×10^5 atomes (contre $10^8 - 10^9$ dans un piège magnétique). La température du nuage chargé est de $38 \mu\text{K}$. Le taux de collision est de 1.5 kHz. ρ vaut donc $1/600^1$ au départ de l'évaporation. Au prix d'un nombre d'atomes moins important mais d'une température et d'une densité spatiale plus favorables, les lois d'échelles sur l'évaporation dans un piège dipolaire optique prévoient un gain important dans l'espace des phases via une rampe d'intensité lumineuse [O'Hara 01a].

En dépit d'un faible nombre d'atomes chargés, le piège optique permet un taux de collision typiquement 30 à 50 fois plus important que dans le cas magnétique. Cela rend le refroidissement par évaporation efficace et surtout très rapide (quelques secondes contre quelques dizaines de secondes dans le cas magnétique).

¹L'application numérique donne $1/200$. Le facteur 3 s'explique par l'hypothèse d'une répartition uniforme des atomes dans les trois sous-niveaux m_F de l'état $|F = 1\rangle$

5.1.2 Piège magnétique

Principe

Les pièges magnétiques, conçus dans les années 1980, furent l'outil principal qui mena à l'obtention des premiers condensats de Bose-Einstein [Anderson 95, Davis 95, Bradley 95]. Ils sont basés sur l'interaction entre le moment magnétique μ de l'atome avec un champ magnétique externe inhomogène $B(\mathbf{r})$. L'hamiltonien d'interaction H_{mag} est donné par la relation suivante :

$$H_{mag} = -\mu \cdot B(\mathbf{r}) \quad (5.3)$$

Si le moment magnétique μ de l'atome suit à tout instant l'orientation du champ magnétique $B(\mathbf{r})$ (approximation adiabatique), l'expression 5.3 peut être remplacée par l'expression :

$$H_{mag} = g_F m_F \mu_B |B(\mathbf{r})| \quad (5.4)$$

où g_F , m_F , μ_B sont respectivement le facteur de Landé associé à la structure hyperfine de l'atome, le nombre quantique correspondant au sous-niveau magnétique considéré et le magnéton de Bohr. Les équations de Maxwell interdisant une configuration où existe un maximum de champ magnétique dans une zone exempte de sources (pas de maximum local), les différents types de pièges magnétiques sont réalisés avec en leur centre un minimum local. Les atomes dont le moment magnétique μ est anti-aligné avec la direction du champ $B(\mathbf{r})$ sont ainsi piégés au voisinage de ce minimum local. Le paragraphe suivant expose brièvement les différents types de pièges magnétiques utilisés dans le domaine des gaz ultra-froids.

Différents types de pièges magnétiques

Quadrupolaire

La mise en évidence du piégeage magnétique d'atomes neutres froids fut réalisée en 1985 par [Migdall 85]. Il s'agissait d'un piège quadrupolaire. Il est composé de deux bobines coaxiales aux courants opposés. Le minimum local est situé sur l'axe commun des bobines et à mi-distance de chacune d'elles et sa valeur est nulle. Il permet un chargement efficace du fait que ces bobines sont souvent utilisées pour créer le gradient de champ du PMO 3D avant la phase de piégeage magnétique, ce qui

permet une superposition spatiale du nuage issu du PMO 3D avec le centre du piège magnétique. Ce piège n'est pas utilisé pour obtenir des gaz dégénérés quantiques car le zéro de champ au centre du piège induit des pertes non-adiabatiques d'atomes (transitions de Majorana ou *spin-flip*). Toutefois, le premier condensat de sodium fut obtenu dans un piège quadrupolaire complété par un faisceau laser désaccordé vers le bleu de la transition atomique focalisé sur le zéro de champ, ce qui permet d'éviter le zéro de champ et les pertes associées [Davis 95] : c'est la technique dite du *bouchon optique*.

Ioffe-Pritchard, Base-ball, QUIC et TOP

Pour s'affranchir des pertes par *spin-flip*, d'autres géométries furent réalisées (figure 5.1). Il s'agit pour chacun des différents types de pièges magnétiques d'avoir un minimum local de champ non nul. Dans le piège de Ioffe-Pritchard, une paire de bobines circulaires parcourues par un même courant (configuration Helmholtz), complétées par quatre fils alignés avec l'axe des bobines. Les quatre fils créent un champ quadrupolaire 2D qui garantit le confinement radial tandis que les bobines Helmholtz assurent le confinement axial.

Une autre méthode pour obtenir un minimum local de champ non nul est de compléter la configuration quadrupolaire par un champ magnétique oscillant transverse aux bobines du champ quadrupolaire [Petrich 95]. La fréquence d'oscillation doit être plus grande que le mouvement orbital des atomes dans le piège pour que les atomes ressentent un potentiel moyen et suffisamment faible devant la fréquence de Larmor pour que le spin des atomes puissent suivre adiabatiquement la rotation du champ. Ce type de piège est un TOP (Time-averaged Orbiting Potential).

D'autres géométries existent et sont utilisées avec succès pour produire des condensats de Bose-Einstein : Base-ball Trap, QUIC (Quadrupole-Ioffe Configuration Trap).

Chargement d'un piège magnétique

Dans le cadre d'un transfert d'un nuage froid d'atomes dans un piège conservatif, l'objectif primordial est de conserver la densité dans l'espace des phases initialement obtenu dans le PMO 3D. Pour un piège magnétique, cela veut dire qu'il faut un recouvrement spatial optimal entre le nuage du PMO 3D et le centre du piège magnétique. Il est obtenu en adaptant la taille du piège magnétique au nuage à charger.

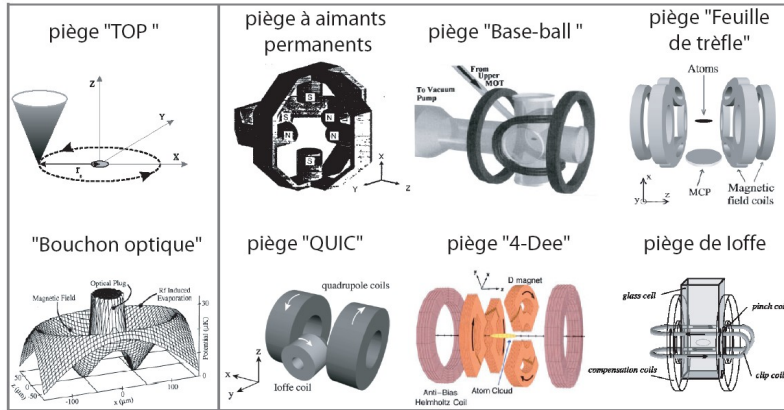


FIG. 5.1 – Revue des différentes configurations de piégeage magnétique. Figure extraite de [Fauquembergue 04].

Cette phase d'adaptation du piège magnétique précède généralement une phase de compression adiabatique du piège pour augmenter les fréquences du piège magnétique et amorcer une évaporation rapide et efficace.

Quelques techniques expérimentales existent cependant pour préparer l'échantillon atomique dans de meilleures conditions qu'un PMO 3D : la mélasse optique, le CMOT [Petrich 94] (Compressed MOT) et le Dark-SPOT MOT [Ketterle 93] (DARK SPontaneous-force Optical Trap). Cette dernière technique consiste à ne pas utiliser de faisceau repompeur au centre d'un PMO 3D. Les atomes au centre du PMO tombent dans un état dit *noir*, c'est-à-dire dans un état qui n'interagit plus avec la lumière résonnante du PMO. La densité spatiale du nuage s'en trouve ainsi augmentée (densité obtenue de l'ordre de 10^{12} atomes.cm⁻³). Le CMOT consiste quant à lui à comprimer le nuage d'atomes, soit en augmentant le gradient de champ magnétique du PMO, soit en augmentant le désaccord vers le rouge de la transition atomique des faisceaux laser du PMO 3D. Cette étape intervient avant de charger le piège magnétique et permet un meilleur recouvrement spatial entre PMO 3D et piège magnétique. L'adaptation du piège magnétique au nuage issu du PMO s'en trouve améliorée. Ces techniques de chargement ont pour objectif d'augmenter la densité dans l'espace des phases du nuage piégé. Elles permettent de s'affranchir des limites en température et en densité spatiale du PMO 3D soit en optimisant la température (mélasse optique), soit en augmentant la densité (CMOT, Dark-SPOT MOT).

5.1.3 Piège optique

Les premiers pièges dipolaires optiques : 1985 - 2000

La première réalisation d'un piège dipolaire optique fut celle de l'équipe de S. Chu en 1985 [Chu 86b]. Le piège optique était chargé à partir d'une mélasse optique 3D, elle-même chargée par un jet ralenti d'atomes de sodium. Le piège était constitué d'un seul faisceau, d'une puissance de 220 mW et d'un waist de $10 \mu\text{m}$, et pour un désaccord de -650 GHz par rapport à la résonance atomique. Quelques centaines d'atomes furent piégés à l'aide de ce dispositif.

Dans les années 1990, plusieurs équipes s'intéressèrent à la force dipolaire comme moyen d'atteindre le seuil de condensation. La première évaporation dans un piège optique fut démontrée [Adams 95]. Le piège dipolaire optique, composé de deux faisceaux laser de longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$ et de waists identiques ($15 \mu\text{m}$), était chargé à partir d'un PMO 3D. En deux secondes, une rampe d'intensité était effectuée et menait à un gain en densité dans l'espace des phases d'un facteur 30.

Vers la fin des années 1990 et après l'obtention de condensats de Bose-Einstein à l'aide de pièges magnétiques, quelques équipes s'engagèrent sur la voie de la production d'un condensat en effectuant le refroidissement évaporatif dans un piège optique dipolaire. La principale difficulté de l'évaporation tout-optique vient des conditions initiales en densité dans l'espace des phases [O'Hara 01a]. L'évaporation tout-optique ne permet pas de gagner 5 à 6 ordres de grandeur pendant cette phase comme dans un piège magnétique. 4 ordres de grandeur peuvent être au mieux atteints. Cela est dû aux difficultés de chargement. Il faut donc préparer le nuage atomique piégé optiquement de telle sorte qu'en terme de température et/ou de densité spatiale les conditions initiales favorables à l'évaporation soient réunies. Le chargement du piège apparaît donc comme une étape-clé vers la condensation tout-optique. Une étude systématique et détaillée du chargement d'un piège dipolaire optique se trouve dans la référence [Kuppens 00].

Vers la dégénérescence quantique *tout-optique*

Les premiers gaz dégénérés quantiques *tout-optiques* Les premières expériences de piège dipolaire optique menant à la dégénérescence quantique sont assez similaires en ce qui concerne la méthode [Barrett 01, Granada 02]. Il s'agit à chaque fois d'uti-

liser un piège dipolaire optique à partir d'un laser CO₂. Ce type de piège dipolaire optique est appelé QUEST (QUasi-Electrostatic Trap). Que ce soit avec un simple faisceau ou en configuration croisé, le processus de chargement est identique : après avoir allumé les faisceaux du QUEST pendant la phase de PMO 3D, le gradient de champ magnétique est coupé puis les faisceaux du PMO sont désaccordés de -20 à -25 Γ . Lors de cette phase de chargement, l'intensité du repompeur est réduite à des valeurs de l'ordre du $\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$.

Ce chargement exploite donc deux effets importants pour la suite de ces expériences. Le premier effet est d'appliquer une force de friction via les faisceaux du PMO 3D dans le volume de piégeage du QUEST [Friebel 98, Scheunemann 00] ; le désaccord des faisceaux du PMO 3D est identique à celui d'une mélasse (typiquement entre -15 Γ et -20 Γ) dans l'espace libre. Cela s'explique par le fait que l'état excité de la transition de refroidissement est à peu près déplacé de la même manière que l'état fondamental, ce qui affecte peu la résonance atomique (figure 5.2). La superposition dans le temps des faisceaux de mélasse et du piège dipolaire est alors efficace. Une force de friction s'ajoute alors à la force de piégeage dipolaire. Cet effet peut se modéliser simplement par une équation de Fokker-Planck, qui rend compte de la dynamique spatio-temporelle de la distribution atomique [O'Hara 01b].

Le second effet est dû à la réduction d'intensité du faisceau repompeur. Cela entraîne un effet similaire au Dark MOT : les atomes tombent dans un état noir et n'interagissent plus avec la lumière résonnante, ils sont alors uniquement piégés dans le QUEST. Cela entraîne une augmentation de la densité spatiale au centre du nuage piégé dans le QUEST. Cet effet est aussi utilisée pour optimiser une mélasse optique dans l'espace libre.

Différentes stratégies ont depuis été employées pour charger efficacement un piège optique et obtenir la condensation de Bose-Einstein, avec essentiellement deux longueurs d'onde : 1064-1070 nm et 10.6 μm (tableau 5.1).

Recouvrement spatial Dans la référence [Couvert 08], une puissance laser importante est requise (120 W) et on note un effort particulier pour optimiser le recouvrement spatial entre un des faisceaux du piège optique et le PMO 3D. Cela vient du fait que le refroidissement pendant la phase de chargement n'est pas réalisable².

²A 1064-1070 nm, l'état excité de la transition de refroidissement est déplacé vers des énergies supérieures à l'énergie du niveau excité dans l'espace libre (état anti-piégé), ce qui ne permet pas

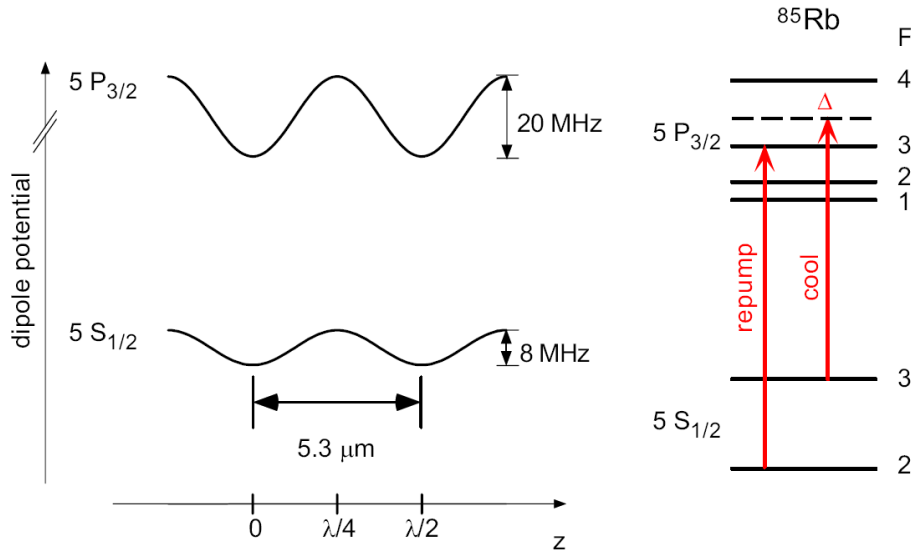


FIG. 5.2 – Niveaux d'énergie du ^{85}Rb en présence d'un réseau optique à $10.6 \mu\text{m}$. (A gauche) Ces déplacements lumineux correspondent à un réseau optique d'une puissance totale de 5 W et d'un waist de $100 \mu\text{m}$. La procédure de chargement comporte une rampe de désaccord de la fréquence piège, de -4Γ jusqu'à -18Γ , et d'une réduction d'intensité du faisceau repompeur d'un facteur 10 par rapport à l'intensité de repompeur du PMO 3D. (A droite) Schéma des niveaux d'énergie du ^{85}Rb . Figure extraite de [Friebel 98].

Les performances en terme de nombre d'atomes chargés ont été améliorées, notamment en ajoutant un gradient de champ magnétique compensant l'effet de la gravité [Weber 03, Kinoshita 05]. Cela permet d'utiliser des waists de faisceaux plus grands donc des volumes de piégeage plus importants.

Le pré-refroidissement par gradient de polarisation dans un réseau Une phase de refroidissement peut être insérée entre PMO 3D et FORT. C'est le cas dans la référence [Kinoshita 05, Han 01], où un réseau optique fortement éloigné de résonance atomique (Far-Off Resonance Lattice) est mis en place. Les faisceaux du PMO 3D sont ensuite utilisés simultanément au réseau. Cela entraîne un mécanisme de refroidissement Sisyphé sur les atomes chargés dans le réseau optique. La densité dans l'espace des phases avant même l'évaporation dans un FORT est alors de 10^{-3} .

un chargement type QUEST.

Le dimple Un moyen d'amorcer une évaporation dans des conditions optimales en densité dans l'espace des phases est la méthode dite du *dimple* [Pinkse 97]. Elle est basée sur l'idée de modifier localement un potentiel non harmonique pour augmenter localement la densité dans l'espace des phases. En créant un puits de potentiel plus petit mais plus profond au sein d'un potentiel plus grand et moins profond, ce dernier potentiel fait office de réservoir. Cette méthode a d'abord été démontrée expérimentalement dans l'équipe de W. Ketterle [Stamper-Kurn 98] puis dans la première réalisation d'un condensat de ^{133}Cs [Weber 03]. Ce n'est pas une méthode de chargement mais une alternative astucieuse à l'évaporation, qui vise à augmenter la densité dans l'espace des phases.

La longueur d'onde magique La méthode exploite une configuration de niveaux d'énergie de l'atome considéré qui permettent d'obtenir pour une longueur d'onde donnée, dite longueur d'onde *magique*, un déplacement lumineux identique sur les états fondamental et excité de la transition de refroidissement (figure 5.4). Le char-

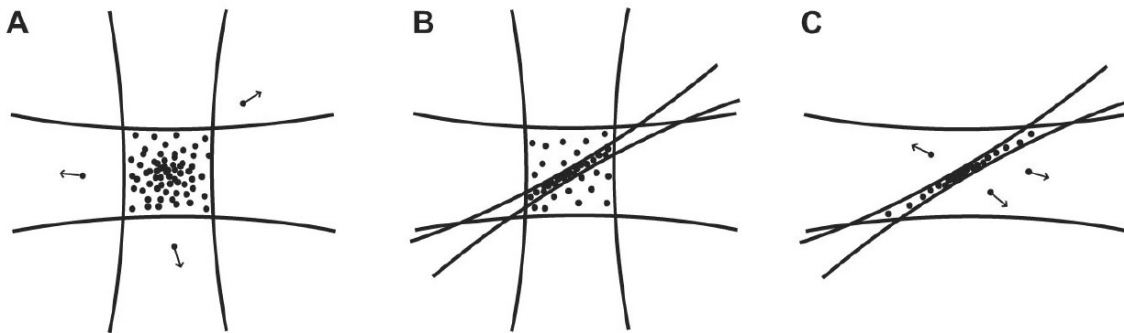


FIG. 5.3 – Illustration de la méthode dite *dimple*. (A) 10 secondes d'évaporation libre dans un piège croisé constitué de deux faisceaux de laser CO_2 . (B) Chargement dans un piège optique constitué d'un faisceau plus focalisé d'un laser Nd :YAG à 1064 nm. C'est ce faisceau qui crée la déformation locale du potentiel dipolaire optique formé par les faisceaux du laser CO_2 . (C) Evaporation en diminuant l'intensité du faisceau à 1064 nm pendant 17 secondes. Les propriétés collisionnelles du ^{133}Cs impliquent l'ajout de champ magnétique homogène pour modifier la longueur de diffusion et ainsi favoriser l'étape d'évaporation. Figure extraite de [Weber 03].

gement s'effectue tout simplement en superposant le PMO 3D et le FORT constamment, puis les faisceaux du PMO 3D sont éteints. Les atomes ressentent à la fois une force de pression de radiation et une force de piégeage dipolaire. Cette configuration permet de transférer 20% du nuage initial collecté dans le PMO 3D et présente l'avantage de charger un échantillon déjà très froid, dû à la largeur naturelle de la transition de refroidissement très fine (7.6 kHz pour le ^{88}Sr). La température Doppler limite est dans ce cas plus petite que la température de recul et vaut 440 nK. La combinaison de cette longueur d'onde de FORT dite *magique* et de l'utilisation d'une transition de refroidissement de faible largeur naturelle permet d'atteindre avant même une phase d'évaporation une densité dans l'espace des phases de l'ordre de 10^{-1} . Cette méthode est particulièrement adaptée aux alcalino-terreux tel que le strontium [Ido 00] ou le calcium [Grain 07], mais les mauvaises propriétés collisionnelles de ces espèces empêchent un refroidissement évaporatif menant à la dégénérescence quantique.

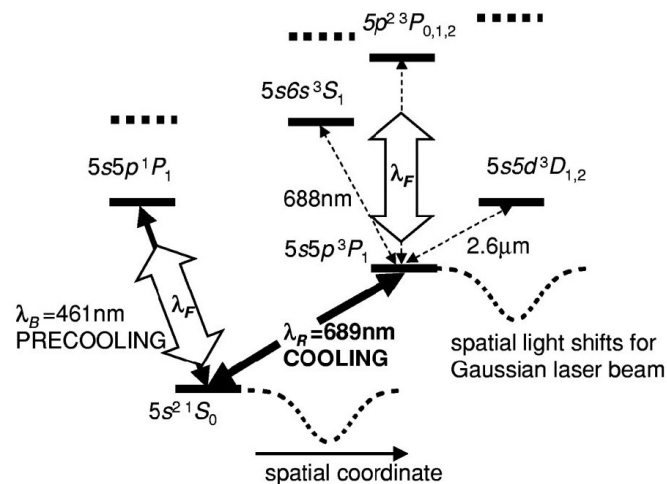


FIG. 5.4 – Illustration de la longueur d'onde magique. Le FORT, de longueur d'onde $\lambda_F = 800 \text{ nm}$ induit un même déplacement lumineux pour les états 1S_0 et 3P_1 , respectivement état fondamental et état excité de la transition de refroidissement. Un refroidissement Doppler uniforme sur l'ensemble du FORT est alors réalisable en allumant ensemble les faisceaux du PMO 3D et du FORT. Figure extraite de [Ido 00].

Autres approches Il existe d'autres approches plus récentes. Il s'agit à chaque fois d'associer un champ magnétique et un FORT pour tirer avantage soit d'une évapora-

tion rapide [Hung 08] ou d'un nombre d'atomes condensés plus important (de l'ordre de quelques 10^5 atomes) [Porto 08]. On peut également noter une stratégie de chargement adapté au ^{52}Cr , où les atomes sont d'abord accumulés dans un état métastable pour être ensuite refroidis par évaporation dans l'état fondamental [Beaufils 08].

Référence	Atome	Source	λ_{FORT} (nm)	Configuration	Champ magnétique (si oui : G.cm ⁻¹)	P (W)	Waist (μ m)
[?]	⁸⁵ Rb	Nd :YAG	1064	1 faisceau	Non	0.6-0.9	9 \pm 1
[Adams 95]	¹³³ Cs	Nd :YAG	1064	croisé	Non	8	15 \times 15
[Barrett 01]	⁸⁷ Rb	Laser CO ₂	10600	croisé	Oui	24	50 \times 50
[Weber 03]	¹³³ Cs	Laser CO ₂	10600	croisé	Oui	100	600 \times 600
[Kinoshita 05]	⁸⁷ Rb	Nd :YAG	1064	1 faisceau	Oui	0.09	30
[Granade 02]	⁶ Li	Laser CO ₂	10600	1 faisceau	Non	65	300 \times 300 → 50 \times 50
[Couvert 08]	⁸⁷ Rb	Amplificateur à fibre dopé Yb	1072	croisé	Non	120	40 \times 150
[Hung 08]	¹³³ Cs	Amplificateur à fibre dopé Yb	1064	croisé	Oui	3.5	540 \times 620
Notre dispositif	⁸⁷ Rb	Amplificateur à fibre dopé Er	1565	croisé	Non	60	30 \times 150

TAB. 5.1 – *Comparaison entre différentes équipes qui utilisent un FORT. La puissance optique P est celle focalisée sur les atomes et non la puissance maximale de la source laser considérée.*

5.2 Chargement dans un piège dipolaire optique à 1565 nm

5.2.1 Introduction

Nous avons vu dans la section précédente les différents effets physiques favorisant le transfert d'un nuage d'atomes froids vers un piège dipolaire optique. Pour amorcer une évaporation efficace, il faut typiquement atteindre une densité dans l'espace des phases de l'ordre de $\rho_i \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ et un taux de collision initial γ_i de l'ordre du kHz. Un recouvrement spatial optimal entre PMO 3D et FORT, une densité spatiale plus importante que celle d'un PMO 3D et la simultanéité d'une force de friction (mélasse optique) et d'une force de piégeage (FORT) sont les points essentiels qui favorisent le transfert d'un nuage d'atomes froids dans un piège dipolaire optique. Le fait que le déplacement lumineux de l'état $5P_{3/2}$ soit environ 42 fois plus important que celui de l'état $5S_{1/2}$ nous a permis de réaliser une tomographie dans le FORT (voir chapitre 4). Mais cet aspect est défavorable si nous voulons mettre en place un chargement similaire aux autres expériences de condensation tout-optique du ^{87}Rb . En effet, la superposition du piège dipolaire optique avec le PMO 3D induit un chauffage très important. Dans cette section, nous présentons deux stratégies différentes de chargement en exploitant quelques-uns des effets vus dans cette première section et en prenant compte de la configuration de déplacements lumineux du ^{87}Rb à 1565 nm défavorable au chargement du FORT. La première approche permet de s'affranchir des déplacements lumineux induits par le FORT sur la transition de refroidissement pendant le chargement. La seconde approche, au contraire, exploite ses déplacements lumineux en dédiant un faisceau du FORT au chargement et un second faisceau à l'évaporation.

5.2.2 Le *chopper*

Principe

Cette procédure de chargement est directement inspirée des idées exposées dans [Dalibard 83] et du résultat concernant un piège dipolaire optique fortement éloigné de la résonance atomique [?]. L'idée principale consiste à alterner rapidement une force de friction (faisceaux du PMO 3D) et une force dipolaire (FORT) pendant la

phase de chargement. Les phases de refroidissement et de piégeage optique sont ainsi découplées. Dans notre cas, l'effet du FORT sur la transition de refroidissement est défavorable à un chargement *en continu*, réalisé à d'autres longueurs d'ondes. Ce type de chargement permet de s'affranchir des déplacements lumineux induits par le FORT tout en conservant une force de pression de radiation efficace. En effet, ce chargement découple temporellement les deux effets espérés dans un processus de chargement. Le principal avantage est qu'il nous affranchit d'éventuels déplacements lumineux de la transition de refroidissement défavorables à une stratégie du type Laser CO₂, où les faisceaux PMO 3D et FORT sont superposés en même temps. La condition à respecter pour que la méthode chopper soit valide est la suivante : la fréquence à laquelle les forces de friction et de piégeage s'alternent doit être plus élevée que la fréquence qui correspond au temps caractéristique de redistribution des atomes dans le FORT.

Nous avons employé cette méthode de chargement dite *méthode chopper* dans le cadre de la première version du FORT. Nous avons pu constater que le nombre maximal d'atomes chargés dans le FORT l'étaient pour des tailles de piège croisé plus petites que pour une tentative élémentaire de chargement, où les faisceaux du FORT sont allumés après l'extinction totale des faisceaux du PMO 3D.

Expérience

Mise en oeuvre Pour implémenter cette méthode de chargement dans une séquence expérimentale, nous utilisons le contrôle informatique décrite dans le chapitre 2. L'extinction et l'allumage des faisceaux du PMO 3D et du FORT se font respectivement par une tension de consigne envoyée sur le VCO (Voltage Controlled Oscillator) d'un modulateur acousto-optique à 780 nm et sur les électrodes du modulateur électro-optique à 1565 nm. Nous avons inséré, par souci de simplicité et de souplesse d'utilisation, un générateur de fonction (modèle DS-345 Stanford Research Instruments) entre le séquenceur et les modulateurs. La fonction créneau, qui permet d'alterner les deux types de faisceaux, est définie sous MATLAB, avant d'être envoyée via un port GPIB au générateur de fonctions. Ce dernier est déclenché par un signal provenant du séquenceur pendant la phase du chargement. Le générateur de fonctions gère le contrôle d'intensité des deux faisceaux.

Séquence La procédure de chargement (figure 5.5) est la suivante : après avoir chargé quelques 10^8 atomes dans le PMO 3D, nous effectuons une première étape dite de compression du PMO 3D (méthode du CMOT) en augmentant le désaccord des faisceaux pièges. Cela a pour effet de comprimer le nuage au prix d'une perte d'atomes. Les 10^7 atomes restants sont ensuite chargés dans le FORT. La seconde étape, dite chargement *chopper*, est réalisée. Elle consiste à alterner faisceaux du PMO 3D et faisceaux du FORT. Le FORT est constitué de deux faisceaux d'environ 25 W chacun ³. Les waists à l'endroit du croisement sont de $200 \mu\text{m}$ chacun (estimé par tomographie).

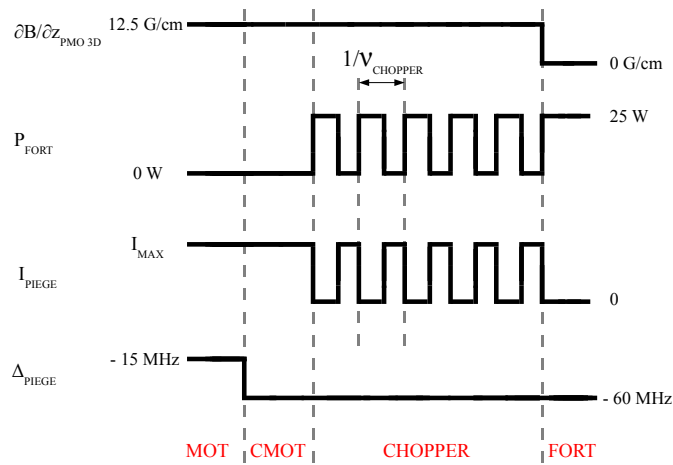


FIG. 5.5 – Séquence de chargement chopper. Le gradient de champ magnétique du PMO 3D (12.5 G.cm^{-1}) est maintenu jusqu'au début de la phase de FORT.

Résultats Nous avons mesuré, avec l'imagerie par absorption, le nombre d'atomes et la température de l'échantillon piégé dans le FORT après 100 ms de temps de tenue. Nous avons d'abord fixé la fréquence du *chopper* $\nu_{chopper}$ à 2kHz (soit 20 fois la fréquence moyenne du FORT ν_{FORT}). Nous avons vérifié que les atomes ne voient plus en moyenne la combinaison des deux forces en présence (figure 5.6) quand $\nu_{chopper} \leq \nu_{FORT}$. Sur la figure 5.6, nous observons que le nombre d'atomes maximum est atteint pour une fréquence chopper de 3 kHz. Le fait que le nombre d'atomes diminue à plus haute fréquence vient d'un recouvrement entre force dipolaire et force de friction estimé à $20 \mu\text{s}$ par cycle.

³L'asservissement d'intensité mis en place sur la première version du FORT nous limite en terme de puissance optique.

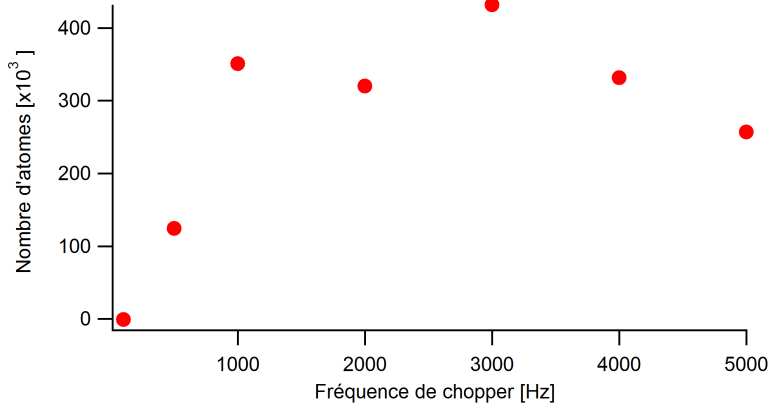


FIG. 5.6 – Nombre d’atomes chargés dans le FORT en fonction de la fréquence chopper. On remarque que pour des fréquences de l’ordre de la centaine de Hz, c’est-à-dire du même ordre de grandeur que les fréquences de piégeage, le nombre typique d’atomes chargés dans le FORT est quasi-nul. Les mesures sont effectués après un temps de tenue dans le FORT de 100 ms.

Nous avons mis en place un ajustement entre phase de refroidissement et phase de piégeage dipolaire (5.7) : en créant un *chopper* où le temps des faisceaux FORT est plus grand que les faisceaux du PMO 3D, le nombre d’atomes chargés augmente. Pour comprendre pourquoi il est important d’attribuer des temps différents entre faisceaux PMO 3D et FORT dans une période de *chopper*, nous allons estimer les temps caractéristiques des deux effets.

Le temps d’un cycle de fluorescence dans un PMO 3D pour un atome peut être estimé par l’expression suivante :

$$\tau_{PMO} = \frac{1}{\Gamma s_0} \quad (5.5)$$

$$\text{avec } s_0 = \frac{I/I_{sat}}{4(\delta/\Gamma)^2 + 1} \quad (5.6)$$

Γ étant la largeur naturelle de la transition considérée, δ le désaccord en fréquence des faisceaux du PMO et I_{sat} l’intensité de saturation. Dans notre cas, τ_{PMO} est de l’ordre de la milliseconde. Le temps caractéristique du FORT, τ_{FORT} correspond à l’inverse de la fréquence moyenne de piégeage, estimé à une centaine de Hz. Nous obtenons donc le rapport suivant :

$$\frac{\tau_{FORT}}{\tau_{PMO}} \approx 10 \quad (5.7)$$

Pour alterner PMO 3D et FORT et conserver un équilibre entre les deux phases alternées, il faut donc environ 10 fois moins de temps de PMO que de temps de FORT. Ce qui nous amène à prévoir un paramètre $\alpha \approx 0.9$ (5.8). Ce paramètre α permet de fixer, sur une période caractéristique du *chopper*, des temps différents pour le FORT et les faisceaux du PMO 3D (figure 5.7). Cette estimation de α est en accord avec la valeur expérimentale de α . La figure 5.8 présente le nombre d'atomes piégés en fonction de ce paramètre α . On constate que le nombre d'atomes diminue sensiblement pour des valeurs de α inférieure à 0.8.

L'effet principal attendu dans ce type de chargement est un refroidissement de l'échantillon atomique piégé ou au pire une absence de chauffage lors du transfert entre piège dissipatif et piège conservatif. Nous avons mesuré par temps de vol la température du nuage piégé après un temps de tenue dans le FORT de 100 ms (5.9). Une diminution de la température est observée et tend vers une valeur constante de $38 \mu\text{K}$ après 50 ms de chargement, sans que le nombre d'atomes évolue

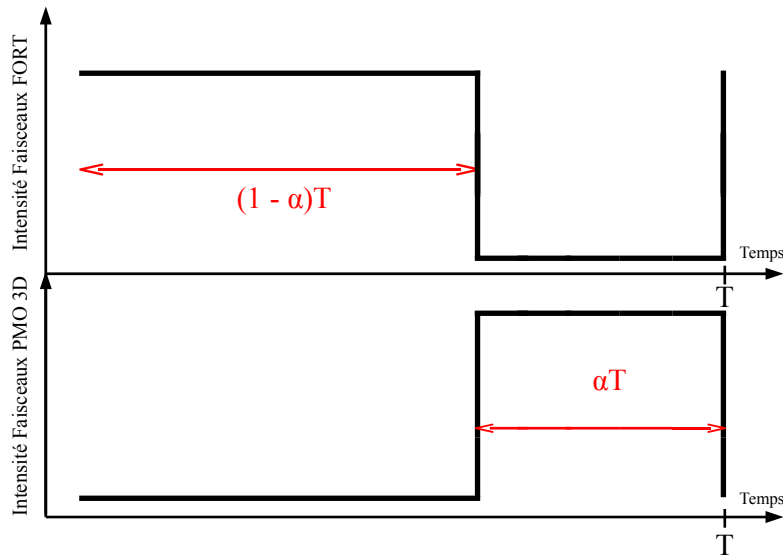


FIG. 5.7 – Ajustement du rapport entre force de friction et force de piégeage dipolaire. Une période T caractéristique est représentée en abscisse. Les variations d'intensité des faisceaux PMO 3D et FORT sont représentées en ordonnée. Le paramètre sans dimension α ($\alpha < 1$) permet d'ajuster le rapport entre les deux types de forces : quand $\alpha > 0.5$, le temps où le FORT est allumé est plus grand que le temps imparti aux faisceaux du PMO 3D. En pratique, l'optimum de chargement est obtenu pour $\alpha \approx 0.7 - 0.9$.

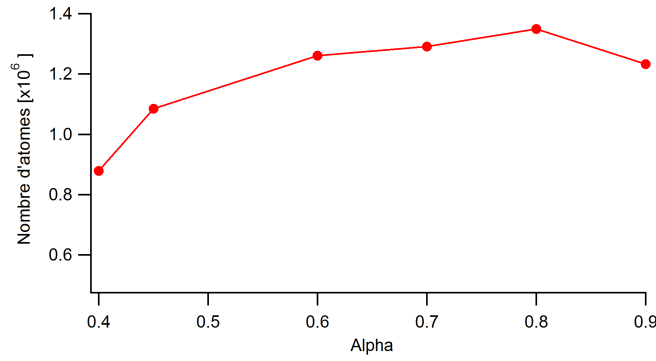


FIG. 5.8 – Nombre d'atomes chargés dans le FORT en fonction du rapport entre refroidissement et piégeage dipolaire. Ces mesures ont été réalisées avec la première version du FORT. On remarque que l'optimum de chargement est atteint pour une valeur de $\alpha \approx 0.7 - 0.8$, ce qui est cohérent avec les temps caractéristiques liés aux PMO 3D et FORT.

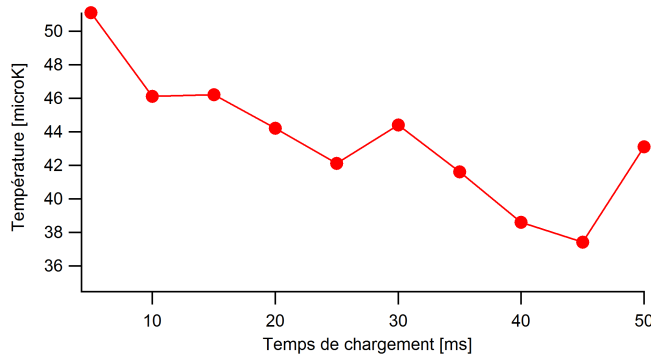


FIG. 5.9 – Température du nuage chargé dans le FORT en fonction du temps de chargement. Les mesures sont prises après un temps de tenue dans le FORT de 500 ms. La fréquence de chopper est de 2 kHz et α vaut 0.7.

significativement (figure 5.10). Les conditions initiales en terme de densité dans l'espace des phases sont donc améliorées d'un facteur 2.5. Cela est bien en-dessous du gain typique attendu pendant la phase de chargement d'un piège dipolaire optique (deux ordres de grandeur).

Limites du chargement *chopper* Malgré un nombre d'atomes approchant 10^6 et une température de quelques dizaines de μK , ce chargement ne nous permet pas d'enchaîner sur un refroidissement évaporatif. La densité dans l'espace des phases initiale ($\approx 10^{-6}$) n'est pas suffisamment importante pour démarrer une évaporation

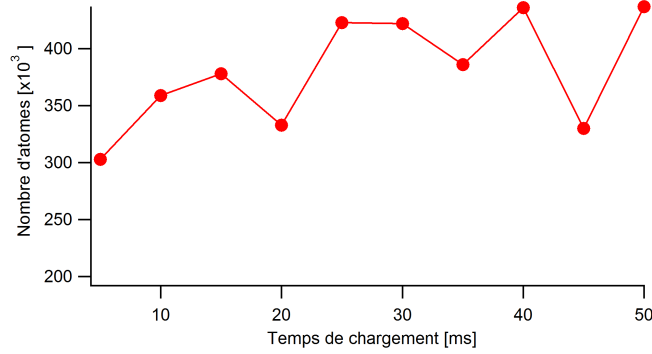


FIG. 5.10 – Nombre d’atomes dans le nuage chargé dans le FORT en fonction du temps de chargement. Les mesures sont prises après un temps de tenue dans le FORT de 500 ms. La fréquence de chopper est de 2 kHz et α vaut 0.7.

dans cette première version du FORT. La fréquence moyenne de piégeage étant d’environ 100 Hz, nous estimons le taux de collisions initial γ_i à quelques collisions par seconde, ce qui est insuffisant pour amorcer une évaporation tout-optique⁴ (il faut plutôt que γ_i soit de l’ordre de quelques centaines s^{-1}). De plus, le facteur $\eta = U/k_B T$ (voir chapitre 1) étant de 2.5, les lois d’échelle de l’évaporation dans un piège optique données par la référence [O’Hara 01a] rendent l’évaporation très peu efficace. Cette méthode dite *chopper* nous affranchit des déplacements lumineux induits par le champ lumineux à 1565 nm sur l’atome de ^{87}Rb , mais les performances en terme de densité dans l’espace des phases et de taux de collision couplées avec des problèmes techniques de contrôle d’intensité à 1565 nm nous ont amené à réfléchir à une autre stratégie de chargement. Cette stratégie, présentée dans la section suivante, exploite les déplacements lumineux pour charger les atomes dans le piège dipolaire optique tout en les refroidissant.

⁴Une différence supplémentaire avec les autres types de chargement est que nous sommes, comme c’est le cas dans un PMO, limité en densité spatiale. Cet effet que nous ne retrouvons pas dans la chargement *chopper* permet de compenser le faible volume de capture des pièges optiques. La diminution de l’intensité du repompeur n’a pas été mise en place sur cette procédure de chargement : cette étude mériterait sûrement d’être menée.

5.2.3 Refroidissement et chargement simultanés

Introduction

Une seconde stratégie a été mise en place sur l'expérience. Les résultats obtenus correspondent à la seconde version du banc laser à 1565 nm (voir chapitre 3). C'est ce chargement qui nous a permis d'amorcer par la suite un refroidissement évaporatif et d'atteindre la condensation de Bose-Einstein *tout-optique*, inédite à cette longueur d'onde⁵.

Principe

Le principe de ce chargement repose toujours sur une contribution simultanée entre refroidissement et piégeage dipolaire, et nous allons adapter les faisceaux du PMO 3D en terme de désaccord par rapport à la résonance atomique. Le tableau 5.2 nous permet de comparer la situation d'un FORT à 1565 nm aux cas déjà existants à 1 et 10 μm . En présence d'un champ laser, la transition de refroidissement est soit peu affectée (Laser CO₂ à 10.6 μm), soit l'état excité est anti-piégé (Nd :YAG à 1064 nm et Amplificateur à fibre à 1070 nm). Le premier cas permet de refroidir pendant le chargement. Le second cas ne le permet pas et exige une puissance importante pour compenser l'absence de refroidissement par une profondeur initiale de piège plus importante. A 1565 nm, les déplacements lumineux induits par le FORT que nous avons étudié dans le chapitre 4 ne nous permettent pas de fixer indépendamment la géométrie de notre piège croisé et un désaccord adéquat pour les faisceaux du PMO 3D.

En voulant adapter le déplacement lumineux pour procéder à un refroidissement dans le FORT, le piège optique est trop peu profond (de l'ordre de la centaine de μK) et le taux de collisions trop faible pour amorcer une évaporation (figure 5.11).

⁵Nous avons eu connaissance cette année du travail réalisé dans l'équipe de W. Phillips, qui utilise un piège optique à 1565 nm pour obtenir un condensat [Porto 08]. La différence majeure avec notre démarche est que le refroidissement évaporatif est effectué d'abord dans un piège magnétique quadrupolaire et qu'il se termine dans un piège optique de quelques watts. C'est une approche totalement hybride qui exploite pour le chargement le volume de capture plus important du piégeage magnétique. Cette approche permet d'obtenir en un peu moins de 20 secondes d'évaporation un condensat de quelques 10^6 atomes

Dans le cas contraire, la structure des niveaux d'énergie du ^{87}Rb et le déplacement lumineux de la transition de refroidissement empêchent un chargement efficace mais le piège optique est assez profond (environ 2 mK) pour commencer une évaporation (figure 5.12). Nous allons donc, pour charger efficacement ce FORT et entamer une évaporation, découpler le chargement et le piégeage dans le FORT en adaptant la géométrie du FORT à la structure hyperfine du ^{87}Rb . Un premier faisceau, de waist 150 μm et de puissance maximale 35 W, va être principalement utilisé pour charger le FORT. Nous le nommerons par la suite *faisceau de chargement*. Un second faisceau, de waist 30 μm et de puissance maximale 25 W, remplira la fonction de piégeage ; c'est-à-dire qu'il assurera un taux de collisions et une profondeur suffisants pour amorcer l'évaporation. Nous le nommerons par la suite *faisceau de piégeage*.

Séquence expérimentale

Après avoir collecté quelques 10^9 atomes dans le PMO 3D, le FORT est allumé, avec une puissance maximale sur le premier faisceau (de waist 150 μm), soit environ 35 W et un second faisceau (de waist 30 μm) allumé à 20 % de sa puissance maximale, soit 5 W. Nous augmentons ensuite le désaccord des faisceaux par rapport à la fréquence dite *piège* pour une phase de compression (CMOT en présence du FORT) (figure 5.13). La dernière étape consiste à augmenter, en quelques ms, la puissance du *faisceau de piégeage* à la puissance maximale⁶. Nous conservons le gradient de champ magnétique du PMO 3D qui aide sensiblement à conserver les atomes dans le *faisceau de chargement* pendant ce transfert entre les deux faisceaux qui composent

λ_{FORT} (nm)	$\alpha_g - 5S_{1/2}$ [a ₀ ³]	$\alpha_e - 5P_{3/2}$ [a ₀ ³]	α_e/α_g
1565	412.18	17134	41.57
1064	676.79	-696.83	-1.03
10 600	310.37	1070.14	3.45

TAB. 5.2 – *Polarisabilités scalaires associées à trois longueurs d'onde de piège dipolaire optique.*

⁶Nous avons remarqué par la suite que l'évaporation pouvait être amorcé quand la puissance du *faisceau de piégeage* était comprise entre 70 et 100 % de la puissance maximale.

Faisceau de chargement

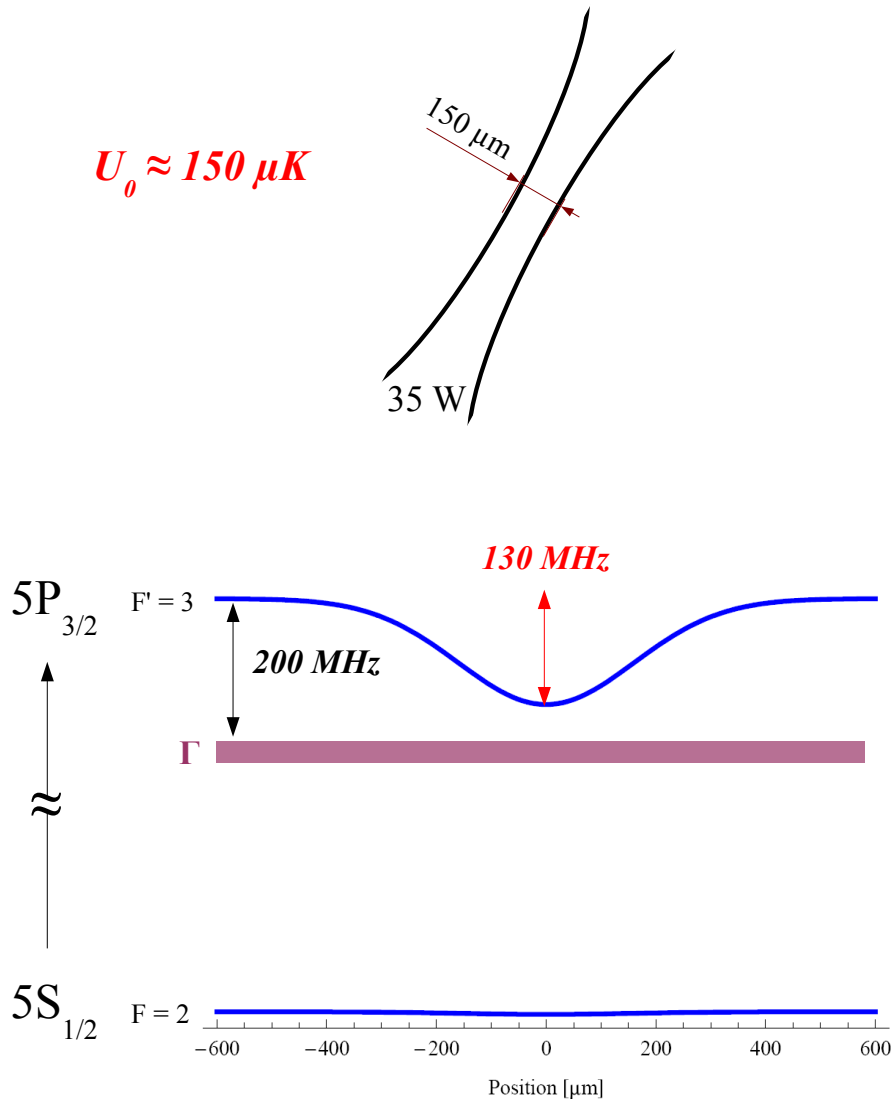


FIG. 5.11 – Configuration d’un faisceau à 1565 nm adapté au chargement. Le déplacement lumineux de la transition, dominé par celui de l’état excité, prend une valeur qui permet de refroidir les atomes pendant la phase de chargement. Cependant le faisceau, avec un waist de $150 \mu\text{m}$ et une puissance de 35 W , ne permet pas une évaporation efficace.

Faisceau de piégeage

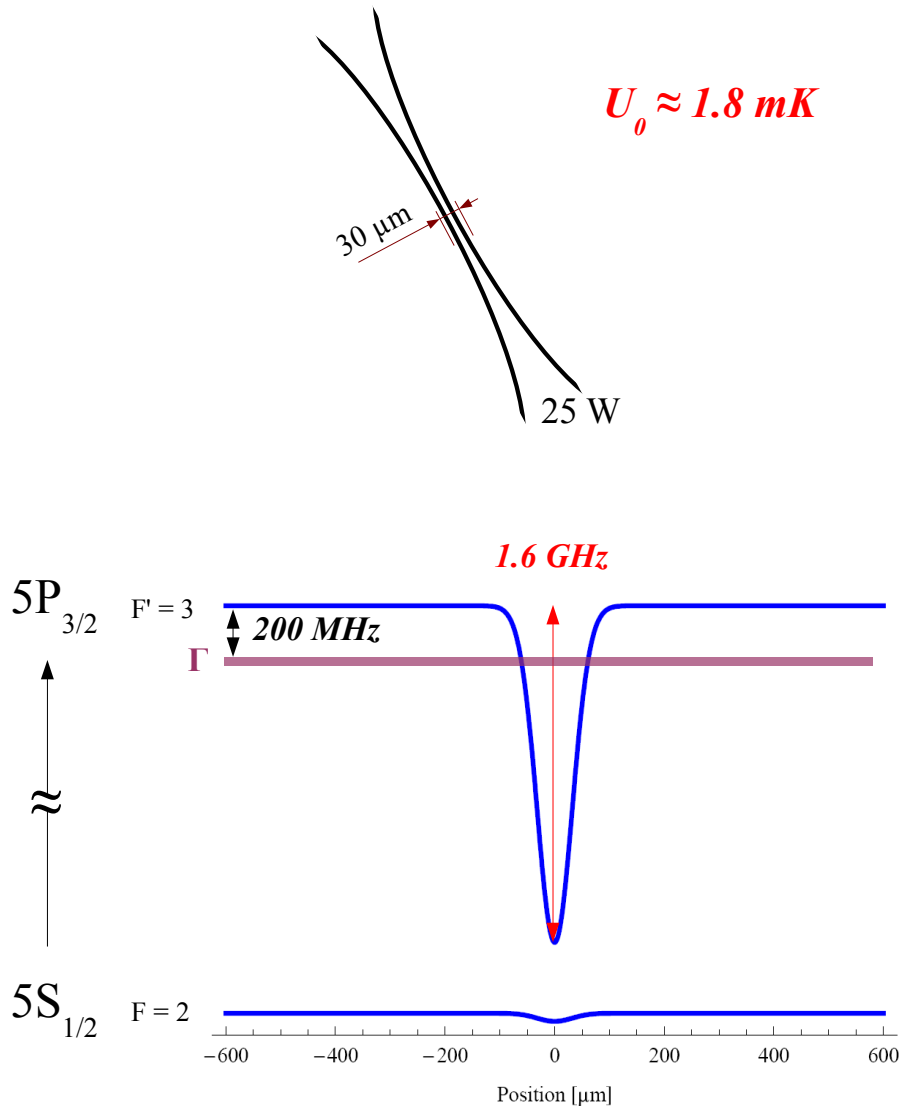


FIG. 5.12 – Configuration d'un faisceau à $1565\ \text{nm}$ adapté au piégeage. Le faisceau, avec un waist de $30\ \mu\text{m}$ et une puissance de $25\ \text{W}$, permet une évaporation efficace. Le déplacement lumineux de la transition, dominé par celui de l'état excité, prend une valeur qui ne permet pas de refroidir les atomes pendant la phase de chargement.

le FORT.

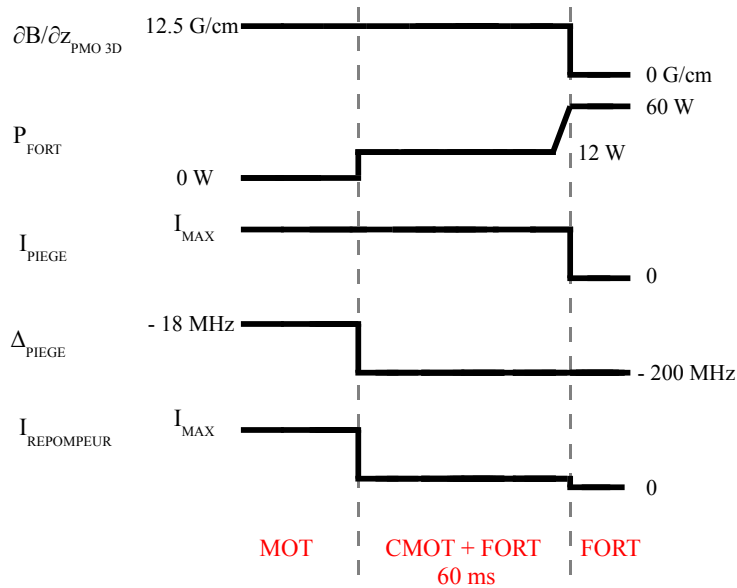


FIG. 5.13 – *Séquence de chargement.*

Refroidissement adapté au FORT

La différence avec une compression de PMO (CMOT) traditionnelle vient du fait que le FORT est toujours allumé : une force de friction assurée par les faisceaux de PMO 3D est alors appliquée sur les atomes situés à l'intérieur du FORT. Les faisceaux de PMO 3D sont sur le rouge de la transition de refroidissement en présence du *faisceau de chargement* (figure 5.11). Cela signifie qu'il existe bien une friction dans cette zone du FORT, ralentissant les atomes. Ils seront préférentiellement conservés dans le FORT, même si ces atomes ont une énergie qui leur permet de s'échapper du piège optique.

Le gradient de champ magnétique du PMO 3D reste allumé pendant le chargement. Il joue un rôle très important dans le chargement car il permet d'exercer une force de rappel sur les atomes piégés dans le *faisceau de chargement*, ce qui a pour effet de les ramener au croisement des *faisceaux de piégeage et de chargement*. Nous avons observé qu'il est très important de superposer le zéro de champ magnétique avec le *faisceau de chargement*. Nous pouvons gagner jusqu'à un facteur 2 dans le nombre d'atomes chargés dans le FORT.

Dans notre configuration, le processus de refroidissement dans le FORT se fait dans

le *faisceau de chargement* (figure 5.11). Nous avons vérifié cela expérimentalement en chargeant un FORT composé uniquement de ce faisceau. Par temps de vol, nous avons estimé la température *transverse* du nuage à $28 \mu\text{K}$. Mais l'intensité de ce faisceau n'est pas suffisante pour constituer à lui seul un piège efficace. Les atomes ne sont pas piégés dans la direction longitudinale du *faisceau de chargement*. Le second faisceau, de waist $30 \mu\text{m}$, assure le confinement du FORT. Nous nous trouvons donc dans une situation où un premier faisceau de plus grand waist capture et refroidit les atomes et un second faisceau assure le piégeage.

La figure 5.14 montre que la valeur du désaccord pour laquelle le chargement est optimum en nombre d'atomes est de 200 MHz. C'est un désaccord plus important que pour un CMOT en l'absence du FORT. Cela correspond à un refroidissement des atomes concernés par les déplacements lumineux induit par le FORT sur la transition de refroidissement. Nous remarquons d'autre part que le nombre d'atomes diminue brutalement vers une valeur de désaccord de -250 MHz. Cela correspond à l'écart entre les niveaux $|F' = 2\rangle$ et $|F' = 3\rangle$ de l'état $5P_{3/2}$ (soit plus exactement 267 MHz) : les faisceaux du PMO 3D vont alors être proches de la résonance atomique qui correspond à la transition *dépompeur* dans l'espace libre $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Les atomes situés sur les bords du FORT, où les états $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ sont peu affectés par le FORT, vont alors subir cette transition et seront perdus pour le refroidissement dans le FORT.

Dark MOT induit dans le FORT

Pendant le chargement, le désaccord associé à la fréquence du repompeur reste inchangé. Les déplacements lumineux induits par le FORT sur la structure interne du ^{87}Rb fait que l'effet du repompeur devient inefficace au centre du piège. Au centre du FORT (*faisceau de chargement* à pleine puissance et *faisceau de piégeage* à 20 % de sa puissance maximale), la fréquence repompeur devient fortement éloignée de la transition repompeur affecté par le FORT. En effet, la probabilité pour qu'un atome effectue cette transition est donnée par la section efficace d'absorption σ_0 :

$$\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (5.8)$$

où δ est le désaccord par rapport à la transition considérée. Sachant que la transition de refroidissement est décalée d'environ -400 MHz pendant le chargement au centre

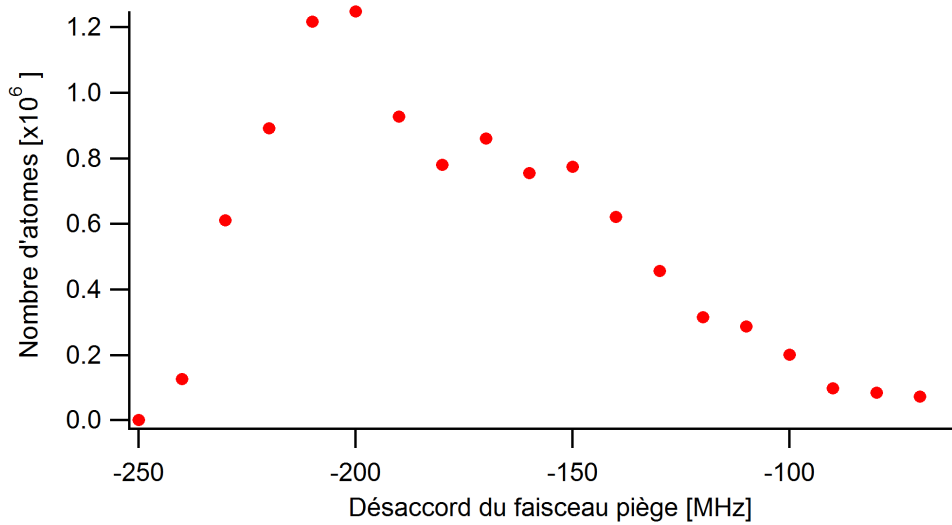


FIG. 5.14 – Nombre d'atomes chargés dans le FORT en fonction du désaccord de la fréquence piège du PMO 3D. L'optimum se situe vers -200 MHz. Cette valeur correspond à l'optimum de désaccord pour un refroidissement efficace dans le premier faisceau de $150 \mu\text{m}$, dit faisceau de chargement. La décroissance brutale du nombre d'atomes pour des valeurs inférieures à -210 MHz s'explique par la proximité de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ pour les atomes éloignés du centre du FORT. Les atomes tombent alors dans $|F = 1\rangle$ dans ces zones éloignées du centre du FORT et sont perdus pour le refroidissement dans le FORT.

du FORT (faisceau de chargement à 35 W et faisceau de piégeage à 5 W), la section efficace d'absorption est environ 600 fois moins importante au centre du FORT que dans l'espace libre. Cela implique un effet analogue au Dark-SPOT MOT et nous affranchit de la limite en densité spatiale inhérent au PMO 3D. De plus, l'intensité du repompeur est réduite de la valeur utilisée dans le PMO 3D à quelques pourcents de cette valeur. Cela amplifie l'effet qui transfère les atomes dans un état dit noir ($|F = 1\rangle$ de $5S_{1/2}$), qui n'interagit plus avec les faisceaux du PMO 3D.

La probabilité pour un atome de tomber dans cet état noir est amplifiée par l'effet du FORT sur les niveaux d'énergie du ^{87}Rb . Pour l'état $5P_{3/2}$, la base des états hyperfins $\{F, m_F\}$ n'est plus la base des états propres du système. La conséquence directe est une plus grande probabilité ($\approx 10^{-2}$) pour un atome de ^{87}Rb de tomber dans le niveau $|F = 1\rangle$ de l'état $5S_{1/2}$, en comparaison avec cette probabilité dans l'espace libre ($\approx 10^{-3}$). Il est possible d'estimer cet effet en diagonalisant l'hamiltonien H_{total} vu au chapitre 4.

Nous avons mis en évidence cet effet de dépompage des atomes dans le FORT en prenant des images par absorption après un temps de tenue dans le FORT. Le faisceau sonde étant asservi sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, nous pouvons quantifier le taux de transfert des atomes dans $|F = 1\rangle$ en prenant des images avec ou sans pulse de faisceau repompeur ($|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$) avant le pulse de faisceau sonde. Le transfert des atomes dans $|F = 1\rangle$ est estimé à 95%.

Résumé

Cette stratégie de chargement nous permet finalement de débiter un refroidissement évaporatif dans des conditions comparables aux expériences existantes à 10 μm . Les conditions initiales avant l'évaporation sont :

- le nombre d'atomes N est compris entre 1 et 2×10^6 ,
- la température T est compris entre 120 et 150 μK ,
- la fréquence moyenne de piégeage $\omega_{trap}/2\pi$ est estimée à 1,1 kHz,
- le taux moyen de collision γ est de l'ordre de 1000 s^{-1} ,
- et la densité dans l'espace des phases est de l'ordre de 10^{-4} .

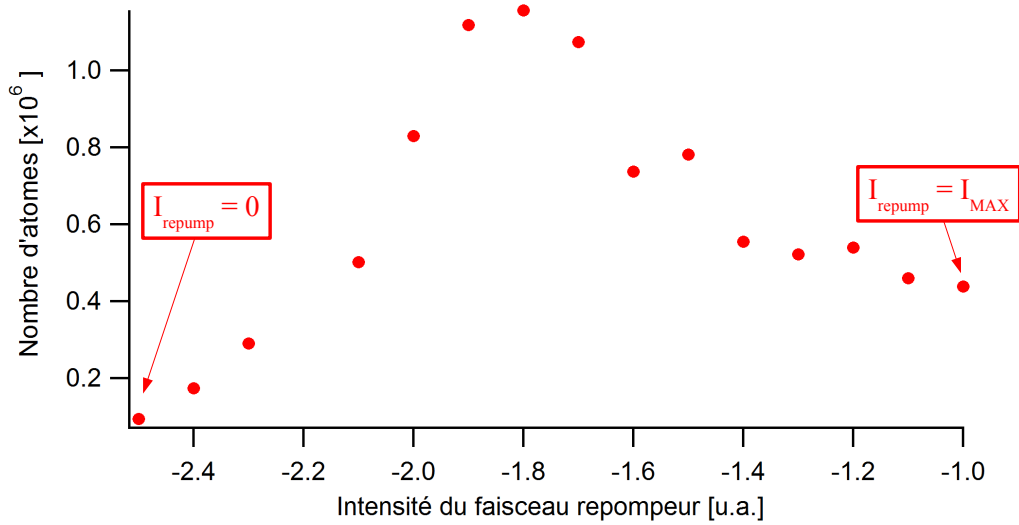


FIG. 5.15 – *Effet de dépompage pendant le chargement. Nous estimons que le nombre maximum d'atomes chargés dans le FORT correspond à quelques $\mu\text{W}/\text{cm}^{-2}$. L'axe des abscisses correspond à la tension de contrôle de l'amplitude rf du VCO du modulateur acousto-optique. Nous ne pouvons pas obtenir une calibration fiable entre tension de contrôle et intensité lumineuse car le MAO est situé avant l'amplificateur de lumière. Ce dernier a un comportement non linéaire dans l'amplification et différent suivant sa configuration (si on amplifie une ou deux fréquences à travers le même amplificateur).*

5.3 Évaporation dans un piège dipolaire optique

5.3.1 Principe

Le principe de l'évaporation reste inchangé par rapport à celui qui s'applique dans le cas des pièges magnétiques. La mise en oeuvre expérimentale se fait en diminuant l'intensité lumineuse I_{FORT} . C'est ce point qui différencie le cas du piégeage optique du piégeage magnétique (figure 5.16) : le taux de collisions dans un piège optique étant proportionnel à $\sqrt{I_{FORT}}$, l'efficacité de l'évaporation diminue avec l'intensité lumineuse. Il faut alors porter une attention particulière aux conditions initiales avant l'évaporation : taux de collisions et densité dans l'espace des phases.

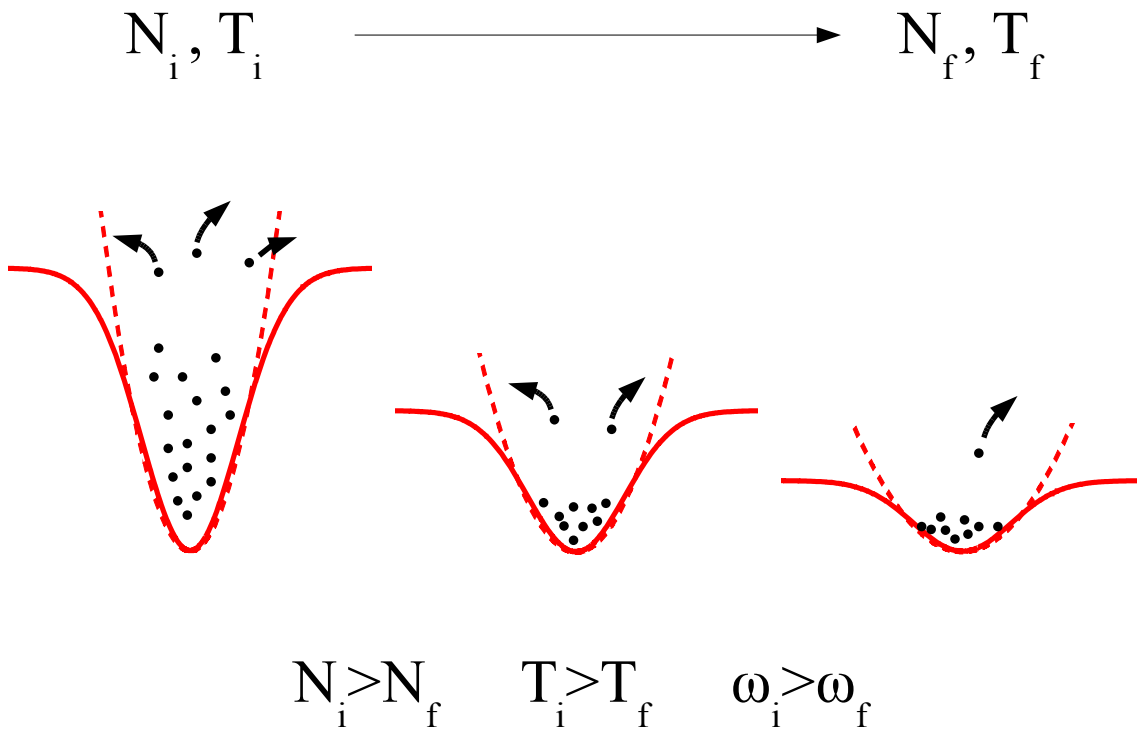


FIG. 5.16 – Principe du refroidissement évaporatif dans un piège optique. Les courbes tiretées représentent l'approximation harmonique pour chaque potentiel gaussien optique de la figure. En diminuant l'intensité lumineuse du FORT, on diminue également les fréquences de piégeage qui fixent le taux de collision à nombre d'atomes et température fixés.

5.3.2 Lois d'échelle pour un piège optique

Reprenons l'approche qualitative vue dans la section 1.2.2 du premier chapitre. Nous avons toujours la variation d'énergie totale de N atomes à température T dans un potentiel harmonique U s'écrit :

$$\dot{E} = 3\dot{N}k_B T + 3Nk_B \dot{T} \quad (5.9)$$

Dans un piège optique, évaporer signifie que la forme du potentiel U est modifiée (figure 5.16). Si nous considérons que ce changement est adiabatique, la variation d'énergie totale du système due à la variation de U s'écrit [O'Hara 01a] :

$$\dot{E}_{shape} = \frac{E}{2} \frac{\dot{U}}{U} \quad (5.10)$$

$E/2 = 3/2Nk_B T$ étant la valeur de l'énergie potentielle à l'approximation harmonique. Ce terme supplémentaire est à considérer dans la variation d'énergie totale liée à l'évaporation :

$$\dot{E}_{evap} = (\eta + \kappa)\dot{N}k_B T + \frac{1}{2} \frac{\dot{U}}{U} 3Nk_B T \quad (5.11)$$

Si nous négligeons les collisions inélastiques ou les pertes dues au gaz résiduel, nous pouvons égaliser les relations 5.9 et 5.11. Ainsi, nous obtenons :

$$\frac{\dot{N}}{N} = \frac{1}{2} \frac{3}{(\eta + \kappa - 3)} \frac{\dot{U}}{U} \quad (5.12)$$

Nous en déduisons la loi d'échelle suivante :

$$\frac{N_f}{N_i} = \left(\frac{U_f}{U_i} \right)^\alpha \quad \text{avec } \alpha = \frac{1}{2} \frac{3}{(\eta + \kappa - 3)} \quad (5.13)$$

A partir des expressions 1.37 et 1.35 de la densité dans l'espace des phases ρ et du taux de collisions γ , cette approche nous permet d'estimer également l'évolution de ρ et γ pendant l'évaporation :

$$\frac{\rho_f}{\rho_i} = \left(\frac{U_i}{U_f} \right)^{\frac{3(\eta+\kappa-4)}{2(\eta+\kappa-3)}} = \left(\frac{N_i}{N_f} \right)^{(\eta+\kappa-4)} \quad (5.14)$$

$$\frac{\gamma_f}{\gamma_i} = \left(\frac{U_f}{U_i} \right)^{\frac{\eta+\kappa}{2(\eta+\kappa-3)}} \quad (5.15)$$

En prenant $\eta = 10$, $\rho_f/\rho_i = 10^4$, nous obtenons $(U_i/U_f) \approx 8.10^{-4}$. Le contrôle de l'intensité lumineuse est donc important pour atteindre la condensation : les MAO

utilisés ont été choisis pour obtenir un taux d'extinction comparable à Ces relations décrivent assez fidèlement l'évolution des paramètres pertinents de l'évaporation (N , T , γ et ρ). La figure 5.17 reprend en tiretés les lois d'échelle de l'évaporation dans un piège optique.

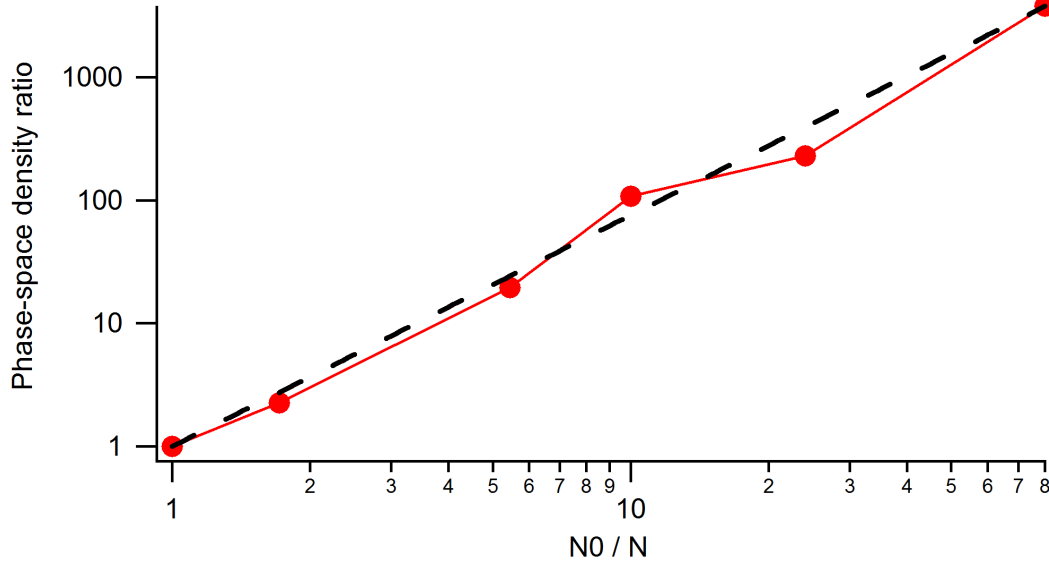


FIG. 5.17 – Evolution de la densité dans l'espace des phases en fonction du nombre d'atomes pendant l'évaporation. Nous pouvons extraire à partir de la relation 5.14 un facteur $\eta \approx 6$.

5.3.3 Résultats

Evaporation

Les résultats du refroidissement évaporatif sont présentés dans la figure 5.19. Le nuage de ^{87}Rb est chargé suivant le protocole expérimental de chargement exposé dans le paragraphe 5.2.3. Nous contrôlons à la fois la puissance totale du FORT via le premier modulateur acousto-optique et la puissance du second faisceau (de waist $30 \mu\text{m}$) par le second modulateur acousto-optique. La géométrie de notre piège croisé, c'est-à-dire le rapport entre les intensités lumineuses respectives des deux faisceaux, peut ainsi être modifiée sensiblement pendant l'évaporation.

En pratique, la première partie de l'évaporation se fait en diminuant la puissance totale du FORT via le premier MAO. La dernière partie de l'évaporation se fait uniquement en diminuant la puissance du second faisceau, car les fréquences du

FORT et donc le taux de collisions sont essentiellement imposés par ce *faisceau de piégeage*. La figure 5.18 donne l'évolution de la puissance globale et de la puissance du faisceau de piégeage en fonction du temps.

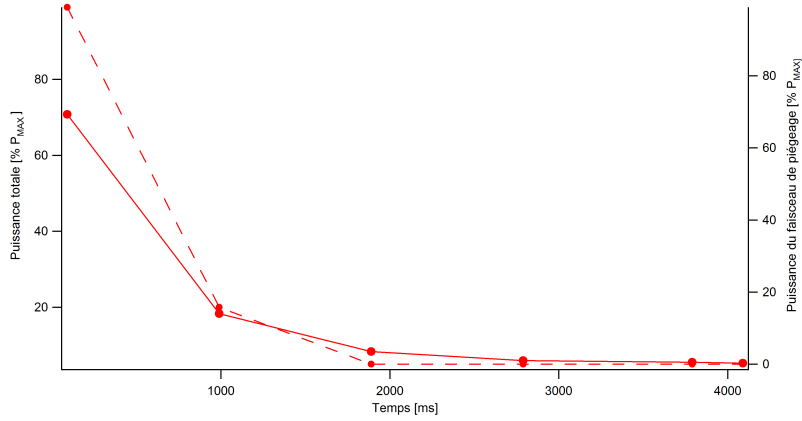


FIG. 5.18 – *Rampe de puissance du FORT pendant l'évaporation. La courbe en trait plein représente la puissance du faisceau de piégeage en fonction du temps. La courbe en tireté représente la puissance totale du FORT en fonction du temps.*

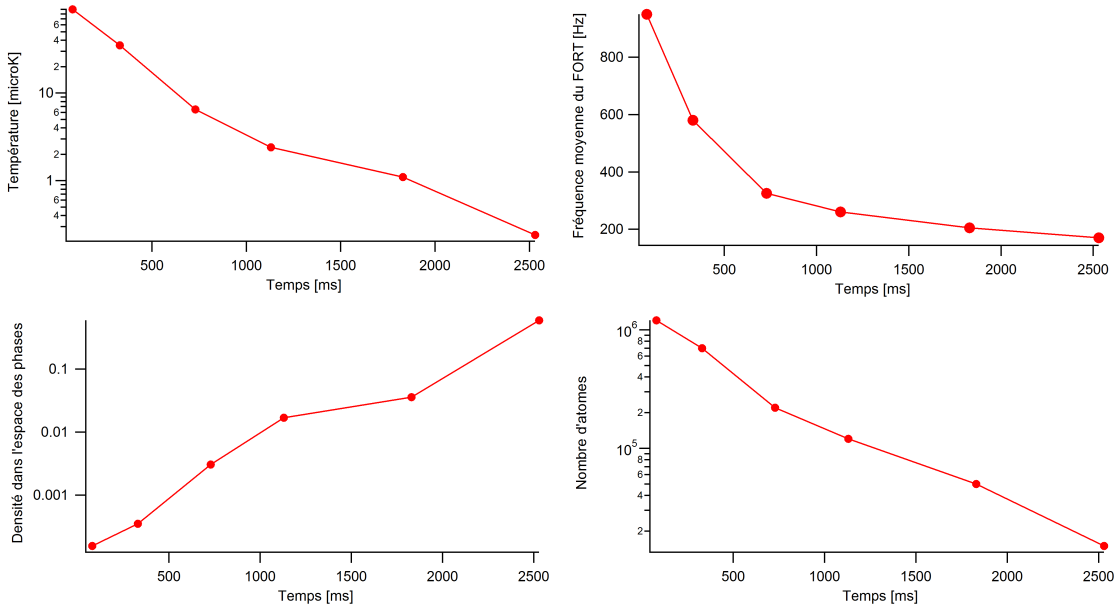


FIG. 5.19 – *Evaporation dans le piège dipolaire optique. Le nombre d'atomes, la température, le taux de collisions et la densité dans l'espace des phases sont mesurés ou calculés à chaque étape de l'évaporation. Une rampe d'évaporation est en fait une succession de rampes linéaires d'intensité lumineuse.*

Condensation de Bose-Einstein

En effectuant une rampe d'intensité lumineuse décrite dans la figure 5.18. La température de condensation vaut 80 nK. Nous pouvons, en modifiant la valeur finale de la rampe d'intensité, observer la transition entre gaz classique et condensat (figure 5.20). La partie non condensée ou thermique située autour de la partie centrale condensée se réduit peu à peu avec la température. En-dessous de T_C , nous obtenons un condensat. Le nombre d'atomes dans le condensat est compris entre 20 000 et 40 000 atomes. En étudiant les profils de densité correspondant aux images de la figure 5.20, nous pouvons vérifier l'approximation de Thomas-Fermi vue au chapitre 1 (l'énergie cinétique du condensat négligeable devant l'énergie d'interaction dans le condensat). Dans le cadre de cette approximation, nous avons pu estimer les rayons de Thomas-Fermi sur les axes courts et long du condensat R_{\perp} et R_{\parallel} ainsi que le potentiel chimique μ :

$$R_{\perp} \approx 2\mu m$$

$$R_{\parallel} \approx 3.6\mu m$$

$$\mu \approx 1.1kHz$$

Une preuve supplémentaire de l'obtention d'un condensat est l'inversion d'ellipticité du nuage après un temps de vol [Kagan 96]. Les images par absorption (figure 5.21) prises pour différents temps de vol (de gauche à droite : 1, 5, 10 et 15 ms) montrent une expansion anisotrope du nuage, caractéristique de la condensation.

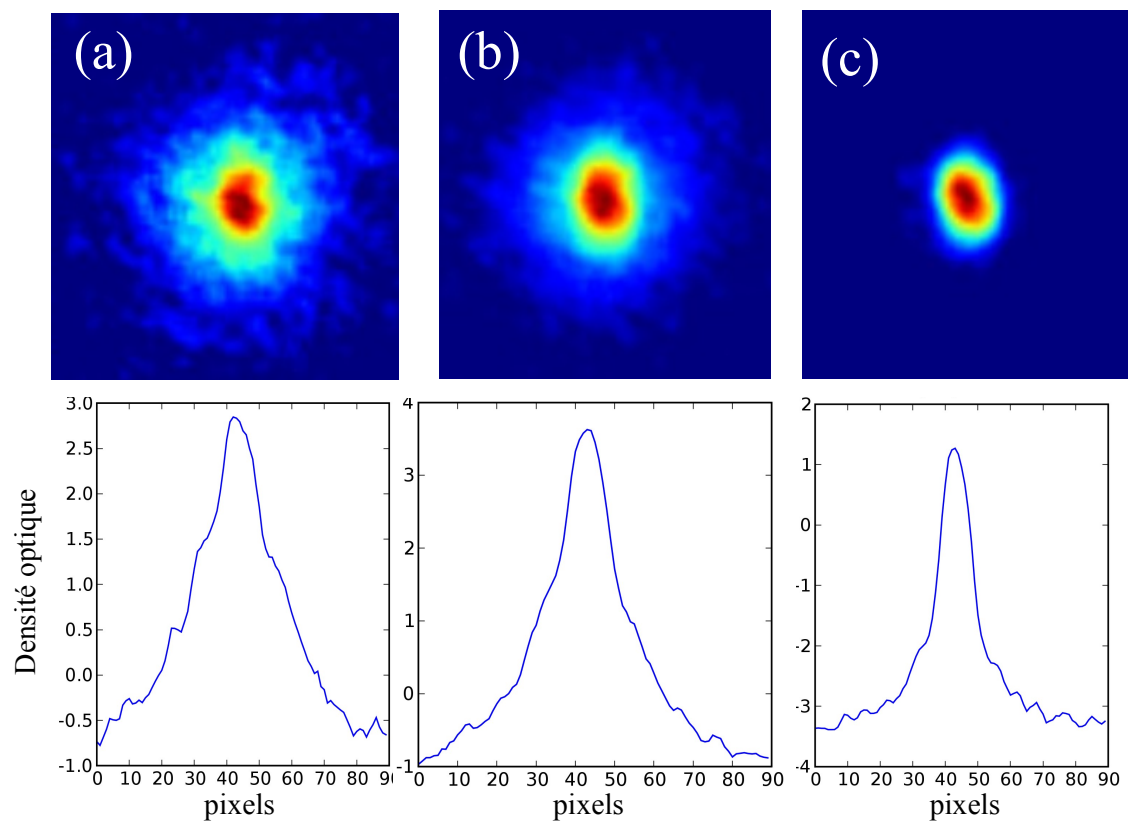


FIG. 5.20 – Images par absorption au voisinage de la condensation de Bose-Einstein. La température critique est estimée à $100 \mu K$. **(a)** $T > T_C$. **(b)** $T < T_C$, une fraction condensée apparaît au centre du nuage. **(c)** Pour une température encore plus basse, le nuage thermique n'est plus visible et nous avons un condensat pur. Les profils de densité correspondants montrent l'apparition d'une distribution de Thomas-Fermi au centre du nuage, différente de celle d'un nuage thermique.

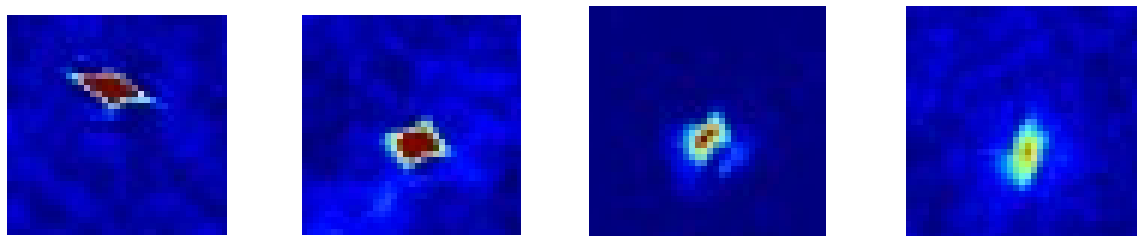


FIG. 5.21 – Inversion d'ellipticité du condensat.

Conclusion

Le FORT à 1565 nm : une nouvelle voie tout-optique pour obtenir un gaz quantique dégénéré Ce travail de thèse a consisté à réaliser un gaz quantique dégénéré par des moyens dit tout-optique. Un système de pièges magnéto-optiques à deux et trois dimensions a été mis en place et nous permet d'obtenir en quelques secondes un nuage d'atomes froids de quelques 10^9 atomes, suffisant pour passer à la phase de refroidissement évaporatif dans un piège conservatif. Nous avons mis en place un piège dipolaire optique à une longueur d'onde inédite dans ce domaine de recherche. La conception optique et la caractérisation optique ainsi que le contrôle en intensité du laser ont été effectués. L'étude détaillée des déplacements lumineux des niveaux du ^{87}Rb induits par le laser à 1565 nm nous ont permis de mettre en place un système d'imagerie *in situ* : nous avons grâce à cela cartographié le potentiel optique et suivi l'évolution de la distribution atomique en énergie potentielle dans le piège optique. C'est une nouvelle méthode pour observer la thermalisation d'un gaz piégé optiquement.

Comprendre comment tirer parti des effets du piège optique sur les atomes nous a également permis de mettre en place une méthode adaptée de chargement du piège. Le refroidissement évaporatif a donc pu être amorcé dans de bonnes conditions en terme de densité dans l'espace des phases et a mené à la condensation de Bose-Einstein du ^{87}Rb .

Les résultats obtenus en fin de thèse sur la condensation de Bose-Einstein du ^{87}Rb nous font entrevoir la possibilité d'étendre cette méthode tout-optique de production de gaz quantiques à d'autres espèces. Dans la suite du projet, les isotopes bosoniques ^{39}K et ^{41}K ainsi que le ^{40}K fermionique seront étudiés dans ce piège optique. Les calculs de déplacements lumineux montrent que les effets physiques favorables au chargement du FORT seront plus favorables pour ces espèces, car la transition de refroidissement est peu affectée par la lumière à 1565 nm. La stratégie de chargement

des isotopes du Potassium sera certainement similaire à celle mise en place pour les pièges optiques à $10.6 \mu\text{m}$.

Cette approche tout-optique à 1565 nm pourrait prochainement devenir une alternative intéressante au piégeage optique par laser CO_2 à $10.6 \mu\text{m}$. En effet, la mise en place d'une expérience de gaz quantiques dégénérés tout-optiques à $10.6 \mu\text{m}$ impose la nature des hublots (ZnSe) du système à vide. La composition de ce type de hublots pose quelques problèmes de fiabilité. D'autre part, même si on peut trouver des lasers CO_2 de très faible bruit d'intensité, il est nécessaire d'asservir l'intensité de ce laser à gaz pour éviter des pertes d'atomes par chauffage paramétrique [Gehm 98]. Dans notre cas, le laser à fibre dopé Erbium, le bruit d'intensité est faible voire négligeable car le banc optique à 1565 nm réalisé pour l'expérience de condensation ne nécessite aucun asservissement en intensité.

Des améliorations sur le chargement (pompage optique) ou sur la géométrie du piège (réalisation d'une configuration dimple similaire à [Weber 03] peuvent être envisagées pour obtenir un nombre d'atomes plus important dans le condensat. En utilisant cette approche sur les déplacements lumineux, nous n'avons pas besoin de plus de puissance optique pour générer un condensat, en comparaison avec d'autres expériences [Couvert 08].

Thématiques abordées après la construction Le projet ne se termine évidemment pas avec l'obtention du condensat dans un piège dipolaire optique à 1565 nm . Au contraire, le gaz quantique dégénéré obtenu devient le matériau de base à nombre d'expériences qui exhibent le caractère quantique de cet objet macroscopique. Dans les mois qui suivent, les thèmes abordés sur cette expérience seront :

Le rôle des interactions en interférométrie atomique. Le dispositif expérimental est au coeur de la collaboration ICE (Interférométrie Cohérente dans l'Espace) et permettra dans quelque temps de transposer certaines techniques (comme le piégeage dipolaire optique à 1565 nm) dans une campagne de mesures interférométriques en micro-gravité (Airbus 0G du CNES) [Nyman 06b]. Des étapes importantes, tel que la réalisation d'un piège magnéto-optique embarquable en micro-gravité, ont déjà été validées [Varoquaux 07] et d'autres étapes comme la réalisation de mesures inertielles sur un nuage froid en micro-gravité sont à l'étude. En paral-

lèle, notre dispositif pourra être utilisée également pour tester des propositions théoriques [Impens 06] concernant la mesure de g avec un condensat de Bose-Einstein.

La localisation au sens d'Anderson d'ondes de matière cohérente. En 1958, P. W. Anderson prédit la localisation exponentielle de fonctions d'ondes électroniques dans un milieu désordonné et donc une absence de diffusion des électrons. Bien que cette prédiction fut émise dans le cas de particules sans interactions, la localisation d'Anderson unidimensionnel fut récemment observée dans le groupe d'Optique Atomique pour un condensat évoluant dans un guide optique 1D en présence de désordre induit par une figure de tavelures [Billy 08]. Cette localisation dans l'espace des positions fut également observée pour un condensat dans un réseau optique bichromatique [Roati 08]. La localisation dynamique, c'est-à-dire dans l'espace des impulsions fut observée récemment sur des atomes froids de Césium [Chabé 07]. Le contrôle des interactions et le comportement ondulatoire des gaz quantiques dégénérés en font des candidats pour l'observation de cette localisation d'Anderson étendue à deux et à trois dimensions.

Annexes

Annexe A

Déplacements lumineux d'autres alcalins en présence du FORT à 1565 nm

Le piégeage dipolaire optique à 1565 nm peut être étendue à d'autres alcalins comme le Sodium, le Potassium et le Césium utilisés dans le domaine des gaz ultra-froids. Cette annexe donne les valeurs de polarisabilités scalaire et tensorielle pour chaque espèce considérée.

Nous nous basons sur les tableaux A.1,A.2 et A.3, qui reprennent les valeurs issues de la référence [Arora 07], pour calculer les polarisabilités des états de la transition de refroidissement associée à chaque espèce ($nS_{1/2}$ et $nP_{3/2}$ avec $n = 3, 4$ et 6 respectivement pour le Sodium, le Potassium et le Césium).

Sodium

Transitions	λ [nm]	d [ea ₀]
3S _{1/2} - 3P _{1/2}	589.76	3.525
3S _{1/2} - 3P _{3/2}	589.16	4.984
3P _{3/2} - 4S _{1/2}	1140.69	5.067
3P _{3/2} - 3D _{5/2}	819.71	9.122
3P _{3/2} - 3D _{3/2}	819.70	3.041
3P _{3/2} - 5S _{1/2}	616.25	1.071
3P _{3/2} - 4D _{3/2}	568.98	0.857
3P _{3/2} - 4D _{5/2}	568.98	2.571
3P _{3/2} - 6S _{1/2}	515.48	0.553

TAB. A.1 – Données du Sodium pour les états 3S_{1/2} et 3P_{3/2} utilisées pour calculer la polarisabilité. Tirées de [Arora 07].

Potassium

Transitions	λ [nm]	d [ea ₀]
4S _{1/2} - 4P _{1/2}	770.11	4.102
4S _{1/2} - 4P _{3/2}	766.70	5.8
4P _{3/2} - 5S _{1/2}	1252.56	5.535
4P _{3/2} - 3D _{5/2}	1177.61	10.741
4P _{3/2} - 3D _{3/2}	1177.29	3.580
4P _{3/2} - 4D _{5/2}	696.66	0.10
4P _{3/2} - 4D _{3/2}	696.61	0.033
4P _{3/2} - 6S _{1/2}	694.07	1.279

TAB. A.2 – Données du Potassium pour les états 4S_{1/2} et 4P_{3/2} utilisées pour calculer la polarisabilité. Tirées de [Arora 07].

Césium

Transitions	λ [nm]	d [ea_0]
$6S_{1/2} - 6P_{1/2}$	894.59	4.489
$6S_{1/2} - 6P_{3/2}$	852.35	6.324
$6P_{3/2} - 5D_{3/2}$	3614.09	3.166
$6P_{3/2} - 5D_{5/2}$	3490.97	9.59
$6P_{3/2} - 7S_{1/2}$	1469.89	6.47
$6P_{3/2} - 6D_{3/2}$	921.11	2.10
$6P_{3/2} - 6D_{5/2}$	917.48	6.15
$6P_{3/2} - 8S_{1/2}$	794.61	1.461
$6P_{3/2} - 7D_{3/2}$	698.54	0.976
$6P_{3/2} - 7D_{5/2}$	697.52	2.890
$6P_{3/2} - 9S_{1/2}$	658.83	0.770
$6P_{3/2} - 8D_{3/2}$	621.93	0.607
$6P_{3/2} - 8D_{5/2}$	621.48	1.81
$6P_{3/2} - 10S_{1/2}$	603.58	0.509

TAB. A.3 – Données du Césium pour les états $6S_{1/2}$ et $6P_{3/2}$ utilisées pour calculer la polarisabilité. Tirées de [Arora 07].

Polarisabilités

Les valeurs de polarisabilités scalaires et tensorielles pour les alcalins hormis le Lithium et le Francium sont reportées dans le tableau A.4. Nous remarquons que le rapport des polarisabilités scalaires des états $nS_{1/2}$ et $nP_{3/2}$ est comparable pour le Sodium, le Potassium et le Césium. Par contre, il est environ 10 fois plus important pour le Rubidium, comparé aux autres alcalins. La méthode d'imagerie *in situ* exposée dans le chapitre 4 est donc valable uniquement avec le Rubidium à 1565 nm. La tomographie dans un piège dipolaire optique est cependant réalisable si on se place à une longueur d'onde proche de transitions ayant un $nP_{3/2}$ comme état fondamental pour chaque alcalin (1469 nm pour le Césium, 1178 nm pour le Potassium et 820 nm pour le Sodium).

	α_{0g} [a_0^3]	α_{0e} [a_0^3]	α_2 [a_0^3]	α_{0e}/α_{0g}
Na	186.759	692.528	-333.739	3.71
K	372.425	1788.12	-645.622	4.80
Rb	412.180	17134	-2535.25	41.59
Cs	549.053	1983.63	-2073.64	3.61

TAB. A.4 – *Polarisabilités scalaires et tensorielles des états $nS_{1/2}$ et $nP_{3/2}$ associées à un piège dipolaire optique à 1565 nm.*

Annexe B

Effet du laser

Pendant la caractérisation du dépompage induit par le FORT, nous avons constaté au cours du temps de tenue dans le FORT une évolution surprenante de la population atomique restante dans $|F = 2\rangle$ (figure B.1). La structure spectrale du laser (gain réparti sur 0.9 nm) et la coexistence de plusieurs modes d'émission laser (voir chapitre 3) suscitent un léger transfert d'atomes initialement chargés dans $|F = 1\rangle$ vers $|F = 2\rangle$. Nous avons vérifié que toutes les autres hypothèses de pompage optique générant ce phénomène (lumière parasite des faisceaux du PMO 3D et d'un faisceau de pompage optique installé sur le dispositif) soient exclues. L'hypothèse d'un effet à deux photons où deux modes d'émission du laser interviendraient semble la plus plausible, d'autant que l'effet est dépendant de la puissance totale du FORT. Cet effet ne pose pas de problème pour le refroidissement par évaporation dans le FORT, car nous diminuons l'intensité du FORT très rapidement pendant cette étape.

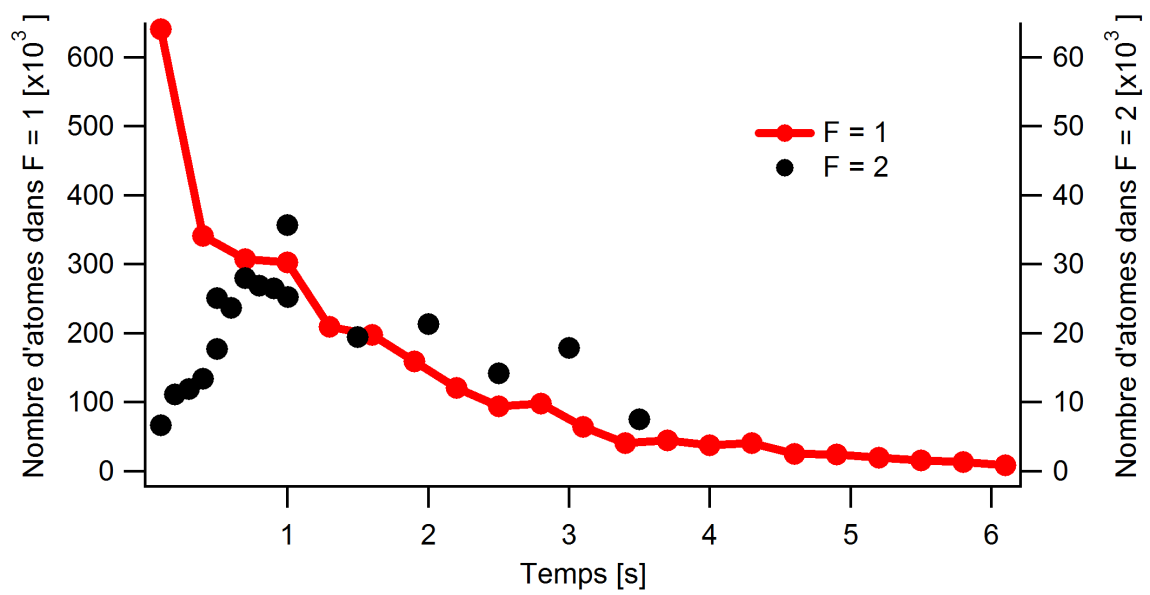


FIG. B.1 – Evolution du nombre d'atomes dans $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ en fonction du temps. Les axes gauche et droit des ordonnées correspondent respectivement aux populations d'atomes dans $|F = 1\rangle$ et dans $|F = 2\rangle$.

Annexe C

Dessins techniques

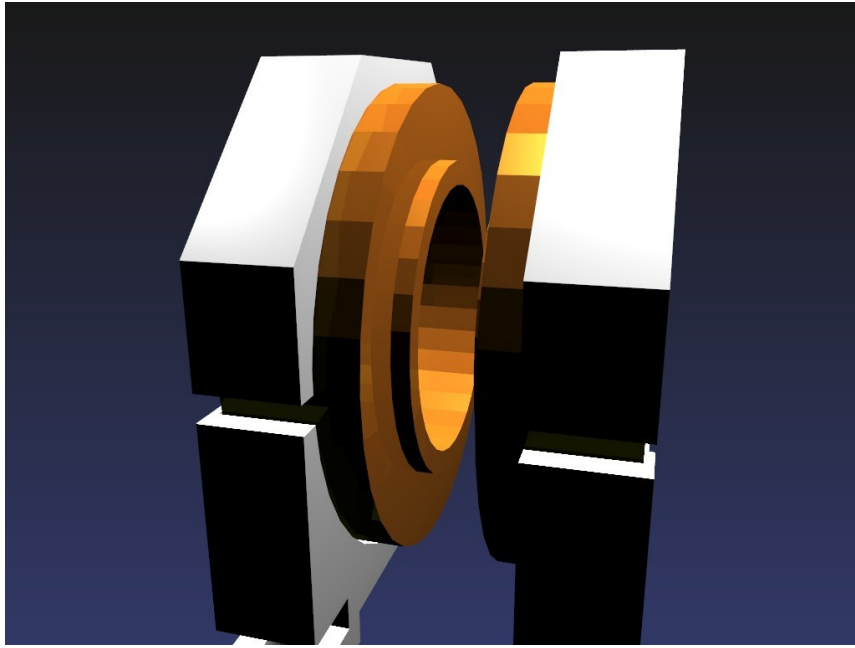


FIG. C.1 – *Vue d'ensemble des bobines dans leur support (1).*

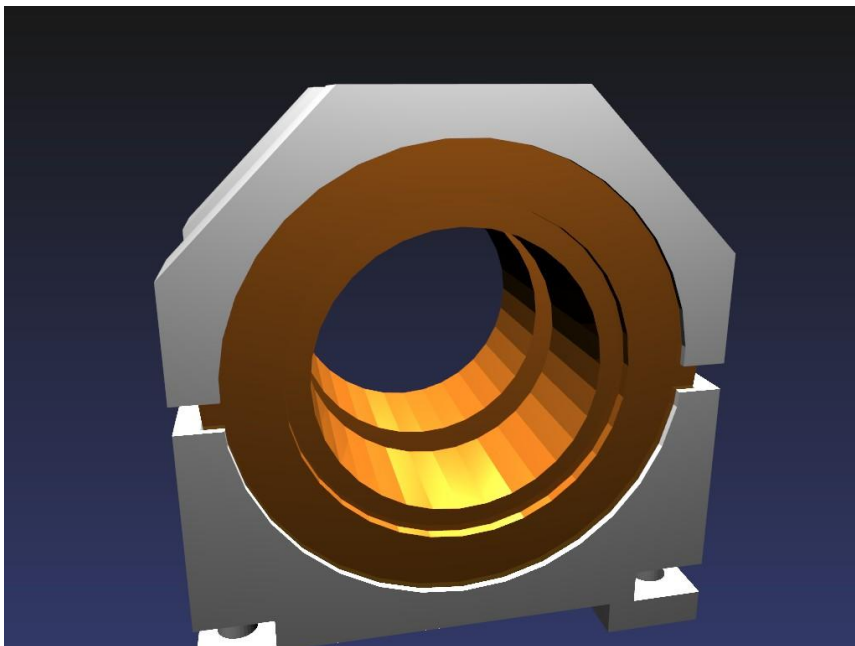
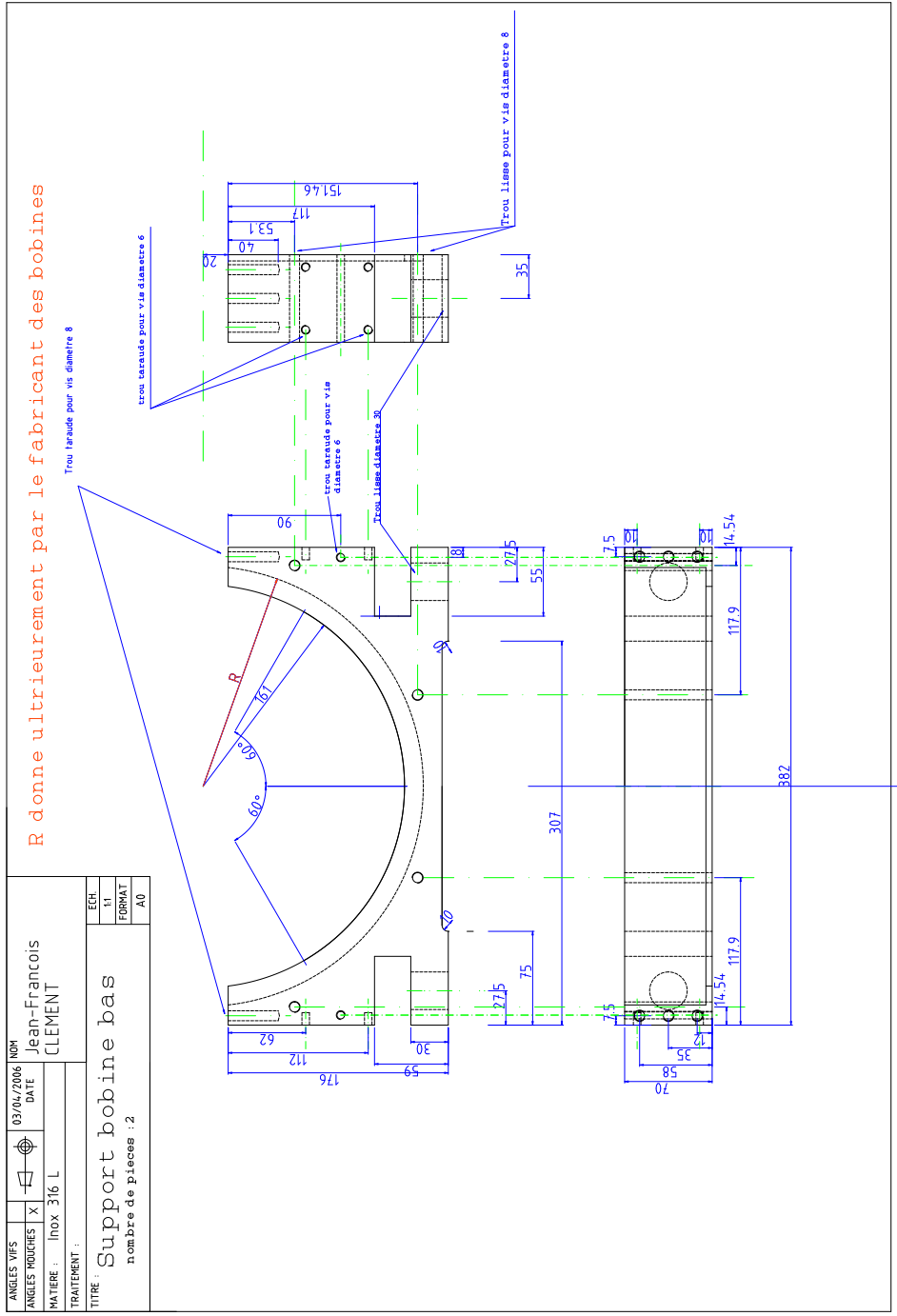
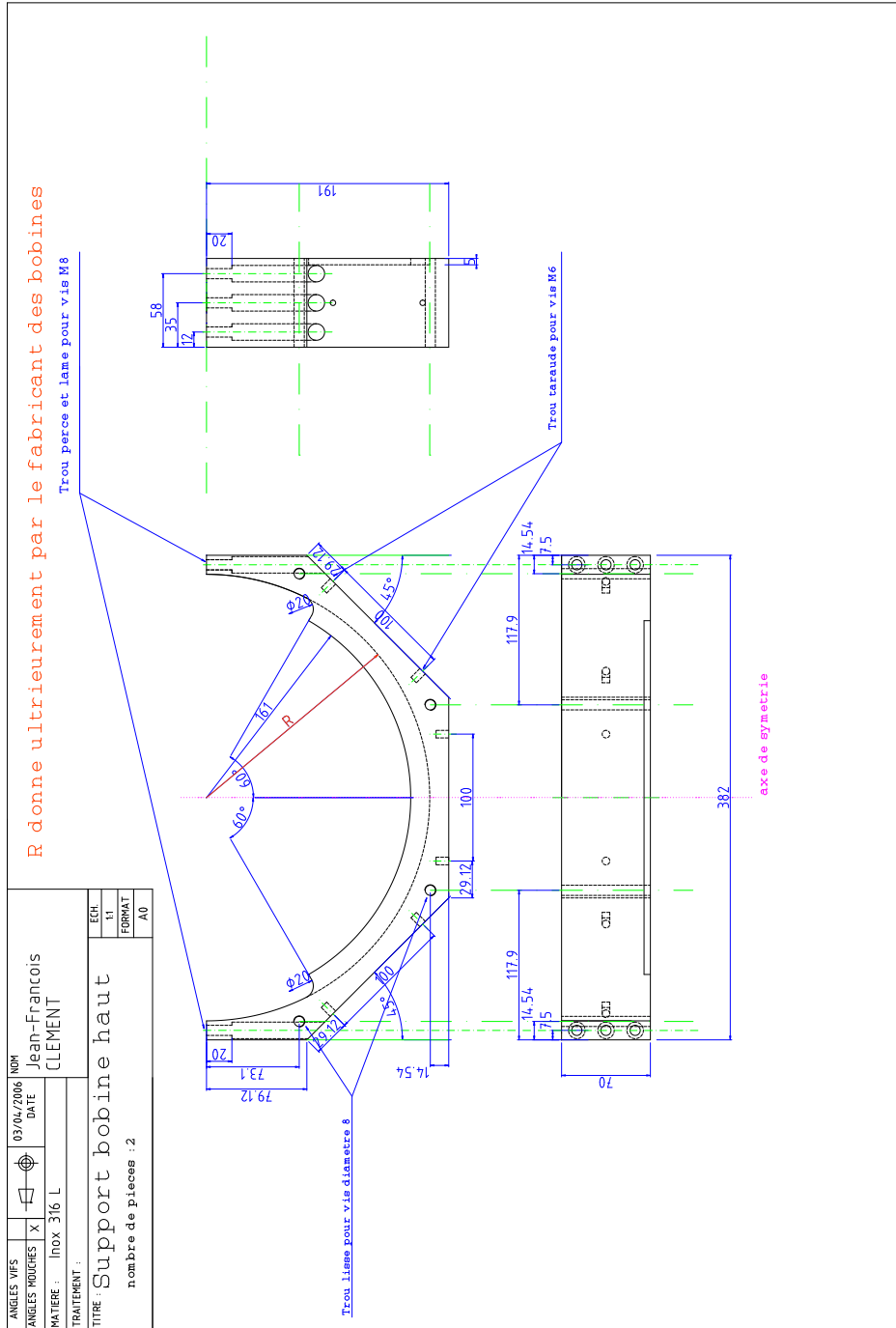
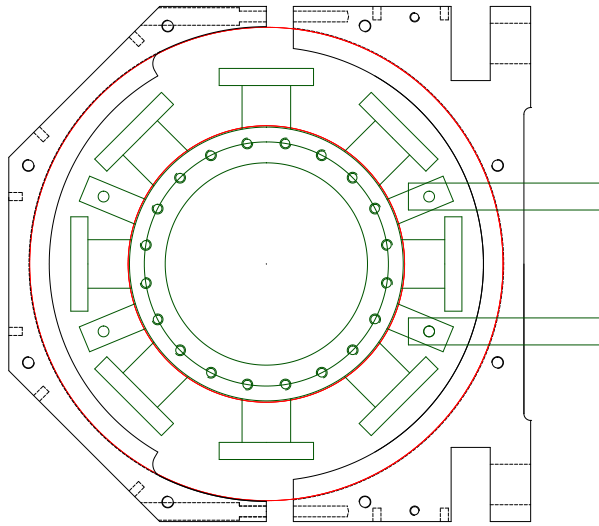


FIG. C.2 – *Vue d'ensemble des bobines dans leur support (2).*





ANGLES VIFS		03/04/2006	NDM
ANGLES TROUSÉS	X		Jean-François CLEMENT
MATIERE :	Inox 316 L	DATE	
TRAITEMENT :			
TITRE :	Assemblage Bobines		
EGR.	31		
FORMAT	A0		



Bibliographie

- [Adams 95] Charles S. Adams, Heun Jin Lee, Nir Davidson, Mark Kasevich & Steven Chu. *Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap*. Phys. Rev. Lett., vol. 74, no. 18, pages 3577–3580, May 1995.
- [Anderson 95] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman & E. A. Cornell. *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*. Science, vol. 269, no. 5221, pages 198–201, 1995.
- [Arora 07] Bindiya Arora, M. S. Safronova & Charles W. Clark. *Magic wavelengths for the np - ns transitions in alkali-metal atoms*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), vol. 76, no. 5, page 052509, 2007.
- [Bali 99] S. Bali, K. M. O’Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade & J. E. Thomas. *Quantum-diffractive background gas collisions in atom-trap heating and loss*. Phys. Rev. A, vol. 60, no. 1, pages R29–R32, Jul 1999.
- [Bardou 01] F. Bardou, J-P. Bouchaud, A. Aspect & C. Cohen-Tannoudji. *Lévy statistics and laser cooling*. Cambridge University Press, 2001.
- [Barrett 01] M. D. Barrett, J. A. Sauer & M. S. Chapman. *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., vol. 87, no. 1, page 010404, Jun 2001.
- [Beaufils 08] Q. Beaufils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller & O. Gorceix. *All-optical production of chromium Bose-Einstein condensates*.

Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), vol. 77, no. 6, page 061601, 2008.

- [Billy 08] J. Billy, V. Josse, Z. Zuo, A. Bernard, B. Hambrecht, P. Lujan, D. Clement, L. Sanchez-Palencia, P. Bouyer & A. Aspect. *Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder*. Nature, vol. 453, pages 891–894, Jun 2008.
- [Bjorkholm 78] J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, A. Ashkin & D. B. Pearson. *Observation of Focusing of Neutral Atoms by the Dipole Forces of Resonance-Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., vol. 41, no. 20, pages 1361–1364, Nov 1978.
- [Bradley 95] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett & R. G. Hulet. *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*. Phys. Rev. Lett., vol. 75, no. 9, pages 1687–1690, Aug 1995.
- [Brantut 08] J. P. Brantut, J. F. Clement, M. Robert de Saint Vincent, G. Varoquaux, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel & P. Bouyer. *Light-shift tomography in an optical-dipole trap for neutral atoms*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), vol. 78, no. 3, page 031401, 2008.
- [Catani 06] J. Catani, P. Maioli, L. De Sarlo, F. Minardi & M. Inguscio. *Intense slow beams of bosonic potassium isotopes*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), vol. 73, no. 3, page 033415, 2006.
- [Chabé 07] Julien Chabé, Gabriel Lemarié, Benoit Grémaud, Dominique Delande, Pascal Szriftgiser & Jean Claude Garreau. *Experimental observation of the Anderson metal insulator transition with atomic matter waves*, 2007.
- [Cheinet 06] P. Cheinet. *Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2006.

- [Chu 86a] Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin & A. Cable. *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 57, no. 3, pages 314–317, Jul 1986.
- [Chu 86b] Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin & A. Cable. *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 57, no. 3, pages 314–317, Jul 1986.
- [Chu 98] Steven Chu. *Nobel Lecture : The manipulation of neutral particles*. Rev. Mod. Phys., vol. 70, no. 3, pages 685–706, Jul 1998.
- [Clément 06] D Clément, A. F. Varon, J. A. Retter, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect & P. Bouyer. *Experimental study of the transport of coherent interacting matter-waves in a 1D random potential induced by laser speckle*. New Journal of Physics, vol. 8, page 165, 2006.
- [Cohen-Tannoudji 97] C. Cohen-Tannoudji. *Cours donnés au Collège de France*, 1997.
- [Cohen-Tannoudji 98] Claude N. Cohen-Tannoudji. *Nobel Lecture : Manipulating atoms with photons*. Rev. Mod. Phys., vol. 70, no. 3, pages 707–719, Jul 1998.
- [Cohen-Tannoudji 06] C. Cohen-Tannoudji, J. Dalibard, P. Desbiolles & D. Guéry-Odelin. *Atomes Ultra-froids, cours de D. E. A. de Physique Quantique*, 2006.
- [Cornell 02] E. A. Cornell & C. E. Wieman. *Nobel Lecture : Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments*. Rev. Mod. Phys., vol. 74, no. 3, pages 875–893, Aug 2002.
- [Cornelussen 04] R. Cornelussen. *Optical trapping and manipulation of atoms near surfaces*. PhD thesis, Universiteit van Amsterdam, 2004.
- [Couvert 08] A. Couvert, M. Jeppesen, T. Kawalec, G. Reinaudi, R. Mathevet & D. Guéry-Odelin. *A quasi-monomode guided atom laser from an all-optical Bose-Einstein condensate*. EPL

- (Europhysics Letters), vol. 83, no. 5, page 50001 (6pp), 2008.
- [Dalibard 83] J. Dalibard, S. Reynaud & C. Cohen-Tannoudji. *Proposals of stable optical traps for neutral atoms*. Optics Communications, vol. 47, no. 6, pages 395–399, 1983.
- [Dalibard 89] J. Dalibard & C. Cohen-Tannoudji. *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical-models*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 6, page 2023, 1989.
- [Davis 95] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn & W. Ketterle. *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 75, no. 22, pages 3969–3973, Nov 1995.
- [de St Vincent 07] Martin Robert de St Vincent. Simulation numérique de l'évaporation d'un gaz dilué d'atomes froids dans un piège dipolaire croisé compressible. Master's thesis, Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Palaiseau, April 2007.
- [Dieckmann 98] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller & J. T. M. Walraven. *Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms*. Phys. Rev. A, vol. 58, no. 5, pages 3891–3895, Nov 1998.
- [Dodd 96] R. J. Dodd, Mark Edwards, C. J. Williams, C. W. Clark, M. J. Holland, P. A. Ruprecht & K. Burnett. *Role of attractive interactions on Bose-Einstein condensation*. Phys. Rev. A, vol. 54, no. 1, pages 661–664, Jul 1996.
- [Donner 07] T. Donner, S. Ritter, T. Bourdel, A. Ottl, M. Kohl & T. Esslinger. *Critical Behavior of a Trapped Interacting Bose Gas*. Science, vol. 315, no. 5818, pages 1556–1558, 2007.
- [Epstein 26] Paul S. Epstein. *The Stark Effect from the Point of View of Schroedinger's Quantum Theory*. Phys. Rev., vol. 28, no. 4, pages 695–710, Oct 1926.

- [Fauquembergue 04] M. Fauquembergue. *Réalisation d'un dispositif de condensation de Bose-Einstein et de transport d'un échantillon d'atomes*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2004.
- [Friebel 98] S. Friebel, R. Scheunemann, J. Walz, T. W. Hansch & M. Weitz. *Laser cooling in a CO₂-laser optical lattice*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 67, no. 6, pages 699–704, Dec 1998.
- [Fried 98] Dale G. Fried, Thomas C. Killian, Lorenz Willmann, David Landhuis, Stephen C. Moss, Daniel Kleppner & Thomas J. Greytak. *Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen*. Phys. Rev. Lett., vol. 81, no. 18, pages 3811–3814, Nov 1998.
- [Fuchs 04] Jürgen Fuchs. *Aufbau und charakterisierung einer 2d und 3d magneto-optischen fallenkombination für ⁸⁷Rb*. Master's thesis, Institut für Laserphysik, Fakultät für Physik, Universität Hamburg, Hamburg, January 2004.
- [Fukuhara 07] Takeshi Fukuhara, Seiji Sugawa & Yoshiro Takahashi. *Bose-Einstein condensation of an ytterbium isotope*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), vol. 76, no. 5, page 051604, 2007.
- [Gaebler 05] J. P. Gaebler. *Guiding Ultracold Atomic Clouds with Optical Tweezers*. PhD thesis, Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, 2005.
- [Gardner 93] J. R. Gardner, M. L. Marable, G. R. Welch & J. E. Thomas. *Suboptical wavelength position measurement of moving atoms using optical fields*. Phys. Rev. Lett., vol. 70, no. 22, pages 3404–3407, May 1993.
- [Gehm 98] M. E. Gehm, K. M. O'Hara, T. A. Savard & J. E. Thomas. *Dynamics of noise-induced heating in atom traps*. Phys. Rev. A, vol. 58, no. 5, pages 3914–3921, Nov 1998.
- [Grain 07] Ch. Grain, T. Nazarova, C. Degenhardt, F. Vogt, Ch. Lisdat, E. Tiemann, U. Sterr & F. Riehle. *Feasibility of*

- narrow-line cooling in optical dipole traps*. The European Physical Journal D, vol. 42, no. 2, pages 317–324, May 2007.
- [Granade 02] S. R. Granade, M. E. Gehm, K. M. O’Hara & J. E. Thomas. *All-Optical Production of a Degenerate Fermi Gas*. Phys. Rev. Lett., vol. 88, no. 12, page 120405, Mar 2002.
- [Greiner 02] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hansch & I. Bloch. *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold Atoms*. Nature, vol. 415, pages 39–44, Jan 2002.
- [Griesmaier 05] Axel Griesmaier, Jörg Werner, Sven Hensler, Jürgen Stuhler & Tilman Pfau. *Bose-Einstein Condensation of Chromium*. Physical Review Letters, vol. 94, no. 16, page 160401, 2005.
- [Grimm 00] R. Grimm, M. Weidemüller & Y. B. Ovchinnikov. *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys., vol. 42, pages 95–170, 2000.
- [Grynberg 01] G. Grynberg & C. Robilliard. *Cold atoms in dissipative optical lattices*. Physics Reports, vol. 355, pages 335–451(117), 2001.
- [Guérin 07] W. Guérin. *Source atomique cohérente dans des pièges optique et magnétique : réalisation d’un laser à atomes guidé*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2007.
- [Han 01] D. J. Han, Marshall T. DePue & David S. Weiss. *Loading and compressing Cs atoms in a very far-off-resonant light trap*. Phys. Rev. A, vol. 63, no. 2, page 023405, Jan 2001.
- [Hess 86] Harald F. Hess. *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*. Phys. Rev. B, vol. 34, no. 5, pages 3476–3479, Sep 1986.
- [Hess 87] Harald F. Hess, Greg P. Kochanski, John M. Doyle, Naoto Masuhara, Daniel Kleppner & Thomas J. Greytak. *Magnetic trapping of spin-polarized atomic hydrogen*. Phys. Rev. Lett., vol. 59, no. 6, pages 672–675, Aug 1987.

- [Houbiers 96] M. Houbiers & H. T. C. Stoof. *Stability of Bose condensed atomic Li7*. Phys. Rev. A, vol. 54, no. 6, pages 5055–5066, Dec 1996.
- [Hung 08] Chen-Lung Hung, Xibo Zhang, Nathan Gemelke & Cheng Chin. *Accelerating evaporative cooling of atoms into Bose-Einstein condensation in optical traps*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), vol. 78, no. 1, page 011604, 2008.
- [Ido 00] Tetsuya Ido, Yoshitomo Isoya & Hidetoshi Katori. *Optical-dipole trapping of Sr atoms at a high phase-space density*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), vol. 61, no. 6, page 061403, 2000.
- [Impens 06] F. Impens, C.J. Bordé & P. Bouyer. *Matter-wave cavity gravimeter*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 84, no. 4, pages 603–615, Sept 2006.
- [Jordens 08] Robert Jordens, Niels Strohmaier, Kenneth Gunter, Henning Moritz & Tilman Esslinger. *A Mott insulator of fermionic atoms in an optical lattice*, 2008.
- [Kagan 96] Yu. Kagan, E. L. Surkov & G. V. Shlyapnikov. *Evolution of a Bose-condensed gas under variations of the confining potential*. Phys. Rev. A, vol. 54, no. 3, pages R1753–R1756, Sep 1996.
- [Ketterle 93] Wolfgang Ketterle, Kendall B. Davis, Michael A. Joffe, Alex Martin & David E. Pritchard. *High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap*. Phys. Rev. Lett., vol. 70, no. 15, pages 2253–2256, Apr 1993.
- [Ketterle 02] Wolfgang Ketterle. *Nobel lecture : When atoms behave as waves : Bose-Einstein condensation and the atom laser*. Rev. Mod. Phys., vol. 74, no. 4, pages 1131–1151, Nov 2002.
- [Khadjavi 68] Abbas Khadjavi, Allen Lurio & W. Happer. *Stark Effect in the Excited States of Rb, Cs, Cd, and Hg*. Phys. Rev., vol. 167, no. 1, pages 128–135, Mar 1968.

- [Kinoshita 05] Toshiya Kinoshita, Trevor Wenger & David S. Weiss. *All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), vol. 71, no. 1, page 011602, 2005.
- [Kuppens 00] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp & C. E. Wieman. *Loading an optical dipole trap*. Phys. Rev. A, vol. 62, no. 1, page 013406, Jun 2000.
- [Leggett 01] Anthony J. Leggett. *Bose-Einstein condensation in the alkali gases : Some fundamental concepts*. Reviews of Modern Physics, vol. 73, no. 2, page 307, 2001.
- [Leone 04] Matteo Leone, Alessandro Paoletti & Nadia Robotti. *A Simultaneous Discovery : The Case of Johannes Stark and Antonino Lo Surdo*. Physics in Perspective, vol. 6, no. 3, pages 271–294, Sep 2004.
- [Letokhov 68] V. S. Letokhov. *Narrowing of Doppler width in a standing light wave*. JETP Letters, vol. 7, page 272, 1968.
- [Lett 88] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. Phillips, P. L. Gould & H. J. Metcalf. *Observation of atoms laser-cooled below the Doppler limit*. Phys. Rev. Lett., vol. 61, page 169, 1988.
- [Luiten 96] O. J. Luiten, M. W. Reynolds & J. T. M. Walraven. *Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas*. Phys. Rev. A, vol. 53, no. 1, pages 381–389, Jan 1996.
- [Metcalf 99] H. J. Metcalf & P. Van Der Straten. Laser cooling and trapping. Springer, 1999.
- [Migdall 85] Alan L. Migdall, John V. Prodan, William D. Phillips, Thomas H. Bergeman & Harlod J. Metcalf. *First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 54, no. 24, pages 2596–2599, Jun 1985.
- [Miller 93] J. D. Miller, R. A. Cline & D. J. Heinzen. *Far-off resonance optical trapping of atoms*. Phys. Rev. A, vol. 47, no. 6, pages R4567–R4570, Jun 1993.

- [Modugno 01] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni & M. Inguscio. *Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling*. *Science*, vol. 294, no. 5545, pages 1320–1322, 2001.
- [Müller 07] T. Müller, T. Wendrich, M. Gilowski, C. Jentsch, E. M. Rasel & W. Ertmer. *Versatile compact atomic source for high-resolution dual atom interferometry*. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, vol. 76, no. 6, page 063611, 2007.
- [Nyman 06a] R. A. Nyman, G. Varoquaux, B. Villier, D. Sacchet, F. Moron, Y. Le Coq, A. Aspect & P. Bouyer. *Tapered-amplified antireflection-coated laser diodes for potassium and rubidium atomic-physics experiments*. *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 77, no. 3, page 033105, March 2006.
- [Nyman 06b] R.A. Nyman, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussen, J.-F. Clément, T. Müller, G. Santarelli, F. Pereira Dos Santos, A. Clairon, A. Bresson, A. Landragin & P. Bouyer. *I.C.E. : a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity*. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 84, no. 4, pages 673–681, Sept 2006.
- [O’Hara 01a] K. M. O’Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade & J. E. Thomas. *Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps*. *Phys. Rev. A*, vol. 64, no. 5, page 051403, Oct 2001.
- [O’Hara 01b] K. M. O’Hara, S. R. Granade, M. E. Gehm & J. E. Thomas. *Loading dynamics in a CO₂ laser traps*. *Phys. Rev. A*, vol. 63, no. 4, page 043403, Mar 2001.
- [O’Hanlon 03] J. F. O’Hanlon. *A user’s guide to vacuum technology*, third edition. Wiley, 2003.
- [Pereira Dos Santos 01] F. Pereira Dos Santos, J. Léonard, Junmin Wang, C. J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan, M. Leduc & C. Cohen-Tannoudji. *Bose-Einstein Condensation of*

- Metastable Helium*. Phys. Rev. Lett., vol. 86, no. 16, pages 3459–3462, Apr 2001.
- [Pethick 04] C. J. Pethick & H. Smith. Bose-einstein condensation in dilute gases. Cambridge University Press, 2004.
- [Petrich 94] Wolfgang Petrich, Michael H. Anderson, Jason R. Ensher & Eric A. Cornell. *Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 11, no. 8, page 1332, 1994.
- [Petrich 95] Wolfgang Petrich, Michael H. Anderson, Jason R. Ensher & Eric A. Cornell. *Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 74, no. 17, pages 3352–3355, Apr 1995.
- [Phillips 82] William D. Phillips & Harold Metcalf. *Laser Deceleration of an Atomic Beam*. Phys. Rev. Lett., vol. 48, no. 9, pages 596–599, Mar 1982.
- [Phillips 98] William D. Phillips. *Nobel Lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms*. Rev. Mod. Phys., vol. 70, no. 3, pages 721–741, Jul 1998.
- [Pinkse 97] P. W. H. Pinkse, A. Mosk, M. Weidemüller, M. W. Reynolds, T. W. Hijmans & J. T. M. Walraven. *Adiabatically Changing the Phase-Space Density of a Trapped Bose Gas*. Phys. Rev. Lett., vol. 78, no. 6, pages 990–993, Feb 1997.
- [Porto 08] James V. Porto. *Communication privée*, 2008.
- [Raab 87] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu & D. E. Pritchard. *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., vol. 59, no. 23, pages 2631–2634, Dec 1987.
- [Racah 43] Giulio Racah. *Theory of Complex Spectra. III*. Phys. Rev., vol. 63, no. 9-10, pages 367–382, May 1943.
- [Roati 07] G. Roati, M. Zaccanti, C. D’Errico, J. Catani, M. Modugno, A. Simoni, M. Inguscio & G. Modugno. *[sup 39]K Bose-*

- Einstein Condensate with Tunable Interactions*. Physical Review Letters, vol. 99, no. 1, page 010403, 2007.
- [Roati 08] Giacomo Roati, Chiara D’Errico, Leonardo Fallani, Marco Fattori, Chiara Fort, Matteo Zaccanti, Giovanni Modugno, Michele Modugno & Massimo Inguscio. *Anderson localization of a non-interacting Bose-Einstein condensate*. Nature, vol. 453, pages 895–898, Jun 2008.
- [Robert 01] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook & A. Aspect. *A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms*. Science, vol. 292, no. 5516, pages 461–464, 2001.
- [Sackett 98] C. A. Sackett, H. T. C. Stoof & R. G. Hulet. *Growth and Collapse of a Bose-Einstein Condensate with Attractive Interactions*. Phys. Rev. Lett., vol. 80, no. 10, pages 2031–2034, Mar 1998.
- [Sackett 99] C. A. Sackett, J. M. Gerton, M. Welling & R. G. Hulet. *Measurements of Collective Collapse in a Bose-Einstein Condensate with Attractive Interactions*. Phys. Rev. Lett., vol. 82, no. 5, pages 876–879, Feb 1999.
- [Safronova 04] M. S. Safronova, Carl J. Williams & Charles W. Clark. *Relativistic many-body calculations of electric-dipole matrix elements, lifetimes, and polarizabilities in rubidium*. Phys. Rev. A, vol. 69, no. 2, page 022509, Feb 2004.
- [Scheunemann 00] R. Scheunemann, F. S. Cataliotti, T. W. Hansch & M. Weitz. *Resolving and addressing atoms in individual sites of a CO₂-laser optical lattice*. Phys. Rev. A, vol. 62, no. 5, page 051801, Oct 2000.
- [Schmieder 72] Robert W. Schmieder. *Matrix elements of the quadratic Stark effect on atoms with hyperfine structure*. American Journal of Physics, vol. 40, 1972.
- [Schoser 02] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Yu. B. Ovchinnikov & T. Pfau. *Intense source of*

- cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap.* Phys. Rev. A, vol. 66, no. 2, page 023410, Aug 2002.
- [Schrödinger 26] E. Schrödinger. *Quantisierung als Eigenwertproblem.* Ann. Physik., vol. 80, page 457, 1926.
- [Stamper-Kurn 98] D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, S. Inouye, J. Stenger & W. Ketterle. *Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate.* Phys. Rev. Lett., vol. 81, no. 11, pages 2194–2197, Sep 1998.
- [Steck 01] Daniel Steck. *Rubidium lines data.* on line, 2001.
- [Takasu 03] Yosuke Takasu, Kenichi Maki, Kaduki Komori, Tetsushi Takano, Kazuhito Honda, Mitsutaka Kumakura, Tsutomu Yabuzaki & Yoshiro Takahashi. *Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms.* Phys. Rev. Lett., vol. 91, no. 4, page 040404, Jul 2003.
- [Thomas 90] J. E. Thomas. *Quantum theory of atomic position measurement using optical fields.* Phys. Rev. A, vol. 42, no. 9, pages 5652–5666, Nov 1990.
- [Ungar 89] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis & S. Chu. *Optical molasses and multi-level atoms : theory.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 6, page 2058, 1989.
- [Varoquaux 07] G. Varoquaux, N. Zahzam, W. Chaibi, J.-F. Clément, O. Carraz, J.-P. Brantut, R. A. Nyman, F. Peireira Dos Santos, L. Mondin, M. Rouzé, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin & P. Bouyer. *I.C.E : an ultra-cold atom source for long-baseline interferometric inertial sensors in reduced gravity.* 2007.
- [Varoquaux 08] G. Varoquaux. *Sources atomiques pour senseurs inertiels interférométriques à long temps d'interrogation.* PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2008.
- [Walraven 06] J. T. M. Walraven. *Ecole prédoctorale des Houches, Elements of Quantum Gases : Thermodynamic and collisional properties of trapped atomic gases,* 2006.

[Weber 03]

Tino Weber, Jens Herbig, Michael Mark, Hanns-Christoph Nagerl & Rudolf Grimm. *Bose-Einstein Condensation of Cesium*. *Science*, vol. 299, no. 5604, pages 232–235, 2003.

RESUME

Cette thèse présente la réalisation d'un dispositif expérimental permettant l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein de ^{87}Rb . Pour atteindre la dégénérescence quantique, nous utilisons un piège dipolaire optique à 1565 nm. L'aspect inédit de ce travail de thèse réside dans l'utilisation d'un amplificateur à fibre dopé Erbium à 1565 nm pour réaliser un condensat de Bose-Einstein par une approche tout-optique.

Une nouvelle méthode d'imagerie *in situ* basée sur les déplacements lumineux induits par la source à 1565 nm sur les niveaux d'énergies du ^{87}Rb , semblable à une tomographie, a été mise en place. Elle nous permet de cartographier le potentiel dipolaire optique créé par les faisceaux du piège optique ainsi que d'observer la distribution atomique en énergie potentielle lors de la thermalisation du nuage d'atomes froids dans le piège optique.

Notre compréhension des déplacements lumineux induits par le piège dipolaire optique sur l'atome de ^{87}Rb a permis d'adapter la géométrie du piège pour charger suffisamment d'atomes, afin d'amorcer un refroidissement évaporatif, dernière étape vers la dégénérescence quantique. Un condensat de Bose-Einstein a finalement été produit après environ 4 secondes d'évaporation. Nous obtenons typiquement 2.10^4 atomes à 80 nK au terme du cycle de l'expérience.

MOTS-CLES

CONDENSATION DE BOSE-EINSTEIN - ATOMES FROIDS - PIEGE DIPOLAIRE OPTIQUE - TOMOGRAPHIE - REFROIDISSEMENT EVAPORATIF

ABSTRACT

This thesis deals with a new-generation experimental apparatus for producing ^{87}Rb Bose-Einstein condensates. We used an optical-dipole trap at 1565 nm to reach quantum degeneracy. We used this new all-optical approach to produce a Bose-Einstein condensate with an optical-dipole trap generated by a 1565 nm fiber laser.

A new *in situ* imaging method has been achieved, based on light-shift effects induced by a 1565 nm laser light on ^{87}Rb energy levels. This light-shift tomography allows us to map the optical potential created by the optical-dipole trap beams and to monitoring the atomic potential-energy distribution during the free-evaporation process.

We implemented a light-shift adapted experimental scheme to load enough atoms in the optical-dipole trap, thanks to our understanding of the light shifts induced by the optical-dipole trap light on the ^{87}Rb atom. Furthermore, we were able to start evaporative cooling in the optical trap, leading to quantum degeneracy. A Bose-Einstein condensate has finally been produced after a nearly 4 s evaporation process. We typically obtained 2.10^4 atoms at 80 nK at the end of evaporative cooling.

KEY WORDS

BOSE-EINSTEIN CONDENSATION - COLD ATOMS - OPTICAL DIPOLE TRAP - TOMOGRAPHY - EVAPORATIVE COOLING