

INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL
ÉCOLE DOCTORALE ONDES ET MATIERE

PHYSIQUE

THÈSE

pour l'obtention du grade de Docteur en science de l'Institut d'Optique
Graduate School

préparée au Laboratoire Charles Fabry

soutenue le 13/03/2014

par

Ronan BOURGAIN

Diffusion de la lumière dans les nuages denses
mésoscopiques d'atomes froids

Directeur de thèse : Antoine BROWAEYS – Laboratoire Charles Fabry, Palaiseau
Co-directeur de thèse : Yvan SORTAIS – Laboratoire Charles Fabry, Palaiseau

Composition du jury :

Président du jury : Jean-François ROCH – Laboratoire Aimé Cotton, Orsay
Rapporteurs : Nicolas TREPS – Laboratoire Kastler-Brossel, Paris
Guillaume LABEYRIE – Institut Non Linéaire de Nice, Sophia Antipolis
Examineur : Jean-François CLEMENT – Laboratoire de Physique des Lasers,
Atomes et Molécules, Lille

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier mon directeur de thèse Antoine Browaey, avec qui j'ai pris un grand plaisir à travailler au jour le jour. Ses connaissances en sciences et le plaisir qu'il a à les partager resteront parmi les meilleurs souvenirs de mon doctorat. Ayant travaillé dans un bureau commun pendant trois années avec Antoine, j'ai eu la chance de profiter de son enthousiasme de chaque instant ainsi que de son énergie. Je tiens, à titre égal, à remercier Yvan Sortais, mon co-directeur de thèse. Pouvoir bénéficier de ses connaissances en sciences ainsi que de sa grande expertise expérimentale ont été une véritable chance pour moi, tant pour mener à bien nos expériences que pour les analyser et les comprendre. J'ai particulièrement apprécié sa façon de communiquer sa passion pour la physique, sa grande énergie ou encore ses rééditions des grandes expériences historiques de la physique.

Je tiens à remercier les membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'évaluer mon travail de doctorat. Je remercie Jean-François Roch, le président du jury, Nicolas Treps et Guillaume Labeyrie, les rapporteurs et Jean-François Clément, l'examinateur.

Je souhaite remercier les directeurs successifs du Laboratoire Charles Fabry, Christian Chardonnet et Pierre Chavel pour leur accueil au sein du Laboratoire.

Le travail présenté ici n'aurait pas été possible sans l'extraordinaire équipe Asphérix. Je tiens tout d'abord à remercier Andreas Fuhrmanek, qui m'a précédé sur le projet et m'a énormément appris. Je lui en suis profondément reconnaissant. En plus d'avoir été un excellent camarade de travail, j'ai beaucoup apprécié son humour et sa motivation durant les longues heures d'expérimentation dans le laboratoire. Je tiens à remercier Joseph Pellegrino avec qui j'ai passé plus de deux années à travailler sur le projet. Sa détermination sans faille et sa motivation pour atteindre les objectifs que nous nous étions fixés, couplés à ses connaissances, nous ont été très utiles pour faire avancer le projet et l'amener là où il est maintenant. Je remercie Stephan Jennewein, son esprit fonceur et son professionnalisme, que j'ai pu entrevoir durant ces quelques mois ensemble, lui seront très utiles pour continuer le projet et amener de nombreux nouveaux résultats dans les années à venir.

Je remercie très chaleureusement les membres du projet ChadoQ, nos voisins de Laboratoire qui ont été d'excellents compagnons de recherche, entre autres choses : Lucas Beguin avec qui j'ai partagé mes trois années de doctorat, camarade extraordinaire en France comme aux États Unis ; Aline Vernier, consœur à l'énergie époustouflante et à la bonne humeur débordante ; Thierry Lahaye, physicien à l'aide inestimable ; Henning Labuhn, camarade de bureau et grand adepte du débat méthodique ; Sylvain Ravets, ancien collègue cachanais et sportif ; Daniel Barredo, Charles Evellin, Radu Chicireanu, Tatjana Wilk et Florence Nogrette.

Je remercie également les autres membres du groupe d'Optique Quantique : Er-

wan Bimbard, mon partenaire des tests culinaires exotiques ; Valentina Parigi, grande connaisseuse des quartiers italiens de Paris ; Alexei Ourjountsev, collègue de l'Institut d'Optique aux murs d'escalades ; Rémi Blandino, grand adepte de la contrepèterie ; Jean Etesse, excellent camarade du monde des photons ; Marco Barbieri, Rosa Tualle-Brouri, Imad Agha, Gaëtan Messin et Philippe Grangier.

Je remercie les membres du groupe de Physique Atomique qui nous ont apporté leur aide à de nombreuses reprises.

Nos expériences ne seraient pas possibles sans la précieuse aide des électroniciens : Frédéric Moron et André Villing ; des mécaniciens : André Guilbaud et Patrick Roth ; des opticiens : Gilles Colas et Christian Beurthe ainsi que des services techniques : Jacky Robin, Jean-Luc Cadoré et Fabrice Cartier ; je les remercie très chaleureusement.

J'ai pris un grand plaisir à enseigner aux étudiants ingénieurs, je remercie tous mes collègues enseignants : Denis Boiron, Caroline Kulcsar, Frederic Druon, Sébastien de Rossi, Lionel Jacubowicz, Fabienne Bernard, Thierry Avignon, Cédric Lejeune, Guillaume Anna, Margaux Barbier ainsi que François Goudail et Jean-Michel Jonathan de m'avoir offert cette opportunité.

Je remercie le personnel de l'administration qui nous apporte un support constant pour mener à bien nos expériences : Nicole Estèves-Mangeon, Isabelle Soury, Ghislaine Canale, Nathalie Baudry et Aziz Aboulahyane.

Je remercie toute ma famille et mes amis qui m'ont encouragé tout au long de mon travail intense de doctorat. Leur soutien me fut très précieux et je les en remercie profondément.

Je tiens à remercier Claudine et Michel pour avoir patiemment relu cette thèse.

Je remercie enfin Sophie pour m'avoir indéfectiblement soutenu ainsi que pour son aide inestimable tout au long de ces années.

Table des matières

Introduction	1
1 Structure de cette thèse	7
2 Publications résultantes de ce travail	8
1 Vers des nuages denses et froids	11
1.1 Piégeage d'atomes par une pince optique	12
1.1.1 Piéger un atome par la force dipolaire	13
1.1.2 Déplacements lumineux du rubidium	19
1.1.3 Piège dipolaire harmonique	21
1.2 Dispositif expérimental	22
1.2.1 La lentille asphérique	22
1.2.2 Le refroidissement laser d'atomes chauds de rubidium et piège magnéto-optique (PMO)	23
1.2.3 Le système d'imagerie	25
1.2.4 L'acquisition des données	27
1.3 Utilisation d'un atome unique comme d'une référence	30
1.3.1 Régime de l'atome unique	30
1.3.2 Durée de vie de l'atome unique dans le piège	33
1.3.3 Température d'un atome unique	35
1.3.4 Profondeur du piège	36
1.3.5 Fréquences d'oscillation du piège	39
1.3.6 Calibration de la fluorescence émise par un atome grâce à la détermination de l'intensité de saturation de la sonde	41
1.3.7 Compensation du champ magnétique	43
1.4 Chargement d'un piège dense d'atomes froids	47
1.4.1 Passer d'un atome à plusieurs	47
1.4.2 Mise en place d'une macro-pince réservoir	50
1.4.3 Optimisation du transfert entre les pinces	52
1.4.4 Mesure du taux de collisions à trois corps	57
1.5 Conclusion	59
2 Refroidissement évaporatif d'un ensemble mésoscopique d'atomes	61
2.1 Condensation de Bose-Einstein	62
2.1.1 Statistiques quantiques	63
2.1.2 Effets de taille finie	64

2.1.3	Signatures d'un BEC contenant quelques dizaines d'atomes . . .	65
2.2	Évaporation forcée d'un ensemble mésoscopique d'atomes froids . . .	69
2.2.1	Principe de l'évaporation forcée	69
2.2.2	Préparation du nuage	69
2.2.3	Résultats et lois d'échelle	71
2.2.4	Dynamique de l'évaporation	74
2.2.5	Conclusion sur l'évaporation forcée à un faisceau	79
2.3	Utilisation d'un anti-piège	79
2.3.1	Pourquoi ? Comment ?	79
2.3.2	Potentiel de piégeage composé	80
2.3.3	Mise en place expérimentale	81
2.3.4	Taille et positionnement de l'anti-piège par rapport au micro-piège	82
2.3.5	Alignement avec un atome unique	83
2.3.6	Détermination du volume thermique dans le piège composé . . .	87
2.3.7	Refroidissement d'atomes au moyen d'un piège composé	90
2.4	Conclusion	95
3	Diffusion de la lumière par un ensemble dense d'atomes : approche théorique	97
3.1	Discussion qualitative	98
3.2	Modélisation quantique de N atomes à L niveaux	101
3.2.1	Description du système	101
3.2.2	Hamiltonien du système	102
3.2.3	Dérivation de l'équation maîtresse	103
3.2.4	Hamiltonien effectif	106
3.2.5	Conclusion sur l'approche théorique de N atomes à L niveaux	107
3.3	Approximation d'atomes à deux niveaux	107
3.3.1	Équation maîtresse à deux niveaux	108
3.3.2	Hamiltonien effectif	109
3.3.3	Cas d'une faible excitation : équation des dipôles couplés à deux niveaux	109
3.3.4	Réduction de la sous-structure Zeeman : approximation par une transition moyenne	111
3.3.5	Approximation de champ moyen ("Timed Dicke")	113
3.4	Modélisation du système par des dipôles classiques	115
3.4.1	Équation des dipôles couplés classiques	115
3.4.2	Réduction de la sous-structure Zeeman : approximation par des transitions moyennes	116
3.5	Résumé et validité des différents modèles	117
3.5.1	Résumé des différents modèles	117
3.5.2	Validité des différents modèles	117
3.6	Valeurs propres du système	118
3.6.1	Diagramme des valeurs propres	118
3.7	Importance des termes en $1/r^2$ et $1/r^3$	120

3.8	Conclusion	120
4	Étude spectrale de la diffusion de la lumière par un nuage dense	123
4.1	Dipôles couplés : un petit plus de théorie	125
4.1.1	Système étudié	125
4.1.2	Spectres d'excitation collectifs	125
4.1.3	Largeur de la résonance	126
4.1.4	Centre de la raie d'excitation	128
4.1.5	Effets de taille finie du nuage	129
4.1.6	Asymétrie des spectres	129
4.1.7	Influence du point d'observation	130
4.1.8	Rôle des termes en $\frac{1}{r^2}$ et $\frac{1}{r^3}$	131
4.1.9	Influence des paires proches	132
4.2	Spectres d'excitation : utilisation d'impulsions courtes	133
4.2.1	Description de la méthode	134
4.2.2	Spectre d'excitation avec un atome	136
4.2.3	Spectres d'excitation en fonction du nombre d'atomes	137
4.2.4	Largeur des spectres et fréquence centrale d'excitation	138
4.2.5	Quantité de lumière diffusée récoltée	141
4.2.6	Conclusion sur l'étude avec des impulsions courtes	143
4.3	Spectres d'excitation : excitation longue et utilisation des temps de vol	143
4.3.1	Description	143
4.3.2	Spectre d'excitation en fonction du nombre d'atomes	144
4.3.3	Largeur des spectres et fréquence centrale d'excitation	145
4.3.4	Comparaison avec la méthode des impulsions courtes	146
4.3.5	Quantité de lumière diffusée récoltée	147
4.3.6	Conclusion sur l'étude avec des impulsions longues	149
4.4	Influence de l'intensité d'excitation sur les effets collectifs	149
4.4.1	Méthode expérimentale	150
4.4.2	Spectres d'excitation en fonction de l'intensité du faisceau excitateur	151
4.4.3	Quantité de lumière diffusée à résonance en fonction de l'intensité du faisceau excitateur	152
4.4.4	Conclusion sur l'influence de l'intensité	155
4.5	Modification de la polarisation de la lumière émise par les atomes du nuage	155
4.5.1	Analyse de la polarisation : cas d'un seul atome	155
4.5.2	Analyse de la polarisation : cas d'un milieu dense	157
4.5.3	Conclusion sur la modification de la polarisation	159
4.6	Conclusion	160
5	Étude temporelle de la diffusion de la lumière par un nuage dense	163
5.1	Mise en évidence expérimentale du retard de Wigner avec un seul atome	164
5.1.1	Retard de Wigner pour la diffusion d'une onde	165
5.1.2	Séquence expérimentale	166

5.1.3	Retard de Wigner pour un atome	167
5.1.4	Nombre de photons diffusés	169
5.1.5	Retard de Wigner avec plusieurs atomes en interactions : quelques prédictions	169
5.2	Modes sousradiants et superradiants : analyse temporelle théorique	170
5.2.1	Solutions des équations des dipôles couplés en fonction du temps	170
5.2.2	Énergie stockée dans le nuage en fonction du temps	171
5.2.3	Quantité de lumière diffusée en fonction du temps	173
5.2.4	Diffusion multiple dans le nuage	175
5.3	Conclusion	175
Conclusion générale et perspectives		177
Annexes		181
A Constantes fondamentales et propriétés du Rubidium 87		182
A.1	Constantes fondamentales	182
A.2	Niveaux du rubidium 87	182
A.3	Propriétés du rubidium 87	183
A.4	Détails de la raie D2 du rubidium 87	184
A.5	Coefficients de Clebsch-Gordan du rubidium 87	185
B Équations de Bloch optiques pour le rubidium 87		187
B.1	Cas de la transition $(5^2S_{1/2}, F=2) \iff (5^2P_{3/2}, F'=3)$ du ^{87}Rb . . .	187
C Système d'asservissement de la puissance laser		191
C.1	Principe	191
C.2	Description	191
C.2.1	Fonctions de l'asservissement	192
C.3	Caractéristiques et performances	193
D Polarisation de la fluorescence collectée par la lentille		197
D.1	Champ rayonné par un atome	198
D.2	Passage au travers de la lentille	198
D.3	Contraste dans l'analyse en polarisation	199
E Autres publications non développées dans le corps de la thèse		201
Bibliographie		217

Introduction

La diffusion de la lumière est un phénomène qui se produit dans de nombreux éléments de la vie courante. Par exemple, le brouillard occulte l'horizon par diffusion de la lumière sur les gouttelettes d'eau, ou encore, la couleur bleue du ciel résulte de la diffusion des rayons directs du soleil plus efficace pour les longueurs d'ondes les plus faibles. Au cœur de ces phénomènes de diffusion intervient l'interaction entre les atomes et la lumière. Cette interaction est étudiée dans des domaines scientifiques très variés, allant de la biologie, par exemple pour l'étude de la photosynthèse, à la chimie avec l'étude des réactions photo-induites, ou encore à la physique. Du point de vue de la physique, cette interaction fait l'objet d'études dans des sous-domaines très diversifiés, incluant notamment la physique du solide, avec l'étude de la diffraction des rayons X, la microscopie par fluorescence, les boîtes quantiques (Brandes, 2005) ou encore les atomes froids. L'objet de cette thèse est d'étudier l'interaction lumière-matière d'un point de vue fondamental, c'est-à-dire en n'utilisant que quelques atomes froids et un faisceau lumineux.

De la diffusion de la lumière à l'interaction dipôle-dipôle

La diffusion d'un faisceau lumineux sur un seul atome est aujourd'hui bien comprise et est modélisée par les équations de Bloch optiques (Cohen-Tannoudji, Dupont-Roc, et Grynberg, 1988). Cependant, si l'on place un second atome juste à côté de ce premier atome, le problème étudié se complexifie. En effet, le champ total reçu par ce second atome est la somme du faisceau lumineux incident et du champ rayonné par le premier atome. La diffusion de la lumière par le second atome est donc modifiée en présence d'un autre diffuseur proche de lui. De la même façon, le rayonnement du premier atome est lui aussi modifié. Chacun de ces atomes pouvant être considéré comme un dipôle, on parle d'interaction dipôle-dipôle pour désigner l'action du champ émis par un atome sur un autre. De plus, si le champ diffusé par le premier atome est à résonance, ou proche de résonance avec la transition du second atome, on parle d'interaction dipôle-dipôle résonante.

La modélisation de l'effet de l'interaction dipôle-dipôle sur la diffusion de la lumière en présence de deux atomes est bien comprise et a fait l'objet de nombreuses études, voir par exemple (Milonni et Knight, 1974). Si l'on prend un milieu comprenant $N \gg 1$ atomes en interactions, placés aléatoirement dans l'espace, le problème se complexifie significativement. En effet, le comportement de chaque atome dépend du comportement et de tous les autres et il devient nécessaire d'étudier le comporte-

ment collectif des atomes. À ce jour, il n'existe pas de solution générale au problème physique d'un ensemble de N corps en interactions. Numériquement, la modélisation quantique du comportement de ces ensembles, au travers des équations de Bloch optiques, suppose de travailler dans un espace de Hilbert de taille 2^N pour des atomes à deux niveaux. Dès que le nombre d'atomes dépasse quelques dizaines, la résolution de tels systèmes d'équations devient impossible dans le cas général. Nous verrons, à la fin de l'introduction, les différents régimes que nous avons étudiés et qui permettent de simplifier en partie ce problème.

Effets de l'interaction dipôle-dipôle

Nous allons maintenant présenter les effets de l'interaction dipôle-dipôle sur les atomes et sur la diffusion de la lumière qui en résulte. Dans un premier temps, nous allons raisonner sur deux atomes seulement, et nous allons supposer qu'ils possèdent deux niveaux chacun. En présence d'interactions dipôle-dipôle entre les atomes, les propriétés des atomes sont modifiées. Pour comprendre qualitativement cet effet, regardons le champ rayonné par un atome. À courte distance r , le champ rayonné par un atome est $E(r) \propto \frac{\hbar\Gamma}{(kr)^3}$ avec $\hbar = h/(2\pi)$, h étant la constante de Planck, Γ , la largeur naturelle de la transition et k , le vecteur d'onde de la lumière émise. Si les deux atomes sont séparés par une distance de l'ordre de $\lambda = k^{-1}$, ou plus petite, la force de l'interaction, qui est proportionnelle à $V(r)$, est de l'ordre de Γ , soit de l'ordre de la largeur naturelle de la transition atomique. La grandeur de cette interaction conduit à des modifications importantes des propriétés atomiques. La Figure 1 résume cet effet sur deux atomes.

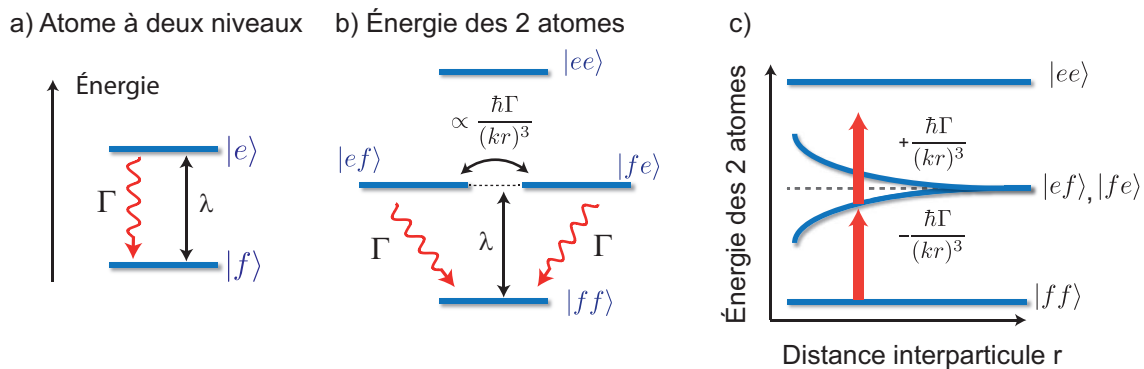


FIGURE 1 – a) *Atome à deux niveaux.* $|f\rangle$ représente l'état fondamental et $|e\rangle$ représente l'état excité. La longueur d'onde de la transition est λ et sa largeur Γ . b) *Représentation des niveaux d'énergie de deux atomes ainsi que de l'action de l'interaction dipôle-dipôle.* c) *Sous l'effet de l'interaction dipôle-dipôle, les niveaux d'énergie à deux atomes sont modifiés d'autant plus que la distance entre les particules est faible.*

Il y a deux principales modifications des propriétés atomiques qui résultent de l'interaction dipôle-dipôle résonante entre des atomes : la modification de la forme de la raie d'excitation collective ainsi que la modification des durées de vie des états

excités. Tous ces effets sont regroupés sous l'appellation d'effets collectifs, ou coopératifs, selon les auteurs. L'élément important pour définir ces effets est qu'il s'agit, de manière générale, de tous les effets qui se produisent dans un milieu et qui ne sont pas proportionnels au nombre d'atomes en présence. L'utilisation de l'interaction dipôle-dipôle est un moyen de créer cette collectivité. Nous présentons ci-dessous les deux effets induits sur les propriétés atomiques par l'interaction dipôle-dipôle.

Premier effet de l'interaction dipôle-dipôle : modification de la forme de la raie d'excitation collective à deux atomes...

Le premier effet de l'interaction dipôle-dipôle est de modifier la forme de la raie d'excitation collective. La Figure 1 c) représente l'énergie des deux atomes en fonction de la distance interparticulaire. À grande distance interparticulaire, l'effet des interactions est négligeable et le diagramme d'énergie est celui de deux atomes indépendants. En revanche, lorsque la distance interparticulaire diminue, l'interaction lève la dégénérescence et le diagramme d'énergie vient se diviser en deux branches. Afin d'exciter l'un des états collectifs de ces deux atomes, c'est-à-dire d'exciter l'une de ces deux branches, il est alors nécessaire de modifier les propriétés du faisceau exciteur, notamment sa fréquence. Cette modification du diagramme d'énergie collectif a aussi pour effet de rendre impossible l'excitation des deux atomes avec un seul laser : le niveau d'énergie doublement excité est alors hors de résonance. Cet effet est appelé blocage photonique de l'excitation (Ott *et al.*, 2013).

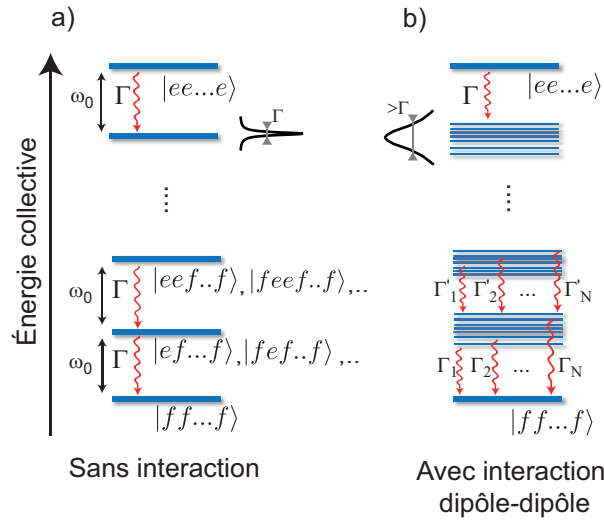
... et à N atomes

On peut généraliser cette approche à N atomes. La Figure 2 représente le diagramme d'énergie collective de N atomes en présence d'interactions ou non. Cette échelle d'énergie cumulative est appelée échelle de Dicke (Dicke, 1954). Sur la figure a), il n'y a pas d'interactions entre les atomes. Les niveaux d'énergie sont tous séparés de $\hbar\omega_0$, l'énergie de la transition atomique. Les niveaux d'énergie sont tous dégénérés sauf les états extrémaux, qui correspondent à tous les atomes dans le niveau fondamental : $|ff..f\rangle$, ou tous les atomes dans le niveau excité : $|ee..e\rangle$.

Si l'on ajoute maintenant les interactions dipôle-dipôle entre ces atomes, les niveaux d'énergie intermédiaires sont modifiés. On voit apparaître de multiples niveaux d'énergie dont les fréquences d'excitation sont différentes. Si l'on effectue une étude spectrale, par exemple, en venant sonder le premier état excité avec un laser depuis l'état fondamental, on obtient une raie d'excitation collective qui est nettement plus large que la raie d'excitation d'un atome isolé (Chomaz *et al.*, 2012).

De plus, le centre de cette raie peut être décalé, on parle alors de Lamb shift collectif (Friedberg, Hartmann, et Manassah, 1973). Cette modification de la raie centrale d'excitation peut être comprise qualitativement de deux façons. La première façon consiste à remarquer que l'énergie moyenne de l'interaction dipôle-dipôle entre les atomes est non-nulle. On a donc la raie collective d'excitation qui est déplacée de cette énergie moyenne. La seconde façon consiste à faire appel au Lamb-shift des atomes. En effet, sous l'action du champ du vide environnant un atome unique, les

FIGURE 2 – a) *Échelle de Dicke d'un ensemble de N atomes sans interactions.* Chaque niveau, excepté les niveaux extrêmes, est dégénéré. Le premier niveau excité est dégénéré N fois. b) *Échelle de Dicke d'un ensemble de N atomes avec les interactions dipôle-dipôle.* Les dégénérescences sont levées, et les nouveaux états de Dicke ont des temps de vie qui sont modifiés : $\Gamma_1 \neq \Gamma_2 \neq \Gamma'_1 \neq \Gamma$.



niveaux d'énergie de celui-ci sont modifiés. Si on considère ce même atome, mais environné de nombreux autres atomes rayonnant chacun un champ dipolaire, alors l'environnement électromagnétique de l'atome est grandement modifié. Cela a pour conséquence l'apparition d'un Lamb shift collectif et donc un décalage de la raie centrale d'excitation.

Second effet : modification des durées de vie des états excités

La seconde modification qui résulte de cette interaction dipôle-dipôle concerne les durées de vie des excitations dans les atomes, qui sont modifiées par rapport au cas d'un atome isolé (Dicke, 1954). En effet, sous l'effet des interactions, la durée de vie des états est soit augmentée - on parle alors de sousradiance - soit diminuée - on parle dans ce cas de superradiance.

Nous introduisons ici les appellations courantes : la superfluorescence est un phénomène qui prend place lorsque tous les atomes sont dans un état excité et qu'ils émettent N photons en un temps $1/(N\Gamma)$. La superradiance, quant à elle, consiste en un effet à un seul photon délocalisé sur tout le nuage et qui est émis à un taux $N\Gamma$. La superradiance à un seul photon peut être interprétée classiquement comme l'interférence constructive des champs rayonnés par les N dipôles, tous en phase, contenus dans un volume λ^3 . Tous les champs émis étant en phase, une interférence constructive conduit à une désexcitation du nuage N fois plus rapidement que s'il n'y avait qu'un seul atome. Dans certains cas, la phase relative entre les atomes conduit à des interférences destructives entre les atomes, donnant naissance au phénomène de sousradiance.

Il est également possible de comprendre ces effets de façon quantique. En effet, le phénomène de désexcitation spontanée d'un atome correspond au couplage d'un atome excité avec le champ du vide environnant. En présence de nombreux champs rayonnés par les autres atomes environnants, le champ perçu par cet atome est différent du champ du vide. De cette différence naît la modification des durées de vie des états excités. Ces deux effets - que sont la sousradiance et la superradiance - ont fait

l'objet de nombreuses études théoriques, voir par exemple (Gross et Haroche, 1982; Scully et Svidzinsky, 2009).

Bref état de l'art des mesures expérimentales

La superradiance tout comme la sousradiance ont fait l'objet de nombreuses études dans les années 1970. Ces études ont permis la confirmation de la validité d'une partie du modèle de Dicke, avec l'observation de la superfluorescence, notamment dans un gaz de sodium (Gross *et al.*, 1976). Elles ont principalement été effectuées dans des gaz d'atomes placés dans des états fortement excités - dits états de Rydberg. L'utilisation de ces atomes de Rydberg permet de simplifier la condition portant sur la dimension du milieu qui doit être de l'ordre de $\lambda/(2\pi)$. En effet, les longueurs d'onde des transitions pour des atomes de Rydberg sont de l'ordre de $\lambda \sim 1 - 10$ mm. Le phénomène de sousradiance a lui aussi été mesuré dans des conditions similaires (Pavolini *et al.*, 1985). Par ailleurs, une expérience utilisant un gaz de HF a aussi mis en évidence la superradiance (Skribanowitz *et al.*, 1973). Il est important de noter que dans toutes ces expériences les interactions entre les atomes étaient négligeables.

L'étude de ces effets connaît actuellement un renouveau, dans trois contextes différents. Dans chacun d'eux, les interactions jouent un rôle important dans la diffusion de la lumière dans le milieu considéré alors qu'elles avaient été soigneusement évitées auparavant. Il s'agit tout d'abord d'étudier la diffusion de la lumière dans les milieux ultra-froids et très denses tels que les condensats de Bose-Einstein ou les mers de Fermi dégénérées quantiquement (Chomaz *et al.*, 2012). En effet, la diffusion de la lumière est fortement affectée par la forte densité atomique des milieux, les interactions entre les atomes sont dans ces cas très fortes. Cela introduit des biais dans les mesures telles que celles du nombre d'atomes ou de la densité du milieu, en raison de la dépendance non triviale de la diffusion avec le nombre d'atomes.

Ensuite, il s'agit de comprendre la diffusion de la lumière dans les milieux aléatoires. Notamment, le problème de la localisation d'Anderson en présence d'interactions entre les diffuseurs reste un problème ouvert à ce jour (Akkermans, Gero, et Kaiser, 2008). Quelques expériences récentes ont abordé ce problème :

- Dans le domaine des ions froids, une expérience réalisée par (DeVoe et Brewer, 1996) a permis la mesure de la sousradiance et de la superradiance au moyen de deux ions séparés d'une longueur d'onde. Une autre expérience a aussi permis de mettre en évidence ces deux effets en présence d'interactions, c'est-à-dire en se servant de deux molécules séparées d'une dizaine de nanomètres dans un cristal organique (Hettich *et al.*, 2002).
- Deux expériences différentes ont permis la mesure du Lamb shift collectif causé par les interactions dipôle-dipôle : la première au moyen d'une cellule contenant une vapeur chaude (Keaveney *et al.*, 2012), et la seconde avec huit ions froids de Sr^+ interagissant en champ lointain (Meir *et al.*, 2013).
- La mesure de la force coopérative pour la diffusion de la lumière a été réalisée dans un piège magnéto-optique (Bienaimé *et al.*, 2010; Bender *et al.*, 2010).

Enfin, ces phénomènes se produisent dans le domaine de la nanophotonique. En effet, l’expertise développée ces dernières années permet maintenant de placer de nombreux diffuseurs dans des volumes très restreints (Kubo *et al.*, 2010; Delteil *et al.*, 2012). La diffusion de la lumière dans de tels ensembles est directement affectée par les effets collectifs, les interactions jouant, ici aussi, un rôle important.

Cas d’étude présent et dispositif expérimental

Nous avons présenté ci-dessus le cas général de l’étude de la diffusion résonante de la lumière dans un milieu à N corps désordonné et avons indiqué qu’il n’existe pas de solution générale théorique à ce problème, à ce jour. Nous avons donc choisi de nous placer dans un cas qui permet de simplifier significativement l’approche théorique du problème, à savoir, dans le régime de faible excitation atomique. En effet, dans ce cas, il est alors possible de considérer les atomes comme des dipôles classiques.

Cette approche est *a priori* restrictive expérimentalement puisqu’une faible excitation des atomes implique un faible signal lumineux à détecter, mais l’avantage théorique qu’elle apporte est incontournable. Cette limitation aux faibles excitations est très couramment utilisée (Keaveney *et al.*, 2012; Bienaimé, Piovela, et Kaiser, 2012). Par ailleurs, nous avons mené une étude en faisant varier l’importance de l’excitation (voir Chapitre 4). Celle-ci nous indique des résultats inattendus sur le comportement atomique collectif, que nous avons tenté d’expliquer uniquement qualitativement.

D’un point de vue expérimental, la force de l’interaction dipôle-dipôle étant proportionnelle à $\frac{\hbar\Gamma}{(kr)^3}$, afin d’avoir des effets de l’ordre de Γ (la largeur naturelle de la transition), il est nécessaire d’avoir des distances interparticulaires de l’ordre de $r \sim k^{-1} = \lambda/(2\pi)$. Pour des atomes de rubidium 87, la longueur d’onde de la transition D2 est de 780 nm (voir Annexe A), soit $\lambda/(2\pi) \sim 120$ nm. Si on convertit cette valeur en densité, on obtient des densités atomiques de l’ordre de 10^{14} at/cm³ pour un ensemble comprenant quelques centaines d’atomes. Expérimentalement, nous avons la possibilité de créer de telles densités en nous servant d’une pince optique de taille micrométrique qui vient piéger typiquement 400 atomes à une température ~ 150 μ K.

Par ailleurs, il nous est possible de charger un nombre d’atomes plus faible dans cette pince optique. La gamme des nombres d’atomes utilisés est comprise entre exactement un atome et jusqu’à 400 atomes. La faculté de pouvoir utiliser un seul atome est mise à profit afin de calibrer toutes nos mesures sur le cas idéal d’un diffuseur unique, c’est-à-dire sans interactions dipôle-dipôle. En augmentant progressivement le nombre d’atomes dans la pince optique, nous avons pu voir l’émergence des effets des interactions dipôle-dipôle entre les atomes.

1 Structure de cette thèse

Cette thèse s'articule autour de cinq chapitres :

- Dans le Chapitre 1, nous présentons notre dispositif expérimental. Celui-ci utilise une pince optique de taille micrométrique, permettant de piéger entre exactement un atome et jusqu'à quelques centaines d'atomes. Nous décrivons notamment la procédure de calibration de notre système ainsi que la méthode dont nous nous servons pour générer des ensembles mésoscopiques denses d'atomes froids.
- Le Chapitre 2 traite de notre étude de l'évaporation forcée appliquée à un ensemble mésoscopique d'atomes froids. Nous utilisons pour cela deux méthodes : la première utilise le seul faisceau piège et la seconde un faisceau piégeant ainsi qu'un autre faisceau anti-piégeant.
- Le Chapitre 3 présente le cadre théorique de l'étude de la diffusion de la lumière dans un ensemble dense d'atomes froids en présence de l'interaction dipôle-dipôle résonante entre les atomes. Nous développons le cadre théorique général puis nous appliquons plusieurs approximations pour dériver différents modèles que nous appliquons dans les chapitres suivants aux diverses situations expérimentales.
- Le Chapitre 4 présente notre étude expérimentale spectrale de la diffusion de la lumière par des ensembles mésoscopiques. Nous étudions deux techniques de mesure qui permettent de mettre en évidence des effets importants des interactions dipôle-dipôle entre les atomes. Nous présentons aussi plusieurs expériences qui vont au-delà de notre cadre théorique, en étudiant une forte excitation des dipôles.
- Le Chapitre 5 présente l'étude de la diffusion de la lumière d'un point de vue temporel. Nous présentons notamment la mesure du retard à la diffusion élastique, dit retard de Wigner dans le cas idéal d'un seul diffuseur. Nous étudions finalement les paramètres permettant de mettre en évidence une mesure de la sousradianance et de la superradianance avec des ensembles mésoscopiques denses.

2 Publications résultantes de ce travail

- *Evaporative cooling of a small number of atoms in a single-beam microscopic dipole trap*
R. Bourgain, J. Pellegrino, A. Fuhrmanek, Y.R.P. Sortais, A. Browaeys
Physical Review A, **88** 023428 (2013)
- *Direct measurement of the Wigner time delay for the scattering of light by a single atom*
R. Bourgain, J. Pellegrino, S. Jennewein, Y.R.P. Sortais, A. Browaeys
Optics Letters, **38** 1963 (2013)
- *Observation of suppression of light scattering induced by dipole-dipole interactions in a cold atomic ensemble*
En cours de préparation

Les publications suivantes correspondent au travail que nous avons effectué au début de ma thèse et ne sont pas détaillées explicitement dans le corps de la thèse puisqu'elles ont fait l'objet d'un développement dans la thèse de doctorat de (Fuhrmanek, 2011). Elles sont portées en Annexe E.

- *Free-Space Lossless State Detection of a Single Trapped Atom*
A. Fuhrmanek, **R. Bourgain**, Y. R. P. Sortais, and A. Browaeys
Physical Review Letters **106** 133003 (2011)
- *Sub-Poissonian atom-number fluctuations using light-assisted collisions*
Y. R. P. Sortais, A. Fuhrmanek, **R. Bourgain**, and A. Browaeys
Physical Review A **85**, 035403 (2012)
- *Light-assisted collisions between a few cold atoms in a microscopic dipole trap*
A. Fuhrmanek, **R. Bourgain**, Y. R. P. Sortais, and A. Browaeys
Physical Review A **85**, 062708 (2012)

Chapitre 1

Vers des nuages denses et froids

Sommaire

1.1	Piégeage d'atomes par une pince optique	12
1.1.1	Piéger un atome par la force dipolaire	13
1.1.2	Déplacements lumineux du rubidium	19
1.1.3	Piège dipolaire harmonique	21
1.2	Dispositif expérimental	22
1.2.1	La lentille asphérique	22
1.2.2	Le refroidissement laser d'atomes chauds de rubidium et piège magnéto-optique (PMO)	23
1.2.3	Le système d'imagerie	25
1.2.4	L'acquisition des données	27
1.3	Utilisation d'un atome unique comme d'une référence	30
1.3.1	Régime de l'atome unique	30
1.3.2	Durée de vie de l'atome unique dans le piège	33
1.3.3	Température d'un atome unique	35
1.3.4	Profondeur du piège	36
1.3.5	Fréquences d'oscillation du piège	39
1.3.6	Calibration de la fluorescence émise par un atome grâce à la détermination de l'intensité de saturation de la sonde	41
1.3.7	Compensation du champ magnétique	43
1.4	Chargement d'un piège dense d'atomes froids	47
1.4.1	Passer d'un atome à plusieurs	47
1.4.2	Mise en place d'une macro-pince réservoir	50
1.4.3	Optimisation du transfert entre les pinces	52
1.4.4	Mesure du taux de collisions à trois corps	57
1.5	Conclusion	59

Ce premier chapitre s'intéresse à la description des différentes étapes nous permettant de passer d'un morceau de rubidium solide à un nuage dense d'atomes froids

dans une pince optique très confinante. La première partie décrit le principe physique d'une pince optique ainsi que son effet sur un atome de rubidium. La seconde partie s'intéresse au dispositif expérimental. Nous y introduirons les différents éléments qui le composent ainsi que les principales équations régissant son fonctionnement, qui nous seront utiles dans la suite du manuscrit. Dans un troisième temps, nous détaillerons les méthodes qui permettent de se servir d'un atome unique comme d'une référence pour des expériences comportant plus d'atomes. Enfin, nous présenterons notre méthode de chargement des pinces optiques permettant d'obtenir des nuages denses d'atomes froids.

1.1 Piégeage d'atomes par une pince optique

Au XIX^e siècle, John Dalton fit la prédiction que la matière est composée d'atomes. La communauté des physiciens s'est ensuite attachée à chercher comment les isoler afin de les étudier. Ils ont imaginé divers procédés qui reposent sur des pièges. Lorsque ces particules sont électriquement chargées, par exemple quand il s'agit d'ions pour lesquels un ou plusieurs électrons manquent ou même d'un électron individuel, elles sont fortement sensibles à l'interaction coulombienne. Des pièges très profonds ont été créés en entourant ces particules de murs électriquement chargés, donc fortement répulsifs (piège de Paul, piège de Penning). Les atomes, qui sont des particules neutres, n'interagissent, par contre, que très faiblement avec la lumière. Les piéger s'avère donc plus difficile et les pièges à atomes neutres qu'il est possible de créer grâce à des lasers, ne sont que très peu profonds.

La profondeur d'un piège se décrit au moyen de la quantité maximale d'énergie que peut y avoir une particule sans pouvoir s'en échapper. Les atomes neutres possédant une énergie cinétique liée à l'agitation thermique, la profondeur d'un piège se décrit en termes de température maximale que peuvent avoir les atomes. Celle-ci varie entre quelques microKelvins et un Kelvin dépendant du piège.

Les atomes neutres généralement utilisés sont initialement préparés sous forme de vapeur, ce qui correspond à des températures de plusieurs centaines de Kelvin. Les atomes doivent donc d'abord être ralentis et refroidis avant de pouvoir être piégés. La première démonstration expérimentale d'un important ralentissement d'atomes neutres fut réalisée par (Prodan *et al.*, 1985) sur un jet d'atomes de sodium par l'envoi d'un laser contra-propageant et à résonance. Les atomes absorbant la quantité de mouvement de la lumière incidente s'en retrouvaient ainsi ralentis. Les atomes étaient maintenus à résonance avec le laser grâce à un champ magnétique (Phillips et Metcalf, 1982). La seconde étape fut de réussir le confinement optique d'atomes. Celui-ci fut réalisé par (Chu *et al.*, 1985). Au moyen de six faisceaux contra-propageants permettant de créer une force de friction dans les six directions de l'espace, les auteurs réussirent à ralentir les atomes et à les garder confinés au point d'intersection des faisceaux lasers, créant ainsi une mélasse optique. La dernière étape consistant à piéger ces atomes refroidis fut réalisée par (Chu *et al.*, 1986) grâce à un seul laser,

qui, étant focalisé et désaccordé au rouge de la transition atomique, piège les atomes là où le laser est le plus intense. Cette technique de piégeage est aujourd'hui bien maîtrisée et est utilisée par de nombreux groupes de recherche dans le monde. Elle a permis le piégeage d'atomes froids, mais aussi de billes micrométriques (Ashkin *et al.*, 1986) ou encore d'échantillons biologiques divers (Ashkin et Dziedzic, 1987). Nous nous servons de cette technique pour piéger nos atomes de rubidium. La physique du refroidissement et du piégeage d'atomes par laser a été récompensée par l'attribution du prix Nobel de physique en 1997 à S. Chu, C. Cohen-Tannoudji et W.D. Phillips. Nous allons maintenant décrire comment, au moyen d'un seul faisceau laser dit "pince optique", il est possible de piéger des atomes.

1.1.1 Piéger un atome par la force dipolaire

Le piégeage au moyen d'une pince optique fait intervenir la force dipolaire. Il est possible de comprendre cette force grâce à la physique classique. On suppose qu'on soumet un atome à un champ électrique oscillant $\mathbf{E}(\mathbf{t})$. Ce dernier va alors induire un dipôle dans l'atome : $\mathbf{p}(\mathbf{t}) = \alpha \mathbf{E}(\mathbf{t})$, α étant la polarisabilité de l'atome. Si la fréquence du champ électrique est plus faible que la fréquence de résonance du dipôle, alors le dipôle induit est globalement orienté dans le même sens que le champ électrique. L'énergie d'interaction entre le dipôle électrique et l'atome $U = -\frac{1}{2} \mathbf{p} \cdot \mathbf{E}$ est donc négative. Un système physique cherchant toujours à minimiser son énergie, l'atome se déplacera physiquement vers la zone où U est minimum, c'est-à-dire là où le champ électrique est le plus intense. Cet endroit étant généralement le point de focalisation d'un laser, cela crée ainsi un piège dipolaire.

La vision classique de la force dipolaire permet de comprendre certains effets mais n'apporte qu'une description incomplète des phénomènes physiques en jeu, notamment en ce qui concerne les déplacements des niveaux d'énergie. Nous présenterons donc ici une description intégralement quantique, tant pour l'atome que pour le champ lumineux.

Description quantique : l'atome "habillé"

Considérons tout d'abord un atome à deux niveaux. Afin de décrire son interaction avec un champ électromagnétique quantifié, nous allons nous servir du modèle quantique de l'atome habillé par les photons du champ lumineux. Les deux niveaux atomiques sont notés $|f\rangle$ pour l'état fondamental et $|e\rangle$ pour l'état excité (voir Figure 1.1). L'écart entre ces niveaux d'énergie est $\hbar\omega_0$.

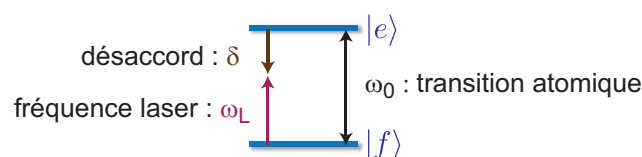


FIGURE 1.1 – *Système à deux niveaux.*

L'hamiltonien atomique s'écrit¹ :

$$H_{At} = \hbar\omega_0 |e\rangle \langle e| . \quad (1.1)$$

On soumet l'atome à un champ laser quantifié que l'on décrit par l'hamiltonien du mode du champ laser suivant :

$$H_L = \hbar\omega_L \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) \quad (1.2)$$

où les opérateurs a^\dagger et a sont, respectivement, les opérateurs création et annihilation de photons. On définit le désaccord δ entre la fréquence du laser et celle de la transition atomique par $\delta = \omega_L - \omega_0$. On se place dans le cas où le laser incident est proche de résonance c'est-à-dire que $|\delta| \ll \omega_0, \omega_L$.

Les états propres du couple {Atome, Champ}, sans interaction, s'obtiennent à partir de l'hamiltonien $H_{At} + H_L$ et sont les états $|f, N+1\rangle$ et $|e, N\rangle$, avec N le nombre de photons dans le mode du champ laser. L'écart entre ces deux niveaux étant $\hbar\delta$.

On définit maintenant l'hamiltonien d'interaction dipolaire électrique entre l'atome et le champ laser par (une dérivation précise de cet hamiltonien peut être trouvée dans l'ouvrage de (Cohen-Tannoudji, Dupont-Roc, et Grynberg, 1988)) :

$$H_{At,L} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_\perp(\mathbf{R}) , \quad (1.3)$$

avec \mathbf{d} qui correspond au dipôle atomique, que l'on définit par :

$$\begin{aligned} \mathbf{d} &= \mathbf{d}_{fe} (|e\rangle \langle f| + |f\rangle \langle e|) \\ &= \mathbf{d}_{fe} (S_+ + S_-) , \end{aligned} \quad (1.4)$$

les opérateurs S_+ et S_- sont les opérateurs pseudo-spins avec $S_+S_- = S_z$; $\mathbf{d}_{fe} = \langle f | \mathbf{D} | e \rangle$ est l'élément de matrice de la transition de l'opérateur moment dipolaire. L'opérateur champ électrique $\mathbf{E}_\perp(\mathbf{R})$, quant à lui, évalué à la position \mathbf{R} de l'atome s'écrit :

$$\mathbf{E}_\perp(\mathbf{R}) = \sqrt{\frac{\hbar\omega_L}{2\epsilon_0 V}} \epsilon_L (a e^{i\mathbf{k}_L \mathbf{R}} + a^\dagger e^{-i\mathbf{k}_L \mathbf{R}}) , \quad (1.5)$$

avec le volume de quantification qui est noté V , et ϵ_L et \mathbf{k}_L correspondent à la polarisation du mode laser ainsi qu'à son vecteur d'onde.

Afin de simplifier les calculs, nous nous placerons maintenant dans le cas où l'atome considéré est à la position $\mathbf{R} = \mathbf{0}$. On peut, dans ce cas, réécrire plus simplement l'hamiltonien d'interaction :

$$H_{At,L} = g (S_+ + S_-) (a + a^\dagger) , \quad (1.6)$$

1. Pour des raisons de clarté, on omet les symboles " $\hat{\cdot}$ " sur les opérateurs.

avec g le paramètre de couplage défini par :

$$g = -\epsilon_L \cdot \mathbf{d}_{fe} \sqrt{\frac{\hbar\omega_L}{2\epsilon_0 V}} . \quad (1.7)$$

La Figure 1.2 représente les différents niveaux d'un atome habillé par les photons du mode laser. Le cas représenté considère δ négatif, une hypothèse que nous conserverons par suite. Sur cette figure, sont aussi représentés les différents couplages entre les niveaux induits par l'hamiltonien d'interaction. Il y a quatre voies de couplage : S_+a qui correspond au passage de l'état fondamental à l'état excité de l'atome via la destruction d'un photon, S_-a^\dagger qui est l'opposé, à savoir la création d'un photon lors de la désexcitation de l'atome. Les deux derniers processus S_+a^\dagger et S_-a sont fortement non résonants (écart d'énergie $2\omega_L$) et seront donc négligés puisque l'on a $|\delta| \ll \omega_0, \omega_L$. Cette approximation est connue sous le nom d'approximation des "ondes tournantes" (Cohen-Tannoudji, Dupont-Roc, et Grynberg, 1988).

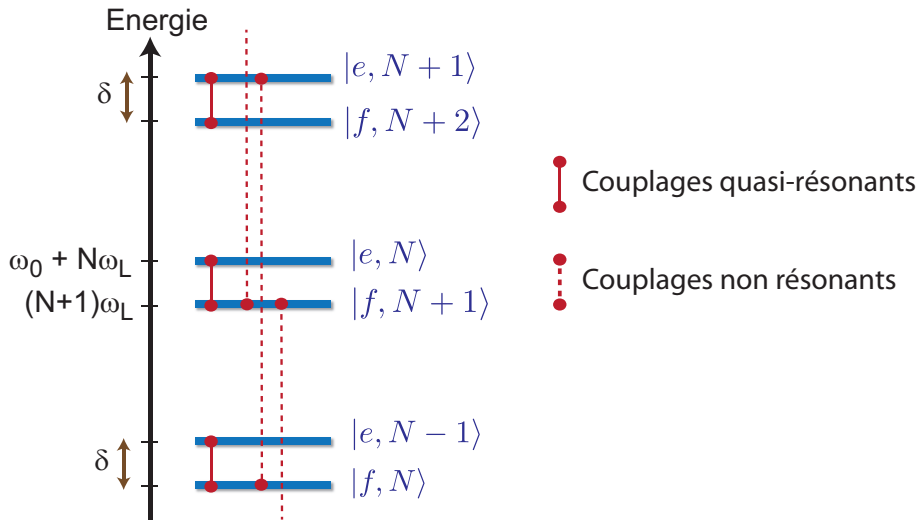


FIGURE 1.2 – Échelle des énergies de l'atome à deux niveaux habillé par les photons du champ lumineux.

On peut donc encore simplifier l'hamiltonien d'interaction atome-champ suivant une forme que nous conserverons par la suite :

$$H_{\text{At,L}} = g (S_+a + S_-a^\dagger) . \quad (1.8)$$

Effet de la lumière sur un atome : déplacement des niveaux d'énergie atomiques

Les états propres {Atome, Champ} étant la répétition périodique d'une multiplicité, nous allons travailler avec une seule d'entre elles dont la base est engendrée par $|f, N+1\rangle$ et $|e, N\rangle$. On va maintenant considérer l'hamiltonien total d'interaction H_{tot} , qui est la somme de H_{At} , H_L et de $H_{\text{At,L}}$. Dans cette base, l'hamiltonien H_{tot}

s'exprime sous la forme d'une matrice 2×2 que l'on va diagonaliser (on prend pour origine des énergies $\omega_0 + N\omega_L + \delta/2$ (cas $\delta < 0$)) :

$$H_{\text{tot}} = \begin{pmatrix} \hbar\delta/2 & c_N \\ c_N & -\hbar\delta/2 \end{pmatrix}, \text{ avec } c_N = g \sqrt{N+1}; \quad (1.9)$$

on a utilisé ici les propriétés :

$$\begin{aligned} a |N\rangle &= \sqrt{N} |N-1\rangle \\ a^\dagger |N\rangle &= \sqrt{N+1} |N+1\rangle. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Le mode du champ laser peut être décrit par un état cohérent $|\alpha e^{-i\omega_L t}\rangle$, α étant réel. La moyenne de l'opérateur champ électrique sur cet état cohérent est : $\langle \alpha e^{-i\omega_L t} | \mathbf{E}_\perp(R) | \alpha e^{-i\omega_L t} \rangle = \mathbf{E}_0 \cos(\omega_L t)$, avec $\mathbf{E}_0 = 2\epsilon_L \sqrt{\frac{\hbar\omega_L}{2\epsilon_0 V}} \sqrt{\langle N \rangle}$ et $\langle N \rangle = \alpha^2$. On fait l'hypothèse que la variation ΔN du nombre de photons dans le champ laser induite par la présence de l'atome est très petite devant le nombre moyen de photons dans le champ laser $\langle N \rangle$. Cette approximation revient ici à négliger la variation de c_N avec N .

On peut donc réécrire $c_N = \hbar\Omega/2$, avec Ω la fréquence de Rabi définie par :

$$\hbar\Omega = -\mathbf{d}_{fe} \mathbf{E}_0. \quad (1.11)$$

En diagonalisant la matrice, on en déduit les énergies propres :

$$E_\pm = \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{\delta^2 + \Omega^2}. \quad (1.12)$$

Les nouveaux états propres sont des combinaisons linéaires des deux états $|f, N+1\rangle$ et $|e, N\rangle$. Si l'on suppose que l'on se place dans le régime des faibles saturations : $|\Omega| \ll |\delta|$, alors les effets du champ laser sont des effets perturbatifs, on peut donc faire un développement limité des énergies propres :

$$\begin{aligned} E_+ &\simeq \frac{\hbar}{2} |\delta| \left(1 + \frac{\Omega^2}{2\delta^2} \right) \simeq -\hbar \left(\frac{\delta}{2} + \frac{\Omega^2}{4\delta} \right) \\ E_- &\simeq \hbar \left(\frac{\delta}{2} + \frac{\Omega^2}{4\delta} \right) \end{aligned} \quad (1.13)$$

Les états propres sont alors les états initiaux $|-, N\rangle \simeq |f, N+1\rangle$ et $|+, N\rangle \simeq |e, N\rangle$. L'effet du champ laser, dans le régime des faibles saturations, consiste donc en un déplacement des deux niveaux d'énergie de la quantité $\pm \frac{\hbar\Omega^2}{4\delta}$. La Figure 1.3 représente ces déplacements dans le cas $\delta < 0$.

On note que les déplacements lumineux sont indépendants de N , nous garderons tout de même les indices N pour préciser que nous traitons les niveaux atomiques dans le cadre de l'atome habillé. Le déplacement lumineux est donc proportionnel à l'intensité du champ laser (Ω^2) et inversement proportionnel au désaccord du laser (δ). En prenant δ négatif, on constate que l'état fondamental $|-, N\rangle$ est déplacé vers le bas, donc vers un état plus stable. Il s'agit du principe du piégeage par la force dipolaire.

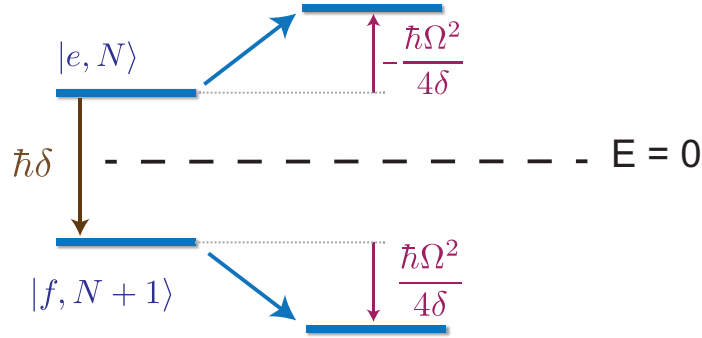


FIGURE 1.3 – *Déplacement des niveaux atomiques sous l'effet du champ laser.* Le cas représenté correspond à un désaccord du laser $\delta < 0$.

Effets de la lumière sur un atome : fluorescence et piégeage

Pour obtenir la force du piégeage, il nous faut tout d'abord déterminer les populations présentes dans les différents niveaux atomiques habillés. On note Π_+^{st} , la population dans l'état $|+, N\rangle$ et Π_-^{st} , la population dans l'état $|-, N\rangle$, dans le régime stationnaire. Le déplacement lumineux moyen de l'atome est : $\Delta E_{at} = \Pi_+^{st} \Delta E_+ + \Pi_-^{st} \Delta E_-$. Le calcul des valeurs de ces populations peut être effectué à partir des équations pilotes (Cohen-Tannoudji, Dupont-Roc, et Grynberg, 1988), ou encore de la matrice densité (Loudon, 2000). Ces populations sont égales à :

$$\begin{aligned} \Pi_+^{st} &= \frac{1}{2} \frac{2\frac{\Omega^2}{\Gamma^2}}{1 + 2\frac{\Omega^2}{\Gamma^2} + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} = \frac{1}{2} \frac{s}{1 + s + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} \\ \Pi_-^{st} &= 1 - \Pi_+^{st} \end{aligned} \quad (1.14)$$

On a introduit ici le facteur Γ qui est le taux de désexcitation spontanée de l'atome qui joue un rôle important dans la détermination des populations des différents niveaux atomiques, ainsi que le paramètre de saturation de la transition s ; ils sont définis par :

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3 d_{fe}^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \quad \text{et} \quad s = 2\frac{\Omega^2}{\Gamma^2} . \quad (1.15)$$

On peut identifier le déplacement lumineux de l'état fondamental à un potentiel de piégeage si la population dans l'état excité est proche de zéro, c'est-à-dire si $\Pi_+^{st} \ll 1$. Cela peut s'obtenir de deux façons : soit en désaccordant fortement le laser par rapport à la transition atomique (δ grand), soit en prenant un paramètre de saturation faible ($s \ll 1$). Expérimentalement, nous verrons que bien la seconde conditions ne soit pas remplie, le désaccord du laser est tel que la population dans l'état excité est effectivement très faible (voir Section 1.2).

Le faisceau laser crée donc un potentiel de piégeage dipolaire U_{dip} qui est le déplacement lumineux de l'atome dans l'état fondamental :

$$\Delta E_{|f\rangle} = U_{\text{dip}} = \frac{\hbar\Omega^2}{4\delta} . \quad (1.16)$$

Il existe une force de piégeage conservative qui dérive de ce potentiel :

$$\mathbf{F}_{\text{dip}} = -\nabla \left(\frac{\hbar\Omega^2}{4\delta} \right) = -\frac{\hbar\Omega}{2\delta} \nabla\Omega . \quad (1.17)$$

En prenant δ négatif -dit désaccordé vers le rouge de la transition- le potentiel de piégeage 1.16 est négatif et la force devient attractive. Le minimum de ce potentiel se situe là où Ω est le plus grand, c'est-à-dire, par exemple, là où un laser vient se focaliser. Un atome dont l'énergie est inférieure à ce potentiel sera donc piégé par ce faisceau lumineux et sera attiré là où l'intensité lumineuse est la plus importante. Cette technique de piégeage, dont nous nous servons, est appelée "piège dipolaire" ou encore "pince optique".

Si δ est positif -dit désaccordé vers le bleu de la transition- la force est répulsive, l'atome sera donc repoussé des zones de forte intensité lumineuse. Il est aussi possible de piéger un atome dans ce cas, en créant par exemple un anneau de lumière répulsive autour de l'atome, grâce à un mode de Laguerre Gauss par exemple. Ce type de mode spatial peut être créé avec des masques de phase (Grimm, Ovchinnikov, et Weidemüller, 2000; Smith *et al.*, 2005) ou un modulateur de spatial de lumière (SLM) (Gaunt *et al.*, 2013; Jaouadi *et al.*, 2010). Des pièges à trois dimensions ont également été réalisés avec de la lumière anti-piégeante. Par exemple, le groupe (Puppe *et al.*, 2007) utilise les différents modes transversaux et longitudinaux d'une cavité pour encadrer des atomes uniques de lumière répulsive.

La quantité de fluorescence émise spontanément par un atome est le produit de la population dans l'état excité Π_+^{st} par le taux de désexcitation Γ . Il s'agit du nombre de photons émis par un atome dans des modes du champ qui sont différents de celui du laser incident. C'est cette fluorescence qui est récoltée par notre lentille et qui nous permet d'étudier les propriétés atomiques (voir Section 1.2). Ce taux d'émission spontanée s'exprime par :

$$\Gamma_{\text{sp}} = \Pi_+^{\text{st}}\Gamma = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} . \quad (1.18)$$

L'absorption et l'émission spontanée de photons impliquent une modification de la quantité de mouvement de l'atome qui donne naissance à une force de pression de radiation poussant l'atome dans la direction du champ laser :

$$\mathbf{F}_{pr} = \hbar\mathbf{k}_L\Gamma_{sp} = \hbar\mathbf{k}_L \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} . \quad (1.19)$$

Afin de maintenir un atome piégé, il faut maintenir un rapport $\frac{\mathbf{F}_{pr}}{\mathbf{F}_{\text{dip}}} \propto \frac{1}{\delta}$ qui soit le plus faible possible. Il est à noter que ce rapport ne dépend pas de la puissance du laser mais uniquement du désaccord du laser.

En résumé, expérimentalement, nous créons un piège à atomes avec un laser de grand désaccord négatif ($\delta \ll 0$) et dans le régime de faible saturation ($s \ll 1$).

1.1.2 Déplacements lumineux du rubidium

L'atome que nous piégeons est le rubidium 87. La structure fine, la structure hyperfine et les sous-niveaux Zeeman d'un atome de rubidium sont représentés sur la Figure 1.4. Les écarts entre les différents sous-niveaux sont donnés en Annexe A.2.

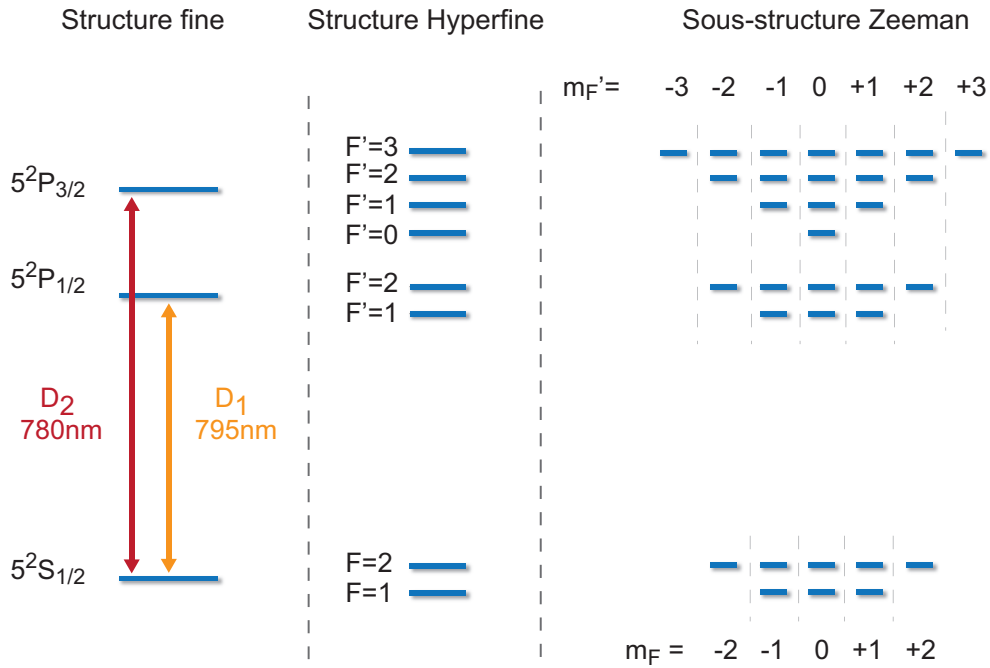


FIGURE 1.4 – Structure électronique du rubidium 87.

Cette structure est nettement différente du cas d'un atome à deux niveaux étudié précédemment. Le calcul des déplacements lumineux peut être fait en diagonalisant l'hamiltonien total du système, cependant cette tâche est particulièrement ardue et seul le cas des faibles saturations nous importe. Un traitement perturbatif de l'action du champ lumineux sur les niveaux d'énergie simplifie les calculs et permet de déterminer les phénomènes physiques qui nous intéressent. L'action de l'hamiltonien d'interaction $H_{At,L}$ au premier ordre de la théorie des perturbations est nulle puisqu'il est antisymétrique. Le calcul fait donc intervenir le second ordre :

$$\Delta E_{|i\rangle} = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | H_{At,L} | i \rangle|^2}{E_{|i\rangle}^{(0)} - E_{|j\rangle}^{(0)} - \hbar\omega_0}, \quad (1.20)$$

les termes $E_{|i\rangle}^{(0)}$ correspondent aux énergies non perturbées des sous-niveaux Zeeman $|i\rangle$ de l'atome (à l'ordre zéro des perturbations). Il est à noter que le calcul perturbatif de l'action du champ lumineux sur les niveaux d'énergie d'un atome à deux niveaux,

appliqué au second ordre des perturbations, donne le résultat exact des déplacements lumineux dans le cas des faibles saturations.

Les éléments de matrice $|\langle j | H_{\text{At,L}} | i \rangle|$ correspondent à la force du couplage par la lumière entre les sous-niveaux Zeeman $|i\rangle$ et $|j\rangle$. Sa valeur dépend de deux éléments : la polarisation du faisceau lumineux de piégeage, qui définit les transitions qui sont effectivement couplées, ainsi que les coefficients de Clebsch-Gordan (voir Annexe A.5), qui donnent la force relative de ces couplages. De plus amples détails sur ces calculs appliqués à l'atome de rubidium peuvent être trouvés dans la thèse (Darquié, 2005).

Le déplacement lumineux de l'état fondamental pour un faisceau laser de polarisation π est :

$$\Delta E_{(5^2S_{1/2})} = \frac{\hbar\Omega^2}{4} \left(\frac{1}{3\Delta_1} + \frac{2}{3\Delta_2} \right), \quad (1.21)$$

les désaccords Δ_1 et Δ_2 sont ceux définis sur la Figure 1.5 a).

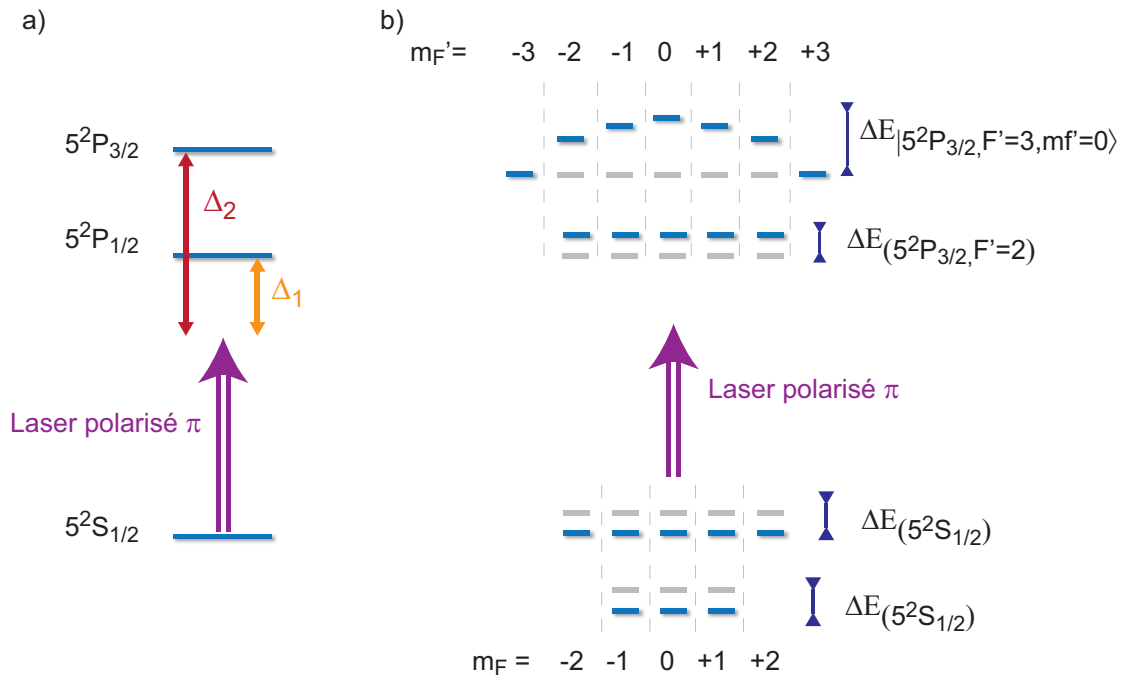


FIGURE 1.5 – a) Désaccord du laser piège par rapport aux différentes transitions. b) Déplacements lumineux par un laser polarisé π . Les niveaux en gris correspondent aux niveaux d'énergie non décalés.

Le déplacement lumineux de l'état ($5^2S_{1/2}$) indiqué ici est le même pour tous les états $F = 1$ et $F = 2$ et leurs sous-états. Pour arriver à ce résultat, nous avons fait une approximation selon laquelle l'écart entre ces états (6.8 GHz) est très inférieur aux désaccords Δ_1 et Δ_2 (plusieurs dizaines de nanomètres soit plusieurs milliers de GHz). La prise en compte de ces décalages est possible et correspond aux "déplacements

lumineux différentiels" (Jones *et al.*, 2007; Kuhr *et al.*, 2005) qui sont des effets faibles que nous ne traiterons donc pas ici.

Nous introduisons maintenant l'intensité du laser piège :

$$I_L = \frac{1}{2} \epsilon_0 c |E_0|^2 , \quad (1.22)$$

ainsi que l'intensité de saturation de l'atome I_{sat} qui correspond physiquement au nombre de photons qu'il est nécessaire d'envoyer sur l'atome afin qu'il reçoive en moyenne un photon toutes les durées de vie de la transition ($T=1/\Gamma$). La transition de référence ici est celle de la raie D_2 du rubidium sur les états extrémaux $|5^2S_{1/2}, F=2, M=2\rangle$ vers $|5^2P_{3/2}, F'=3, M'=3\rangle$ de fréquence ω_2 . On définit :

$$I_{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega_0^3}{12\pi c^2} \Gamma = 16.693 \text{ W/m}^2 . \quad (1.23)$$

On peut réécrire la saturation d'un faisceau lumineux s suivant :

$$s = 2 \frac{\Omega^2}{\Gamma^2} = \frac{I_L}{I_{\text{sat}}} . \quad (1.24)$$

Avec ces nouvelles notations, les déplacements lumineux de l'état fondamental et des états excités pour un laser de polarisation π (Darquié, 2005) sont :

$$\begin{aligned} \Delta E_{(5^2S_{1/2})} &= \frac{\hbar\Gamma^2 I_L}{8I_{\text{sat}}} \left(\frac{1}{3\Delta_1} + \frac{2}{3\Delta_2} \right) \\ \Delta E_{(5^2P_{3/2}, F'=2)} &= -\frac{\hbar\Gamma^2 I_L}{8I_{\text{sat}}} \left(\frac{1}{3\Delta_2} \right) \\ \Delta E_{|5^2P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=0\rangle} &= -\frac{\hbar\Gamma^2 I_L}{8I_{\text{sat}}} \left(\frac{3}{5\Delta_2} \right) \\ \Delta E_{|5^2P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=\pm 1\rangle} &= -\frac{\hbar\Gamma^2 I_L}{8I_{\text{sat}}} \left(\frac{8}{15\Delta_2} \right) \\ \Delta E_{|5^2P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=\pm 2\rangle} &= -\frac{\hbar\Gamma^2 I_L}{8I_{\text{sat}}} \left(\frac{1}{3\Delta_2} \right) \\ \Delta E_{|5^2P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=\pm 3\rangle} &= 0 . \end{aligned} \quad (1.25)$$

Ces déplacements lumineux sont représentés sur la Figure 1.5 b). Ceux qui sont calculés ici correspondent à une polarisation particulière du piège (π). Pour les autres polarisations (σ_+ , σ_-), les déplacements lumineux des différents états changent totalement (Darquié, 2005).

1.1.3 Piège dipolaire harmonique

Afin de piéger les atomes de rubidium, nous nous servons d'un faisceau laser focalisé dans une enceinte à vide. Sa longueur d'onde est de $\lambda_{\text{dip}} \approx 850 - 950$ nm, elle se situe donc bien dans le rouge des transitions atomiques (raie D_1 à 795 nm et raie D_2 à 780 nm du rubidium).

Faisceau gaussien

Dans le cadre de l'approximation paraxiale, la répartition spatiale de l'intensité du laser $I_L(X, Y, Z)$ est bien décrite par un faisceau gaussien TEM_{00} :

$$I_L(X, Y, Z) = \frac{2P}{\pi w_0^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{Z}{Z_R}\right)^2} e^{-2\frac{X^2+Y^2}{w_0^2\left(1+\left(\frac{Z}{Z_R}\right)^2\right)}}, \quad (1.26)$$

pour un faisceau se propageant suivant l'axe Z , avec P correspondant à la puissance du laser, w_0 le rayon du profil d'intensité dans le plan $Z=0$ et Z_R la longueur de Rayleigh définie par $Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_{\text{dip}}}$. On définit l'intensité maximale par $I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2}$.

Approximation harmonique

Le déplacement lumineux $\Delta E_{(5^2S_{1/2})}$ étant directement proportionnel à l'intensité du faisceau laser (eq. 1.25), sa dépendance spatiale est la même que celle du faisceau gaussien. De plus, les atomes piégés sont refroidis et donc ils n'explorent généralement que le fond du piège. On peut alors approximer la forme du piège gaussien par un piège harmonique :

$$U_{\text{har}}(X, Y, Z) = \frac{1}{2}m(w_X^2 X^2 + w_Y^2 Y^2 + w_Z^2 Z^2). \quad (1.27)$$

En développant l'expression 1.26 et en la comparant avec le potentiel harmonique ci-dessus, on peut ré-exprimer les fréquences d'oscillation du piège :

$$w_X = w_Y = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}; \quad w_Z = \sqrt{\frac{2U_0}{mZ_R^2}} \quad \text{avec } U_0 = \Delta E_{(5^2S_{1/2})}. \quad (1.28)$$

1.2 Dispositif expérimental

Les expériences que nous réalisons commencent toutes par le piégeage dans une pince optique d'un nombre d'atomes compris entre exactement un et jusqu'au millier. L'objet de cette partie est de décrire les différents éléments dont nous nous servons pour effectuer ce piégeage. Ce dispositif expérimental a été exposé en détails dans la thèse de (Fuhrmanek, 2011), nous présenterons donc ici plus succinctement les principales parties le composant et nous nous attarderons sur les éléments nécessitant une description plus détaillée.

1.2.1 La lentille asphérique

La pince optique est produite en focalisant un faisceau laser ($\lambda_{\text{dip}} \approx 950$ nm) grâce à une lentille asphérique de grande ouverture numérique $ON = 0.5$, son angle de collection est de 60° (diamètre angulaire) (Sortais *et al.*, 2007). La lentille est une lentille moulée de forme asphérique permettant de créer un point limité par la diffraction de rayon $R \approx 1$ μm . Ce piège dipolaire de taille micrométrique est appelé micro-pince

dans la suite de ce manuscrit. La distance de travail étant de $d = 5.71$ mm, cette lentille est placée sous vide. Le vide est maintenu à une pression $P \approx 10^{-10}$ mbar au moyen de pompes ioniques et d'un sublimateur de titane.

Certaines expériences nécessitant un nombre élevé d'atomes, nous avons mis en place un second piège de plus grande taille. Ce piège est placé autour de la micro-pince et sert de réservoir de chargement (voir Section 1.4). Nous nous servons de la même lentille pour créer ce macro-piège dipolaire de rayon à $1/e^2$ $R_{\text{macro}} \approx 3.8$ μm . Cette macro-pince est créée en focalisant un faisceau qui n'utilise qu'une partie de l'ouverture de la lentille. La longueur d'onde choisie pour cette seconde pince est de ≈ 850 nm. Les deux pièges étant combinés au moyen d'un cube séparateur de polarisation juste avant la chambre. La micro-pince possède une polarisation π .

Cette même lentille sert aussi à collecter la lumière émise par les atomes (voir Section 1.2.3). La Figure 1.6 représente l'agencement des différents éléments évoqués ici.

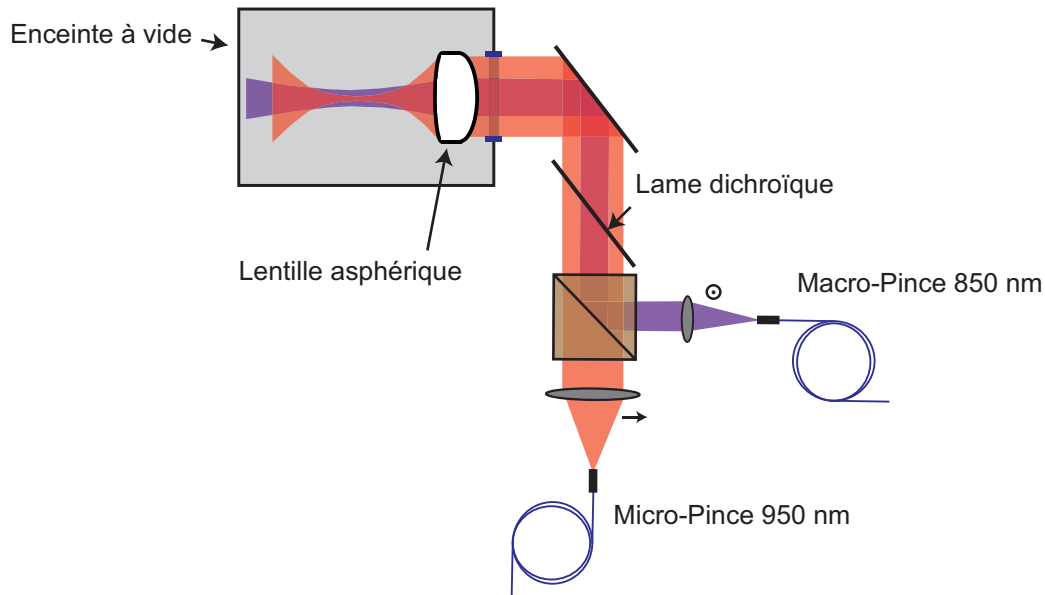


FIGURE 1.6 – Schéma représentant l'agencement des différents pièges utilisés.

1.2.2 Le refroidissement laser d'atomes chauds de rubidium et piège magnéto-optique (PMO)

Les deux pièges dipolaires sont chargés par un piège magnéto-optique (PMO) réalisé au moyen de six faisceaux polarisés circulairement et d'un champ magnétique en configuration anti-Helmholtz. Les six faisceaux proviennent d'un laser asservi sur la raie D_2 du ^{87}Rb à 780 nm par absorption saturée. Ils ont une largeur de faisceau ~ 1.5 mm dans la chambre avec chacun une puissance de ~ 2 mW. Le laser est asservi sur la transition entre les états ($5^2S_{1/2}, F = 2$) et ($5^2P_{3/2}, F' = 3$), puis légèrement

désaccordé négativement de $3.6\Gamma/2\pi = 22$ MHz afin d'optimiser le refroidissement. Un second laser asservi sur la transition entre les états ($5^2S_{1/2}, F=1$) et ($5^2P_{3/2}, F'=2$) sert de laser repompeur et produit six autres faisceaux qui sont superposés aux six faisceaux précédents. Tous ces faisceaux lasers sont extraits de deux diodes en cavité étendue (Toptica DL100), dont les puissances (130 mW) sont réparties entre les faisceaux du PMO, de la sonde et du repompeur sonde, du faisceau pompeur ainsi que des faisceaux Zeeman et repompeur Zeeman. Les modifications de la fréquence des différents faisceaux sont obtenues grâce à des modulateurs acousto-optiques (AOM). La coupure physique des faisceaux est réalisée grâce aux AOM ainsi qu'à des obturateurs mécaniques.

Champs magnétiques

Le champ magnétique anti-Helmholtz est créé grâce à une paire de bobines placée à l'extérieur de la chambre à vide, suivant l'axe z (voir Schéma 1.7). Chacune de ces bobines est réalisée par $n=81$ tours d'un fil de cuivre. Un tube creux, laissant passer un flux d'eau à travers lui, est placé autour des bobines pour les refroidir. Le rayon des bobines est de $R=8.5$ cm et elles sont séparées de $d=8.5$ cm. Ces bobines produisent un champ $B = -8.36$ Gauss/A sur les atomes lorsqu'elles sont placées en configuration Helmholtz (Fuhrmanek, 2011). Le courant maximum qu'elles peuvent supporter est de 10 A. Pour générer le PMO, nous plaçons les bobines configuration anti-Helmholtz et nous nous servons d'une intensité de 4.5 A, permettant de générer un gradient de champ au niveau des atomes de ~ 5.3 G/cm.

Autour de l'enceinte à vide, trois autres jeux de bobines sont disposés suivant les trois axes. Ils servent à compenser les champs statiques résiduels (le champ magnétique terrestre étant le premier d'entre eux). Ces paires de bobines produisent un champ magnétique, en configuration Helmholtz, de $B_{\text{Comp}}(X, Y, Z) = (0, 0, 0.77)$ Gauss/A.

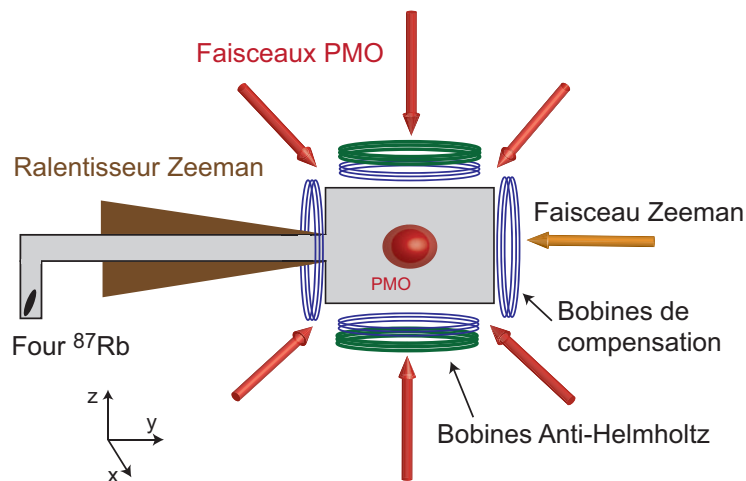


FIGURE 1.7 – Schéma représentant l'agencement des différents éléments du piège magnéto-optique et de son chargement. Une paire de bobines de compensation a été occultée pour des raisons de clarté.

Chargement du PMO

Le PMO est chargé à partir d'un four porté à une température comprise entre 50°C (pour travailler avec un seul atome) et 180°C (pour obtenir un meilleur chargement des pinces optiques). Le four contient ≈ 1 g d'un mélange de (^{87}Rb , ^{85}Rb) dont la température de fusion est de 39°C. La pression de vapeur saturante qui s'évapore du Rb fondu passe au travers d'un trou, ce qui permet de créer un jet effusif qui se dirige vers l'enceinte principale.

Les atomes sont refroidis au cours de leur déplacement par un ralentisseur Zeeman (Phillips et Metcalf, 1982). Celui-ci est composé d'un faisceau lumineux contra-propageant à résonance avec la transition atomique des atomes. Le faisceau lumineux est constitué de deux lasers différents, un faisceau principal Zeeman à résonance avec la transition ($5^2S_{1/2}$, $F=2$) et ($5^2P_{3/2}$, $F'=3$) et d'un second faisceau laser repompeur Zeeman, qui est résonant avec la transition entre les états ($5^2S_{1/2}$, $F=1$) et ($5^2P_{3/2}$, $F'=2$). Les atomes sont ralentis au cours de leur propagation grâce à l'absorption de la quantité de mouvement des photons du laser Zeeman. Il en résulte une diminution de l'effet Doppler vu par les atomes. Pour compenser cet effet, un champ magnétique est appliqué pour garder la transition atomique à résonance avec le laser. Ce champ magnétique est généré grâce à un solénoïde dont la forme est optimisée pour ralentir au mieux les atomes. Les atomes qui sortent du four à une vitesse $v \sim 300$ m/s sont quasiment arrêtés à la sortie du ralentisseur Zeeman, facilitant leur capture par le PMO. Le faisceau laser Zeeman possède un profil transverse d'intensité nulle sur l'axe du faisceau au niveau des atomes. Cette forme est réalisée en plaçant un point noir dans le chemin optique du faisceau laser Zeeman. L'image de ce point est faite sur le PMO, évitant ainsi que la lumière du faisceau laser Zeeman ne vienne perturber le PMO (Voir (Fuhrmanek, 2011) pour plus de détails).

1.2.3 Le système d'imagerie

Dans toutes les expériences que nous réalisons, nous nous servons de la fluorescence des atomes pour les visualiser ou étudier les effets physiques qui nous intéressent. Pour cela, les atomes sont éclairés, soit par les six faisceaux servant à créer le PMO, soit par un faisceau sonde envoyé suivant l'axe z descendant (voir Schéma 1.8). Le faisceau sonde est résonant avec la transition entre les états ($5^2S_{1/2}$, $F=2$) et ($5^2P_{3/2}$, $F'=3$) et possède une polarisation σ_+ . Son intensité est déterminée par calibration de la saturation sur un atome unique (voir Section 1.3.6). Le faisceau sonde est combiné avec un faisceau repompeur sonde résonant avec la transition entre les états ($5^2S_{1/2}$, $F=1$) et ($5^2P_{3/2}$, $F'=2$).

La fluorescence est collectée par la même lentille asphérique de grande ouverture numérique qui sert à créer les pièges dipolaires. L'angle solide de collection est de $\Omega/4\pi = 6.7\%$. La fluorescence passe ensuite au travers d'une lame dichroïque puis d'un filtre passe bande centré sur 780 nm (bande passante 10 nm) (voir Schéma 1.8 et Schéma 1.9). Elle est ensuite divisée en deux parties au moyen d'une lame $\lambda/2$ et d'un cube séparateur de polarisation. Une partie est envoyée sur une photodiode

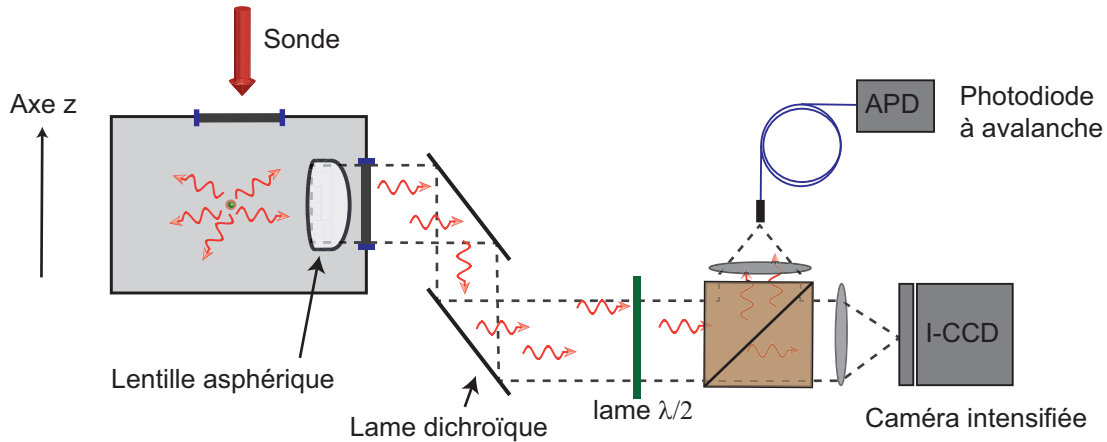


FIGURE 1.8 – Schéma représentant l'agencement des différents éléments du système d'imagerie.

à avalanche (APD), la seconde partie sur une caméra refroidie (Princeton Instruments, Pixis 1024, 16bit) précédée d'un intensificateur (Hamamatsu C9016-22). Dans la suite du manuscrit, l'ensemble caméra et intensificateur est nommé I-CCD. Un jeu de lentilles est utilisé pour réaliser l'image des atomes dans le plan de la caméra, permettant notamment de visualiser la taille du nuage. Le Tableau 1.1 résume les différents éléments sur le chemin optique de la fluorescence ainsi que leur efficacité.

Photodiode à avalanche

Le module de comptage de photons est constitué d'une photodiode à avalanche à base de silicium qui est fibrée. Lorsqu'elle détecte un photon, après un étage d'amplification intégré, elle délivre un signal rectangulaire 0-2.5V aisément détectable. Le couplage de la fibre est réalisé de façon à maximiser la quantité de fluorescence détectée provenant d'un atome unique piégé dans le piège dipolaire. Ce réglage permet de visualiser des marches signalant la présence ou non d'un atome dans le piège, avec un excellent rapport signal sur bruit (voir Section 1.3). La photodiode possède un bruit d'obscurité mesuré à 130 ± 5 coups/s. La photodiode est aussi résolue en temps (temps mort après une détection de 32 ns, gigue temporelle ≈ 250 ps).

Caméra intensifiée

La caméra est équipée d'un intensificateur de lumière. Ces deux éléments ont fait l'objet d'une étude approfondie et détaillée correspondant au Chapitre 4 de la thèse de (Fuhrmanek, 2011). L'intensificateur permet de détecter les photons uniques avec une probabilité de 10% (voir Tableau 1.1). Un photon crée alors une avalanche d'électrons qui viennent frapper un écran phosphore imagé sur la caméra CCD par un système optique de grandissement unité. Celle-ci détecte alors une gerbe de fluorescence dont l'amplitude dépend du gain choisi de l'intensificateur. Le gain utilisé est de 9 (sur une échelle logarithmique allant de 0 à 10), donc proche de la valeur maximale supportée

Élément considéré	Appellation	Efficacité	
Angle solide	Ω	0.067	
Optiques (hublots, lentilles,..)	T_{opt}	0.9	
Miroir dichroïque	T_{dichro}	0.9	
Filtre à 780 nm	T_{filtre}	0.7	
		Vers APD	Vers Caméra
Cube séparateur	T_{cube}	0.5 ^a	0.5 ^a
Couplage APD	C_{APD}	0.6 ± 0.2	
Efficacité quantique APD	E_{APD}	0.5	
Intensificateur Caméra	E_{Intensif}		0.1 ± 0.01
Efficacité Caméra	E_{CCD}		1 ^b
Total	$E_{\text{tot,APD}}/E_{\text{tot,I-CCD}}$	0.0057 ± 0.002	0.0019 ± 0.0002

TABLE 1.1 – Efficacité de détection du système d'imagerie à 780 nm.

par l'appareil. Il permet d'amplifier la cascade d'électrons et donc la quantité de fluorescence émise par l'écran phosphore. Chaque photon incident sur l'I-CCD crée sur l'image finale de la caméra une gerbe de forme quasi-circulaire, d'amplitude moyenne ≈ 820 A.D.U¹ et d'amplitude intégrée sur l'ensemble de la gerbe de 8050 ± 20 A.D.U.. La caméra étant sensible aux photons uniques, il serait possible d'enlever l'intensificateur pour détecter directement la fluorescence et améliorer ainsi la détectivité du système. Cependant, l'intensificateur ne fonctionne que lorsqu'il est alimenté (temps d'alimentation ≈ 20 ns), ce qui nous permet de contrôler finement les laps de temps pendant lesquels on souhaite que les photons viennent s'accumuler sur l'image de la caméra.

Le bruit de détection de la caméra est par ailleurs très bas, notamment en raison de son refroidissement à -70°C .

Le grandissement du système d'imagerie vaut 26 ± 2 . Un pixel sur une image prise avec la caméra correspond, dans le plan des atomes, à $0.5 \mu\text{m}$.

1.2.4 L'acquisition des données

Les expériences présentées dans cette thèse correspondent à des études réalisées avec un nombre d'atomes compris entre exactement un et quelques milliers. En raison du nombre relativement faible d'atomes, la quantité de fluorescence récoltée est aussi

1. L'unité utilisée pour la fluorescence sur l'image est l'Analog-to-Digital Unit (A.D.U). Il s'agit de la quantité avec laquelle travaille la caméra pour mesurer la fluorescence qui est intensifiée puis convertie par la caméra en un signal numérique (Voir (Fuhrmanek, 2011)).

^a L'affectation de la fluorescence vers la photodiode à avalanche ou vers la caméra peut être changée grâce à une lame $\lambda/2$ et d'un cube séparateur de polarisation. Pour certaines expériences présentées dans ce manuscrit, la lame $\lambda/2$ est tournée. Une mention le signale alors clairement dans le texte.

^b L'efficacité de détection de la caméra est indiquée comme étant égale à 1 car un photon amplifié par l'intensificateur correspond à une quantité de fluorescence telle que la caméra en détecte au moins une partie avec une probabilité égale à 100%.

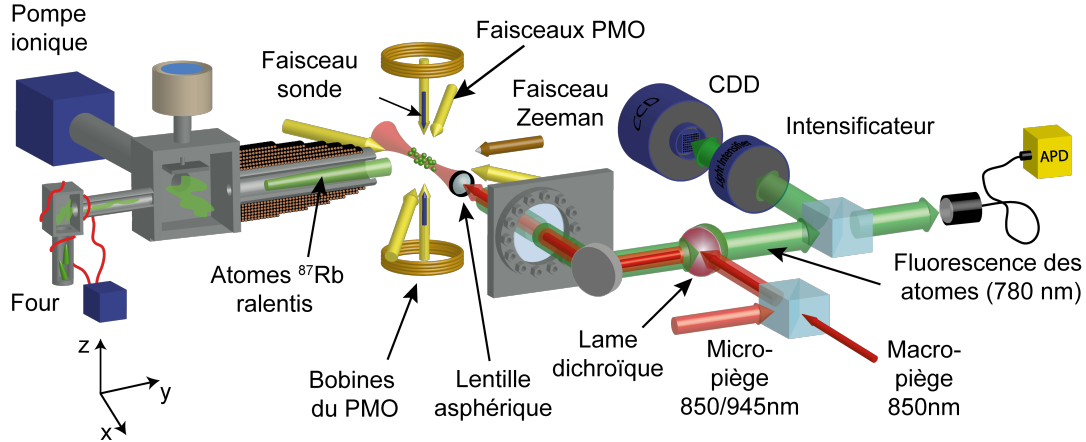


FIGURE 1.9 – Schéma représentant l'agencement des différentes parties de l'expérience. Pour assurer une meilleure lisibilité, certains éléments ont été omis (bobines de compensations,...). Figure en partie extraite de (Fuhrmanek, 2011).

faible. Ainsi, chaque mesure correspond à l'accumulation d'un signal obtenu grâce à plusieurs dizaines, centaines, voire milliers de répétitions de la même séquence expérimentale. Les séquences sont contrôlées par ordinateur au moyen de cartes de contrôle, analogiques et numériques ainsi que de logiciels de comptage (pour l'APD) ou de rendu d'images (pour la caméra).

Les cartes de contrôle

Les cartes informatiques de contrôle (NI PCI-6713, NI PCI-6534, NI PCI-6601) permettent de contrôler des tensions de sortie à l'échelle de la micro-seconde. Ces tensions servent de commande pour allumer ou éteindre des faisceaux laser via des AOM, d'en changer les fréquences, de contrôler les obturateurs mécaniques ou encore de choisir la plage temporelle de collection de la lumière par l'intensificateur de la caméra. Les cartes comportent huit sorties analogiques ainsi que 32 sorties numériques. Nous avons réalisé des expériences avec des temps de contrôle ou de synchronisation beaucoup plus faibles. Pour cela nous nous sommes servis de générateurs de retards précis (≤ 1 ns) (DG645 de chez Stanford Research Systems) ou encore de générateurs de fonctions aléatoires (Agilent 33522A).

Les séquences

Une séquence correspond à la réalisation d'une expérience comprenant généralement une période de chargement du PMO, puis un transfert vers les pinces optiques et enfin l'envoi d'une impulsion de laser sonde sur les atomes. La fluorescence émise par les atomes est alors récoltée par le système d'imagerie décrit plus haut (voir Section 1.2.3).

Carte de comptage de photons intégrée

Pour déclencher des expériences sur un niveau particulier de fluorescence des atomes, ou bien pour observer la fluorescence avec une précision de l'ordre de la micro-seconde, nous nous servons du compteur de la carte NI PCI-6601 qui est reliée à la photodiode à avalanche. La plupart des expériences présentées dans ce manuscrit ont été réalisées en se servant de ce module de comptage.

Carte de comptage de photons TimeHarp 200

Lorsque l'on souhaite une précision temporelle meilleure que $1 \mu\text{s}$, nous utilisons la carte TimeHarp 200 de la société PicoQuant. Elle permet de mesurer l'écart entre deux impulsions électriques avec une résolution qui peut être choisie sur la plage allant de 40 ps à 4 ns. La carte réalise ensuite des histogrammes dont les classes correspondent à la résolution choisie. La carte possède par défaut 4096 classes pour réaliser les histogrammes. Le Schéma 1.10 résume le fonctionnement de la carte. Un premier pulse "start" lance un compteur TDC (Time to Digital Converter). Le compteur attend un signal sur le canal "stop" et lorsque celui-ci arrive, le compteur envoie un signal digital représentatif du délai entre les deux signaux. L'analyseur multi-canal se charge ensuite d'incrémenter la bonne classe de l'histogramme. Un logiciel fourni avec la carte permet de contrôler les paramètres d'acquisition, mais aussi de visualiser en temps réel le nombre de photons par classe dans l'histogramme.

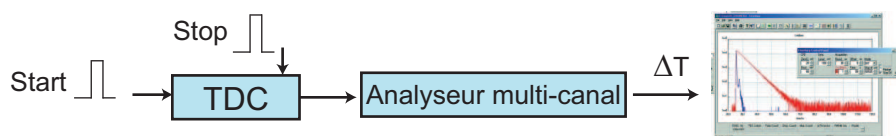


FIGURE 1.10 – *Principe de fonctionnement de la carte de comptage TimeHarp 200*

Nous avons choisi de faire fonctionner la carte en branchant la photodiode à avalanche (APD) sur l'entrée "start". Sur l'entrée "stop", nous envoyons le signal électronique de déclenchement des impulsions sondes (après une ligne à retard) (voir Section 4.2). Ce type de fonctionnement sollicite nettement moins la carte, en effet, la fluorescence que l'on détecte étant très faible, il y a alors très peu de signaux "start" qui arrivent à la carte alors que celle-ci reçoit énormément de signaux "stop" (un signal à chaque envoi d'impulsion de sonde). Ce mode de fonctionnement permet de ne faire compter la carte que lorsqu'un évènement a vraiment été détecté. Cela permet aussi de ne pas dépasser le taux maximal de comptage de l'entrée qui est de 5 MHz.

1.3 Utilisation d'un atome unique comme d'une référence

L'une des difficultés dans toute étude physique réside dans l'utilisation d'un étalon pour mesurer les paramètres physiques de notre système ainsi que de calibrer nos instruments. La méthode choisie et développée dans le groupe depuis quelques années réside dans l'utilisation d'un atome unique comme d'une référence pour réaliser ces expériences. Cette partie va s'intéresser dans un premier temps à décrire comment ne piéger qu'un seul atome à l'intérieur d'une pince optique et ensuite présenter quelques expériences de calibration utiles pour analyser les études qui suivront dans ce manuscrit.

Ces expériences, qui toutes se servent d'un atome unique, ont différentes finalités. Elles s'attachent en premier lieu à connaître les propriétés de l'atome unique afin de s'assurer que celui-ci possède les caractéristiques nécessaires à son utilisation. Nous mesurons pour cela sa durée de vie dans le piège ainsi que sa température. Connaissant ces propriétés, il nous est alors possible de caractériser le piège en lui-même avec la mesure de sa profondeur et de ses fréquences d'oscillation. Enfin, c'est la mesure de l'environnement du piège et de l'atome que nous caractérisons avec la mesure de l'intensité de saturation de l'atome soumis à une sonde, ainsi qu'avec la compensation fine du champ magnétique.

1.3.1 Régime de l'atome unique

Le piégeage d'un seul atome dans le piège dipolaire fait intervenir deux processus opposés : le chargement du piège et les pertes par collisions à deux corps assistées par la lumière. Le premier processus correspond à l'entrée des atomes un par un dans le piège. Pour cela, on crée une mélasse optique qui va servir de réservoir d'atomes froids ($\sim 150 \mu\text{K}$) présents tout autour de la micro-pince. À des instants aléatoires, les atomes "tombent" alors dans le piège dipolaire. Ce piège étant conservatif, il faut refroidir chaque atome après son entrée pour qu'il ne s'échappe pas immédiatement. Ce refroidissement est obtenu automatiquement, grâce à la présence des faisceaux de la mélasse optique qui sont encore allumés.

Le processus antagoniste (déplétion du piège) nécessite la présence simultanée de deux atomes dans le piège. Il résulte de collisions inélastiques assistées par la lumière. Le déroulement d'une collision commence par l'entrée du second atome dans la pince. La paire d'atomes présents peut alors absorber un photon des faisceaux mélasse (voir Figure 1.11). Cette paire d'atomes excitée est alors soumise à un potentiel dipolaire $-C_3/r^3$ très attractif entre les particules. Celles-ci vont alors se rapprocher, emmagasinant ainsi de l'énergie cinétique. La paire excitée étant instable, le photon initialement absorbé est rapidement réémis ($\sim 1 \text{ ms}$). L'énergie cinétique gagnée au cours du processus est alors partagée entre les deux atomes. Cette énergie ($\sim 1 \text{ K}$) étant très nettement supérieure à la profondeur du piège ($\sim 1 \text{ mK}$), les deux atomes

quittent alors le piège (Julienne et Vigué, 1991; Schlosser, Reymond, et Grangier, 2002).

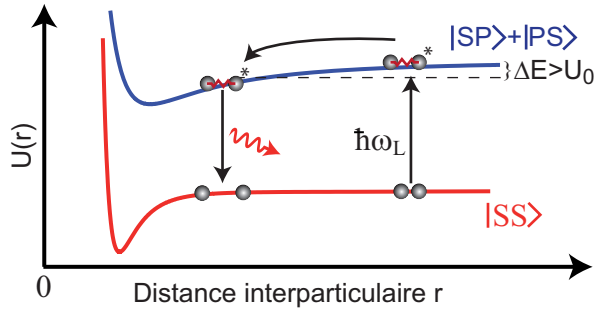


FIGURE 1.11 – *Collision inélastique assistée par la lumière d'une paire d'atomes.* Après un processus d'absorption-émission d'un photon proche de résonance, la paire d'atomes se sépare et l'énergie gagnée dans le processus est divisée entre les particules. Cette énergie étant supérieure à la profondeur du piège U_0 , les deux atomes sont expulsés du piège.

Lorsque que l'on se place dans un régime où le taux des collisions assistées par la lumière est nettement supérieur au taux de chargement, on obtient le régime de l'atome unique. En effet, si l'on prend un piège vide initialement, après un certain temps aléatoire un atome entrera, puis, plus tard, un second. Dès que le second entre, une collision assistée par la lumière expulse rapidement (< 1 ms) les deux atomes hors du piège. Le piège est donc soit vide, soit en présence d'un seul atome. La Figure 1.12 résume le processus de chargement d'un atome unique dans un piège dipolaire. Cette méthode de chargement est appelée blocage collisionnel (Schlosser, Reymond, et Grangier, 2002). La distribution statistique de présence dans le piège est sub-poissonienne, de probabilité $1/2$ pour les deux occurrences 0 et 1 soit $\Delta N^2/\bar{N} = 0.5$. En se servant de collisions assistées par la lumière conduisant à la perte d'un seul atome et en utilisant la branche répulsive du potentiel entre les atomes de la paire excitée, un groupe a réussi à obtenir une probabilité de présence d'un atome dans la pince de 82.7% (Grünzweig *et al.*, 2010). Il est à noter que les pertes à un corps, liées à l'imperfection du vide principalement, sont négligeables sur ces échelles de temps (voir Section 1.3.2).

Pour visualiser la présence d'un atome dans le piège, nous nous servons de la photodiode à avalanche. Après avoir filtré spatialement la fluorescence provenant de la région de piégeage grâce à l'alignement de fibre de la photodiode, on peut observer la dynamique du chargement de la pince. Un exemple de celle-ci est représenté sur la Figure 1.13. Sur cette figure, est représentée la fluorescence en fonction du temps accumulée pendant 10 ms par point. Cette accumulation est nécessaire pour obtenir un bon rapport signal sur bruit. On observe que la quantité de fluorescence récoltée passe d'un niveau bas, correspondant à aucun atome dans la pince, à un niveau haut, qui correspond à un atome piégé. Le signal retombe au niveau bas régulièrement du fait de la perte de l'atome par une collision assistée par la lumière avec un second atome.

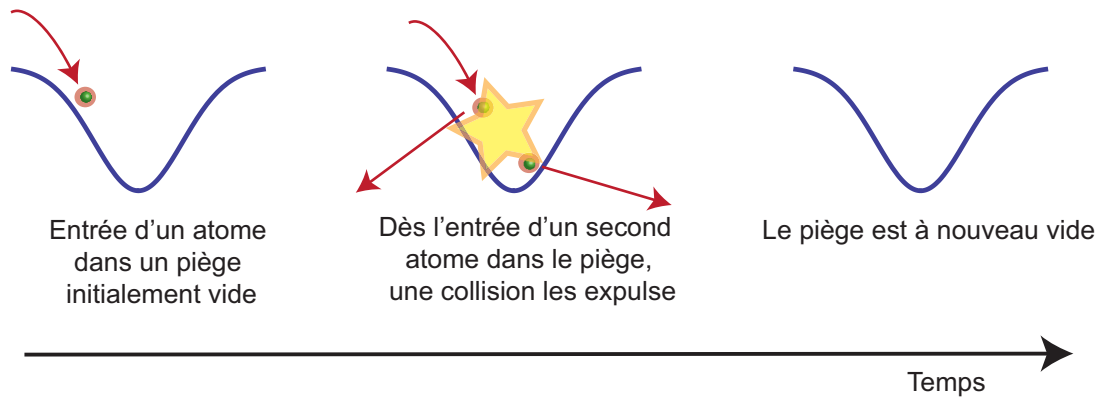


FIGURE 1.12 – *Différents processus impliqués lors du chargement d'un atome unique dans le piège dipolaire. La durée pendant laquelle deux atomes sont simultanément présents dans le piège étant très courte, le piège contient donc soit un seul atome, soit aucun.*

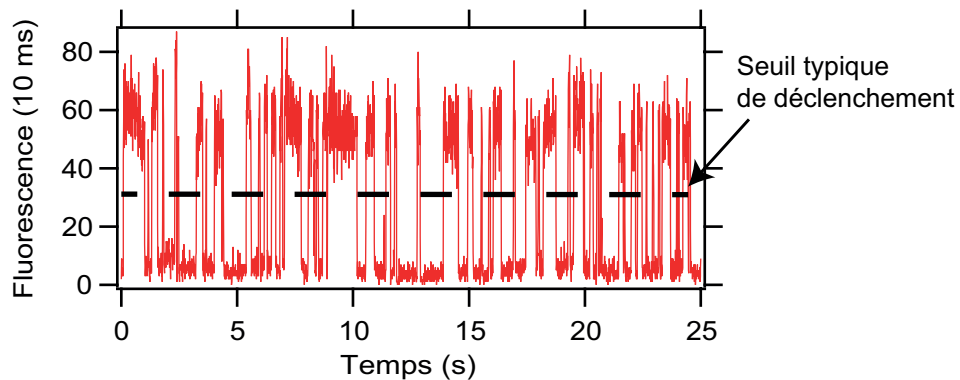


FIGURE 1.13 – *Représentation en fonction du temps de la fluorescence récoltée par la photodiode à avalanche provenant de la zone de piégeage. Chaque point correspond à l'accumulation pendant 10 ms de la fluorescence. En pointillés, est représenté le seuil typique de déclenchement d'une expérience avec un atome unique.*

Déclenchement d'une expérience d'atome unique

Le processus de chargement de la pince décrit précédemment ne permet pas de prévoir quand un atome entrera dans la pince. Pour nous assurer que nous avons bien un atome et pas une pince vide au moment de lancer une expérience, nous nous servons du signal de fluorescence sur la photodiode à avalanche. Dès que ce signal dépasse un seuil prédéterminé (voir le seuil typique représenté sur la Figure 1.13), on est sûr qu'un atome est présent dans la pince et le programme informatique coupe alors les faisceaux mélasse pour éviter qu'un second atome ne rentre dans celle-ci et ne conduise à la perte des deux. À partir d'une pince et d'une mélasse vide, le temps nécessaire à l'obtention d'un atome unique dans la pince est, pour notre dispositif de chargement, de l'ordre de 300 à 500 ms.

À la fin de toute expérience impliquant un atome unique, les faisceaux mélasse sont rallumés pendant 20 ms. En comparant la fluorescence récoltée avec le seuil initialement fixé pour déclencher l'expérience, on sait si l'atome a été perdu, ou pas, au cours de la mesure. L'allumage des faisceaux mélasse durant un temps aussi court ne permet pas de créer une mélasse autour de la pince optique. Il n'y a ainsi pas de risque de charger un nouvel atome durant cette étape de vérification.

1.3.2 Durée de vie de l'atome unique dans le piège

L'objectif de cette expérience est de déterminer le temps pendant lequel un atome présent dans la pince peut y être conservé avant de s'en échapper. Le principe de la mesure est représenté sur la Figure 1.14 a). Après la détection d'un atome, la séquence commence, les faisceaux mélasse sont éteints et le piège est, lui, maintenu allumé. Après un temps d'attente variable Δ_{at} , les faisceaux mélasse sont rallumés afin de tester la présence de l'atome dans la pince. Le résultat de cette expérience

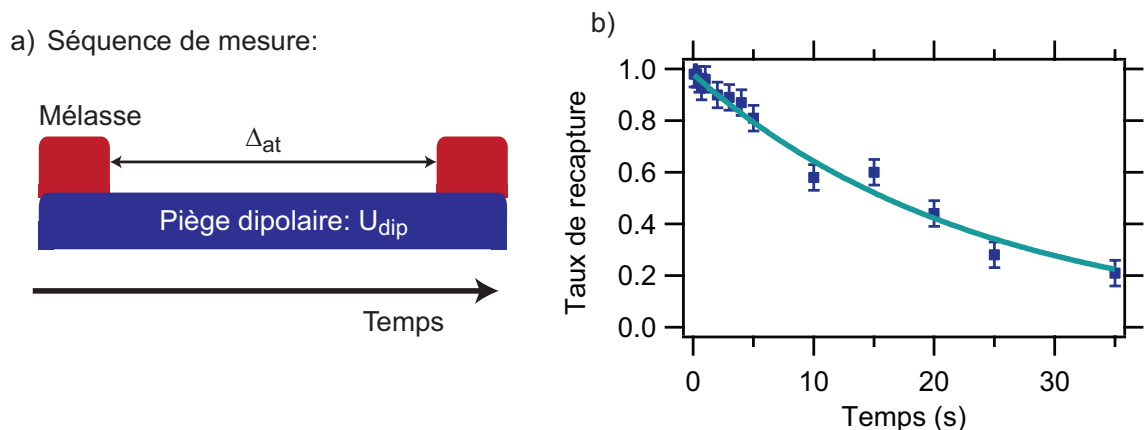


FIGURE 1.14 – a) Chronogramme de la séquence expérimentale permettant la mesure de la durée de vie d'un atome dans le piège. b) Résultat de l'expérience moyenné sur 100 réalisations. La longueur d'onde du piège est de 850 nm et la profondeur de la pince de $U_0/k_B = 2.7$ mK. La barre d'erreur correspond à l'incertitude statistique mesurée par reproductibilité. La durée de vie obtenue par un ajustement (en trait plein sur la figure) décrit dans le texte, est $\tau = 23 \pm 3$ s.

est représenté sur la Figure 1.14 b) (Les données présentées ici ont été prises par A. Fuhrmanek).

Les différents mécanismes de perte de l'atome piégé sont les suivants :

- **Les collisions entre l'atome piégé et un autre atome provenant du gaz résiduel présent dans l'enceinte à vide.** Dans le gaz résiduel, il y a des atomes de rubidium, notamment ceux qui ont servi à produire la mélasse, ainsi que ceux qui arrivent en permanence de la source. Il y a aussi des molécules

de dihydrogène qui proviennent du dégazage¹ des parois de l'enceinte à vide. Lors d'une collision entre l'atome piégé et un atome ou une molécule du gaz résiduel, la perte de l'atome piégé est assurée puisque les atomes et molécules du gaz résiduel possèdent une énergie cinétique très élevée (~ 300 K) et largement supérieure à la profondeur de la pince (~ 1 mK). Il s'agit d'un processus de collision de l'atome piégé avec le gaz résiduel, donc un processus à un corps qui se décrit mathématiquement par une décroissance exponentielle de la probabilité de maintien de l'atome dans la pince.

- **Absorption de photons du laser piège.** Les photons du laser piège, bien que fortement hors résonance de la transition atomique, ont une probabilité non nulle d'être absorbés par l'atome. Le processus de diffusion peut prendre la forme d'une diffusion élastique Rayleigh où l'état interne de l'atome est recouvré à la fin de la diffusion. Cette diffusion s'effectue à un taux (Beugnon, 2007) :

$$R_{\text{Rayleigh}} \propto \frac{1}{9} \left(\frac{2\Delta_1 + \Delta_2}{\Delta_1\Delta_2} \right)^2 \quad (1.29)$$

La diffusion peut aussi être inélastique, sous la forme de la diffusion Raman, qui modifie l'état interne de l'atome. Le taux de cette diffusion est (Beugnon, 2007) :

$$R_{\text{Raman}} \propto \frac{2}{9} \left(\frac{\Delta_2 - \Delta_1}{\Delta_1\Delta_2} \right)^2 \quad (1.30)$$

La somme de ces deux contributions donne le taux total de photons diffusés (Fuhrmanek, 2011) :

$$R_{\text{dif}} = \frac{\Gamma^3 I_L}{8I_{\text{sat}}} \left(\frac{1}{3\Delta_1^2} + \frac{2}{3\Delta_2^2} \right) \quad (1.31)$$

Chaque diffusion augmente l'énergie de l'atome de $2E_{\text{rec}} = 2\frac{\hbar^2 k^2}{2m}$, avec $k = 2\pi/\lambda$ et m la masse de l'atome. On fait l'hypothèse que ce chauffage est linéaire et que la température de l'atome augmente comme $T(t) = T_i + \alpha t$. En intégrant la distribution thermique des atomes à l'intérieur du piège, on peut calculer la probabilité pour qu'un atome reste piégé s'il possède une température $T(t)$ à l'intérieur d'un piège supposé harmonique, de profondeur U_{dip} (Darquié, 2005) :

$$F(t) = 1 - \left(1 + \frac{U_{\text{dip}}}{k_B T(t)} + \frac{1}{2} \left(\frac{U_{\text{dip}}}{k_B T(t)} \right)^2 \right) e^{-\frac{U_{\text{dip}}}{k_B T(t)}} \quad (1.32)$$

- **Les fluctuations de la puissance du piège.** En présence d'oscillations de la puissance du piège à des fréquences proches du double des fréquences d'oscillation du piège, le phénomène de chauffage paramétrique prend place (Savard, O'Hara, et Thomas, 1997). Il en résulte un échauffement de l'atome qui conduit,

1. Ce dégazage produit aussi de nombreuses autres molécules, mais dans des quantités très inférieures à celle du dihydrogène.

in fine, à la perte de l'atome piégé. Nous n'avons pas observé de composante à de telles fréquences dans l'analyse spectrale de la puissance du laser piège.

Les deux principaux phénomènes à prendre en compte étant indépendants, la fonction avec laquelle on ajuste les courbes des durées de vie est le produit des deux probabilités de maintien :

$$P(t) = F(t) \times e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (1.33)$$

À partir des données de la Figure 1.14, et de la température initiale $T_1 = 150 \mu\text{K}$ ¹, on détermine la durée de vie $\tau = 23 \pm 3$ s. On trouve un taux de chauffage dû aux photons du laser piège $\alpha = 10 \pm 7 \mu\text{K/s}$. Ce taux de chauffage n'est pas limitant pour la plupart des expériences que nous présentons par la suite car elles se déroulent sur des échelles de temps significativement plus petites. Cependant, afin de limiter la variation de température, notamment pour réaliser le refroidissement évaporatif du nuage (Voir Chapitre 2) qui s'effectue sur des durées de l'ordre de la seconde, nous avons utilisé un laser de piégeage plus fortement hors résonance (940 nm). En effet, le taux de diffusion total donné par l'équation 1.31 fait intervenir le carré du désaccord entre la fréquence du laser de piège et celui de la transition atomique, se placer plus loin de la résonance permet donc de diminuer la diffusion.

Par ailleurs, on note que le taux de chauffage est très faible et s'explique par un phénomène de diffusion de photons du laser piège. Cela nous renseigne aussi sur d'éventuelles fuites des faisceaux mélasse par exemple, puisqu'étant à résonance, ces photons chaufferaient grandement l'atome. Le temps de vie de l'atome piégé serait alors significativement diminué (Gaëtan *et al.*, 2009).

En tout état de cause, le temps de vie de l'atome piégé est nettement supérieur à la durée typique des expériences que l'on réalise, qui ne dépasse pas les quelques secondes pour les plus longues. Ce temps de vie n'est donc aucunement limitant dans notre cas.

1.3.3 Température d'un atome unique

Le concept de température, bien qu'étant *a priori* un concept purement thermodynamique, peut être étendu (Tuchendler *et al.*, 2008) à la "température d'un atome unique". Par "température d'un atome unique", il faut comprendre que chaque atome que l'on piège possède une énergie interne, qui peut être mesurée. En réalisant un grand nombre de fois cette mesure, on peut reconstruire la distribution des énergies, qui est très proche d'une distribution thermique (boltzmannienne), et en extraire l'énergie moyenne que l'on appelle alors température d'un atome unique.

Le principe de la mesure de la température correspond à une expérience de "lâcher puis recapture" qui s'inspire des mesures faites par (Lett *et al.*, 1988) pour déterminer la température des mélasse optiques. Le principe est assez simple : après avoir piégé un atome dans la pince, on le relâche pendant un certain temps puis on tente de le

1. La technique utilisée pour mesurer la température d'un atome unique est décrite Section 1.3.3

recapturer avec le piège. Plus l'atome est chaud, plus il aura de facilité à s'échapper de la zone de recapture durant la période pendant laquelle il est libre. Pour obtenir une probabilité représentative, on réalise typiquement 200 fois cette séquence de mesure. Cette séquence expérimentale est représentée Figure 1.15 a).

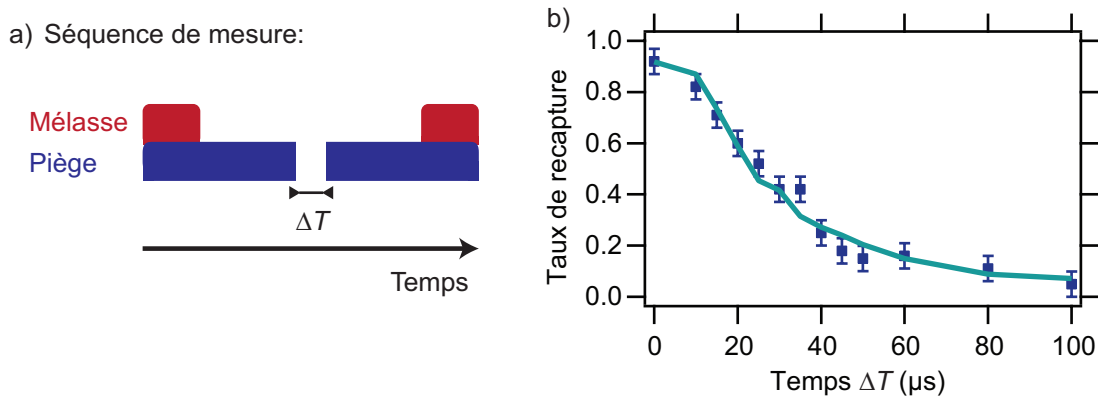


FIGURE 1.15 – a) Chronogramme de la séquence utilisée pour la détermination expérimentale de la température de l'atome unique. b) Probabilité de recapture de l'atome unique en fonction du temps d'attente ΔT . La profondeur du piège dipolaire est de $U/k_B = 1.6$ mK pour une taille radiale de $w_0 = 1.6$ μm . Chaque point correspond à une moyenne obtenue après 200 réalisations de la séquence. La barre d'erreur correspond à l'incertitude statistique mesurée par reproductibilité. La courbe pleine correspond à une simulation Monte-Carlo qui permet d'extraire la température : $T_{AU} = 50 \pm 5$ μK .

La Figure 1.15 b) représente la probabilité de recapture de l'atome en fonction de la durée ΔT du lâcher. On constate que plus la durée du lâcher est grande, moins la probabilité de recapture est importante. On utilise une simulation Monte-Carlo (Reymond, 2002; Tuchendler *et al.*, 2008) afin d'extraire la température correspondante. Dans le cas présent d'un piège de profondeur $U/k_B = 1.6$ mK, la température de l'atome est $T_{AU} = 50 \pm 5$ μK .

Cette mesure de la température nous confirme le caractère sub-Doppler du refroidissement qui prend place dans notre piège dipolaire.

Cette mesure de la température de l'atome unique est très importante. En effet, il devient possible de la prendre en compte dans des corrections, par exemple lors de la mesure de la profondeur du piège.

1.3.4 Profondeur du piège

La profondeur du piège dipolaire correspond au déplacement lumineux de l'état fondamental de l'atome piégé. La connaissance expérimentale de cette profondeur est très importante pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il s'avère que la profondeur du piège influe grandement sur la qualité du piégeage des atomes, ainsi que sur le nombre d'atomes qu'il est possible de piéger (voir Section 1.4). Ensuite, les déplacements lumineux nous imposant de modifier la fréquence du faisceau sonde que l'on envoie

sur les atomes pour que celle-ci soit bien à résonance avec les atomes, il est nécessaire de pouvoir déterminer la profondeur du piège efficacement.

La méthode dont nous nous servons pour la déterminer repose sur la mesure du déplacement lumineux de l'état fondamental d'un atome unique de rubidium piégé en effectuant la spectroscopie d'absorption de l'atome. Pour cela, nous travaillons sur la transition fermée entre l'état du fondamental $|5^2S_{1/2}, F=2, m_F=+2\rangle$ et l'état excité $|5^2P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=+3\rangle$. Cette transition possède l'avantage d'avoir une fréquence de résonance qui ne dépend que du déplacement lumineux de l'état fondamental, en effet, le déplacement lumineux de l'état excité est nul¹ (polarisation linéaire du piège, voir Section 1.1.2).

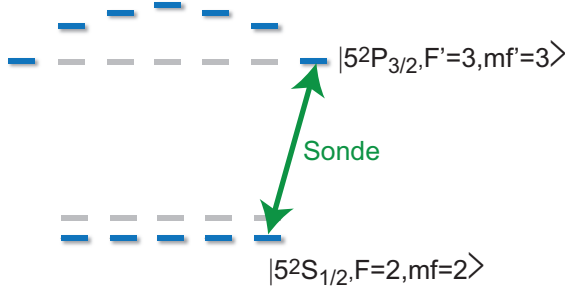


FIGURE 1.16 – *Schéma des déplacements lumineux des états $(5^2S_{1/2}, F=2)$ et $(5^2P_{3/2}, F'=3)$ ainsi que de la sonde utilisée pour la mesure de la profondeur du piège. Les niveaux en gris correspondent aux niveaux d'énergie non décalés. La fréquence du faisceau sonde, de polarisation σ_+ est variée au cours du temps pour déterminer la fréquence de résonance atomique.*

Pour déterminer la fréquence de résonance de l'atome piégé, nous envoyons une sonde pendant 1 ms sur l'atome, tout en faisant varier sa fréquence linéairement avec le temps. Expérimentalement, nous récoltons alors la fluorescence réémise par l'atome avec la photodiode à avalanche résolue en temps. Cette fluorescence est proportionnelle à la probabilité d'exciter l'atome et est donc d'autant plus importante que la fréquence de la sonde est proche de la résonance de l'atome piégé. Cela nous permet de mesurer la profondeur de la pince.

La séquence expérimentale de mesure procède comme suit : après la capture d'un atome, la mélasse est éteinte et la puissance du piège est modifiée vers la valeur souhaitée. Ici elle passe de $P_i=32$ mW initialement à $P_e=18$ mW en 3 ms. Un champ directeur est appliqué afin de s'assurer que l'atome va rapidement se mettre à cycliser sur la transition $|5^2S_{1/2}, F=2, m_F=+2\rangle \iff |5^2P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=+3\rangle$ (il change aussi légèrement la fréquence de la résonance, voir ci-après). Une sonde unidirectionnelle de faible puissance ($s=0.1$), de polarisation σ_+ , est envoyée pendant 1 ms. Sa fréquence est changée au cours de cette milliseconde en partant d'un désaccord nul et jusqu'à $2\pi \cdot 50$ MHz. Le champ directeur est ensuite éteint et la pince remise à son niveau initial pour préparer une nouvelle séquence de mesure. Cette séquence est représentée Figure 1.17 a).

Le résultat de cette expérience est représenté Figure 1.17 b). Ces données sont très

1. En toute exactitude, le déplacement lumineux n'est nul que jusqu'à l'ordre 2 des perturbations. En poussant le calcul à des ordres supérieurs, de faibles corrections apparaissent.

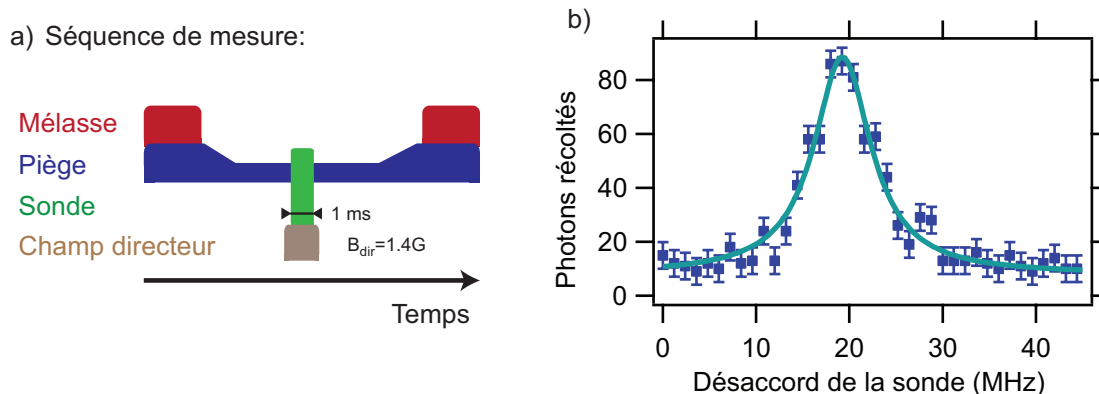


FIGURE 1.17 – a) Chronogramme de la séquence utilisée pour la détermination expérimentale de la profondeur de la pince. b) Fluorescence récoltée sur la photodiode à avalanche en fonction du désaccord de la sonde par rapport à la résonance d'un atome libre. La puissance du laser piège à 957 nm est de 18 mW. La courbe résulte de l'accumulation des photons après 3000 réalisations de la séquence décrite. La barre d'erreur correspond à l'incertitude statistique mesurée en répétant quatre fois l'expérience. L'ajustement, en trait plein sur la figure, correspond à une fonction lorentzienne de centre 19.2 ± 0.3 MHz et de largeur $(1.23 \pm 0.1)\Gamma/2\pi = 7.5 \pm 0.6$ MHz.

bien ajustées par une fonction lorentzienne comme prédit par la formule 1.18. Cette lorentzienne est décalée de 19.2 ± 0.3 MHz et possède une largeur de $(1.23 \pm 0.1)\Gamma/2\pi = 7.5 \pm 0.6$ MHz. Différents éléments sont à prendre en compte pour analyser ces valeurs :

- **Le mouvement de l'atome à l'intérieur du piège.** L'atome bouge dans le piège du fait de son agitation thermique. Au cours de son mouvement dans le piège, l'atome expérimente des déplacements lumineux différents. Cela conduit à subir un déplacement lumineux moyen plus faible que si l'atome possédait une température nulle et donc restait au fond du piège. En supposant une distribution boltzmannienne pour l'énergie potentielle de l'atome dans le piège, on peut calculer que la température non nulle de l'atome a pour principal effet¹ un décalage de la courbe d'un facteur $\sim \frac{3}{2}k_B T_{\text{at}}$ (Fuhrmanek, 2011). Dans le cas présent, la température de l'atome est de $T_{\text{at}} = 55 \mu\text{K}$ conduisant à un décalage attendu de $\delta_{\text{Temp}}/2\pi = -1.7$ MHz.
- **Champ magnétique directeur.** On applique sur l'atome un champ magnétique afin de s'assurer que l'atome se mette à cycliser rapidement sur la transition fermée. Ce champ magnétique a aussi pour effet de décaler les différents sous-niveaux atomiques (Steck, 2003) conduisant à légèrement modifier la fréquence de résonance attendue. Le champ appliqué est $B_{\text{dir}} = 1.4$ G, ce qui conduit à un décalage Zeeman qui est la différence du décalage de l'état fondamental et de l'état excité soit : $\delta_{\text{mag}} = m_{F'}g_{F'}B_{\text{dir}} - m_Fg_FB_{\text{dir}}$. Cela donne $\delta_{\text{mag}}/2\pi = 1.9$ MHz.

Le déplacement lumineux attendu pour une puissance laser de piège de $P = 18$

1. Si la température de l'atome devient suffisamment grande par rapport à la profondeur du piège, des déviations de la forme lorentzienne sont aussi attendues. Cet effet est négligeable dans notre cas.

mW à une longueur d'onde de $\lambda_{\text{dip}} = 945$ nm avec une taille de $w = 1.63 \pm 0.05$ μm (voir Section 1.3.5), en ajoutant les deux corrections évoquées précédemment, donne $U/h = 20.3 \pm 1.3$ MHz à partir de la formule 1.25. Cette valeur est en très bon accord avec la valeur expérimentale.

La largeur trouvée expérimentalement de $(1.23 \pm 0.1)\Gamma/2\pi = 7.5 \pm 0.6$ MHz est légèrement supérieure à la largeur naturelle qui est de $\Gamma/2\pi \approx 6$ MHz. Plusieurs causes expliquent cette différence, tout d'abord la saturation de la sonde $s = 0.1$ qui induit un élargissement de ~ 0.3 MHz. Ensuite l'agitation thermique déjà évoquée induit elle aussi un élargissement, qui pour une température de 50 μK est de ~ 1.5 MHz (Fuhrmanek, 2011). Enfin, la largeur en fréquence du laser induit aussi un élargissement. Celui-ci a été mesuré en faisant battre deux faisceaux identiques, conduisant à une largeur de raie de ~ 0.9 MHz.

1.3.5 Fréquences d'oscillation du piège

La méthode généralement utilisée pour mesurer les fréquences d'oscillation d'un piège consiste à moduler la profondeur du piège à une certaine fréquence. Lorsque cette fréquence est proche d'une des fréquences d'oscillation du piège, un chauffage paramétrique se met en place et le ou les atomes présents sont alors chauffés, ce qui conduit rapidement à leur perte. Cette méthode peut aussi être appliquée sur notre micro-piège dipolaire. Cependant, il existe une méthode plus précise qui s'inspire de (Engler *et al.*, 2000) et qui a été appliquée sur un atome unique par (Reymond, 2002).

Cette méthode comporte trois temps. Pour la visualiser, nous allons considérer que l'atome est une bille qui oscille au fond d'un piège harmonique. L'atome est donc :

- soit dans une position haute dans le piège, au moment où il rebrousse chemin, donc avec une vitesse nulle. L'énergie cinétique de l'atome est nulle alors que son énergie potentielle est maximale.
- soit en mouvement, depuis une de ces positions hautes et en se déplaçant vers le fond du piège ; ou du fond du piège, en remontant vers une de ces positions hautes. Ici, l'atome en mouvement possède une énergie cinétique non nulle, qui est d'autant plus importante que l'atome est proche du fond du piège.

La position et la vitesse de l'atome à l'instant initial sont aléatoires, cependant, l'expérience présentée ici est réalisée au minimum 100 fois, ce qui permet de considérer que toutes les configurations initiales sont explorées.

La séquence expérimentale procède comme suit (voir Figure 1.19 a)) :

1. Après la capture d'un atome unique, on coupe, dans un premier temps, le piège pendant quelques microsecondes puis on le rallume.
 - Si l'atome est dans une position haute, c'est-à-dire à un maximum d'amplitude de son mouvement, sa vitesse est nulle ou presque, il restera sur place et sera donc sur le bord au moment où le piège est rallumé (Cas a) du Schéma

1.18).

- Si l'atome est dans une position basse, sa vitesse est importante et il se déplacera donc d'autant plus qu'il sera proche du fond du piège. La durée de coupure est choisie pour qu'au moment où le piège est rallumé ce type d'atomes soit sur le bord du piège (Cas b) du Schéma 1.18).

Ainsi, à la fin de cette première phase, quelle que soit sa position et sa vitesse initiale, l'atome sera sur le bord du piège, les atomes sont donc en phase (Sortais *et al.*, 2007).

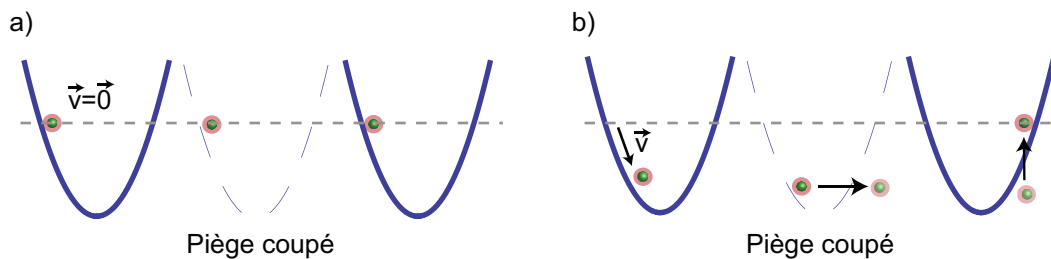


FIGURE 1.18 – Mise en phase des atomes par la première coupure du piège.

2. Le second temps est un temps d'attente ΔT_{Oscill} que l'on va faire varier. L'atome oscille librement dans le piège pendant cette durée.
3. Le troisième temps, enfin, correspond à une nouvelle coupure puis un ré-allumage du piège. Cette coupure est cependant plus longue que la première. L'atome dans le piège peut être dans différentes positions en fonction du temps d'attente ΔT_{Oscill} de la deuxième phase.
 - Si l'atome est dans une position haute, sa vitesse est nulle ou presque, il restera sur place et sera donc sur le bord au moment où le piège sera rallumé.
 - Si l'atome est dans une position basse, sa vitesse est importante et il se déplacera donc d'autant plus qu'il sera proche du fond du piège. Le temps de coupure est choisi pour qu'au moment où le piège est rallumé ce type d'atomes soit *perdus*.

En mesurant la présence de l'atome à la fin de cette séquence, on construit la probabilité de perte d'atomes en fonction du temps d'attente ΔT_{Oscill} de la deuxième phase. Cette probabilité va osciller à deux fois la fréquence du piège puisqu'un atome passe deux fois par le fond du piège avant de revenir dans sa position initiale.

Le résultat de cette expérience est représenté Figure 1.19 b). La courbe peut être ajustée par une fonction somme de deux sinusoïdes :

$$O(t) = a + b \sin(2w_X t + \Phi_X) + c \sin(2w_Y t + \Phi_Y) \quad (1.34)$$

Les axes (X,Y) étant les axes des directions radiales du piège, on extrait à partir de la courbe les fréquences d'oscillation $w_X/2\pi = 61 \pm 7$ kHz et $w_Y/2\pi = 63 \pm 6$ kHz.

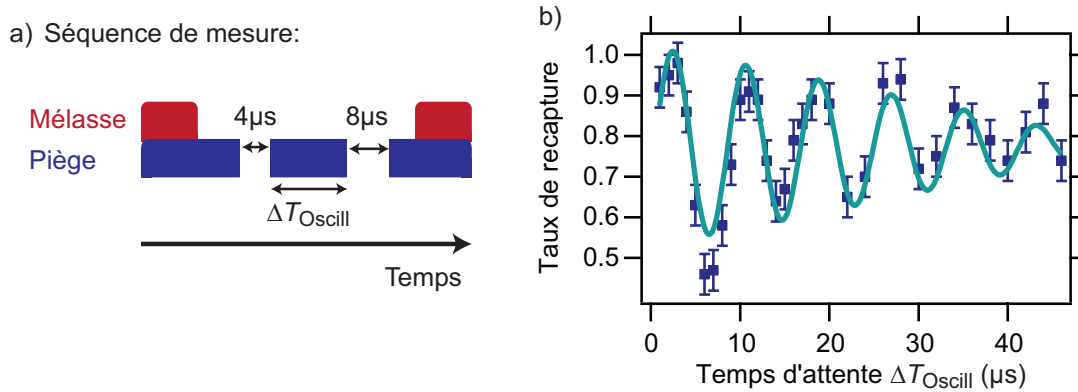


FIGURE 1.19 – a) Chronogramme de la séquence expérimentale utilisé pour la détermination expérimentale des fréquences d'oscillation du piège. b) Probabilité de recapture de l'atome unique en fonction du temps d'attente ΔT_{Oscill} . La barre d'erreur correspond à l'incertitude statistique mesurée par reproductibilité. La profondeur du piège dipolaire est de $U/k_B = 1.1$ mK. Chaque point correspond à une moyenne obtenue après 100 réalisations de la séquence. L'ajustement, en trait plein sur la figure, correspond à la somme de deux sinusoides (voir texte) et donne les fréquences d'oscillation du piège : $w_X/2\pi = 61 \pm 7$ kHz et $w_Y/2\pi = 63 \pm 6$ kHz.

En se servant de la formule 1.28 et de la profondeur du piège de $U/k_B = 1.1$ mK, on déduit les tailles du piège : $w_{0,X} = 1.65 \pm 0.09$ μm et $w_{0,Y} = 1.62 \pm 0.07$ μm. La différence entre ces deux valeurs est comprise dans la barre d'erreur et n'est donc pas significative. La moyenne des deux valeurs donne $w_0 = 1.63 \pm 0.05$ μm. La longueur de Rayleigh est de 8.8 μm, ce qui correspond à une fréquence d'oscillation de ~ 8 kHz. Le temps de coupure pour la mise en phase des atomes qu'il faudrait appliquer pour mesurer cette fréquence étant beaucoup plus long, nous perdrons les atomes avant de commencer la mesure.

Nous n'utilisons ici qu'une partie de l'ouverture numérique de la lentille pour obtenir une taille radiale du faisceau de ~ 1.6 μm, qui est beaucoup plus grande que la taille minimale qu'il est possible d'obtenir avec la lentille dont nous disposons (~ 1 μm).

1.3.6 Calibration de la fluorescence émise par un atome grâce à la détermination de l'intensité de saturation de la sonde

Cette section s'intéresse à la mesure de la quantité de fluorescence émise par un atome. Cette mesure a deux finalités : connaître la fluorescence émise par un atome pour plus tard pouvoir quantifier le nombre d'atomes dans la pince en comparant les fluorescences *et* déterminer l'intensité de saturation du faisceau laser sonde au niveau de l'atome.

La quantité de fluorescence qu'émet un atome dépend directement de l'intensité

lumineuse qu'il reçoit lorsque celle-ci est faible et sature lorsque l'intensité devient trop forte. Nous travaillons sur la transition fermée $|5^2S_{1/2}, F=2, m_F=+2\rangle \longleftrightarrow |5^2P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=+3\rangle$. La quantité de fluorescence émise par un atome est donnée par la formule 1.18. À résonance ($\delta=0$), cette formule se simplifie en :

$$\Gamma_{\text{sp}}^{\text{res}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad \text{avec } s \text{ le paramètre de saturation : } s = \frac{I_L}{I_{\text{sat}}} . \quad (1.35)$$

Expérimentalement, il est peu aisé de mesurer directement l'intensité lumineuse effectivement reçue par l'atome à cause d'une part de l'indétermination sur la taille effective du faisceau au niveau de l'atome et d'autre part de leur agencement l'un par rapport à l'autre dans l'enceinte à vide. À contrario, la mesure de la puissance de la sonde est très simple. On réexprime le paramètre de saturation s en fonction de la puissance la sonde par $s = \frac{P}{P_0}$, avec P_0 , la puissance de sonde qu'il est nécessaire d'envoyer pour que l'atome reçoive une intensité égale à l'intensité de saturation.

Après la capture d'un atome, on envoie une sonde de puissance connue sur l'atome relâché en espace libre. La durée de la sonde est de $2 \mu\text{s}$. La fluorescence est récoltée sur I-CCD et accumulée sur plusieurs milliers de réalisations de l'expérience pour obtenir un rapport signal à bruit suffisant pour toutes les puissances. La Figure 1.20 représente la séquence sur la gauche et sur la droite une image prise avec la I-CCD.

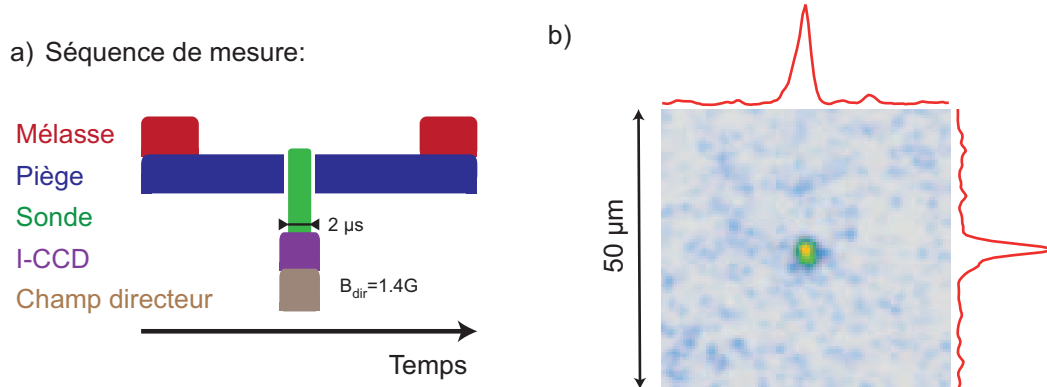


FIGURE 1.20 – a) Chronogramme de la séquence expérimentale utilisé pour mesurer la quantité de fluorescence émise par un atome unique. b) Image prise avec l'I-CCD d'un atome soumis à une intensité lumineuse de saturation $s=37$ ainsi que les projections suivant les deux axes en passant par le centre de la tache sur l'image. L'échelle correspond à la dimension radiale dans le plan des atomes. L'image correspond à une accumulation de la fluorescence sur 2000 séquences d'une durée de $\sim 500 \text{ ms}$ chacune, avec une durée d'exposition à la sonde de $2 \mu\text{s}$ par séquence.

On compte la fluorescence reçue en intégrant le signal sur toute l'image (après avoir soustrait le fond). Cette quantité de fluorescence est représentée Figure 1.21 en fonction de la puissance de la sonde envoyée sur l'atome.

On ajuste la courbe par la fonction :

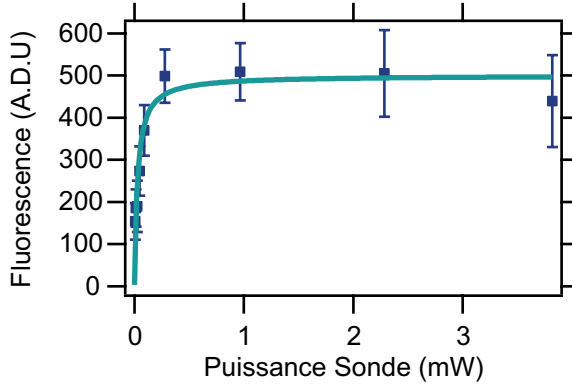


FIGURE 1.21 – *Quantité de fluorescence intégrée sur la caméra en fonction de la puissance de la sonde envoyée sur l'atome. L'ajustement, en trait plein sur la figure, correspond à la Formule 1.36 et donne pour paramètres $A = 498 \pm 40$ A.D.U et $P_0 = 25 \pm 7 \mu\text{W}$. Chaque point correspond à une moyenne sur 1000 à 4000 réalisations de la séquence.*

$$Fluo(P) = A \frac{P/P_0}{1 + P/P_0}, \quad (1.36)$$

où le paramètre A comprend le taux de désexcitation de l'atome, l'efficacité de détection ainsi que le gain de l'I-CCD. Le paramètre P_0 correspond à la puissance lumineuse nécessaire pour obtenir une intensité de saturation au niveau de l'atome de $s = 1$. L'ajustement sur la courbe nous permet d'obtenir $A = 498 \pm 40$ A.D.U. ainsi que $P_0 = 25 \pm 7 \mu\text{W}$.

Plus tard dans ce manuscrit, nous verrons que nous nous servons de nuages atomiques contenant plus d'atomes. Les nombres d'atomes dans ces nuages sont mesurés par comparaison de la fluorescence obtenue avec la fluorescence obtenue dans les mêmes conditions avec un atome unique. La barre d'erreur sur le paramètre A correspond donc à l'incertitude typique que l'on obtient pour une mesure d'un nombre d'atomes, à savoir $\sim 10\%$. Enfin, en comparant la puissance envoyée par la sonde avec la valeur trouvée ici de P_0 , on détermine l'intensité de saturation s . L'erreur typique sur la saturation s correspond à celle sur la détermination de P_0 (l'incertitude de mesure sur la puissance étant nettement inférieure à celle sur P_0). Les saturations sont donc déterminées avec une incertitude de $\sim 25\%$.

1.3.7 Compensation du champ magnétique

La compensation de l'environnement magnétique autour des atomes dans une expérience de physique atomique est une étape importante. En effet, les sous-niveaux atomiques variant avec le champ magnétique, une bonne compensation de ceux-ci est primordiale. Un environnement magnétique vierge permet par ailleurs d'augmenter l'efficacité de refroidissement des atomes, que ce soit dans le PMO ou dans les pinces optiques, et ce même dans le régime de l'atome unique. La compensation du champ magnétique a pour objectif d'ajouter un champ magnétique statique opposé à celui initialement présent au niveau des atomes, et ce grâce aux six bobines de compensation décrites Section 1.2.2. Le champ initial comprend le champ magnétique terrestre ainsi que celui généré par les nombreux appareils électriques présents à côté

de l'enceinte¹. Il existe plusieurs méthodes pour compenser le champ magnétique, que ce soit en observant l'asymétrie de l'expansion d'une mélasse optique relâchée, en effectuant la spectroscopie radiofréquence des raies atomiques (voir notamment : (Fuhrmanek, 2011)) ou en se servant de faisceaux Raman. La technique présentée ici, qui se sert d'un atome unique et d'un faisceau pompeur, présente l'avantage d'être simple à mettre en place et de conduire à une bonne compensation du champ.

L'axe de propagation de la sonde est l'axe z, les axes x et y correspondent, respectivement, aux axes de collection de la lumière et d'arrivée des atomes dans la chambre d'expérience (voir Schéma 1.9).

Compensation du champ suivant les axes x et y

Le principe de la mesure consiste, en premier lieu, à appliquer un champ magnétique directeur sur un atome unique suivant l'axe z qui sert aussi d'axe de quantification. Les sous-niveaux Zeeman se décalent alors légèrement (voir schéma 1.22 a)). On envoie ensuite sur l'atome un faisceau laser pompeur, suivant l'axe z, résonant avec la transition $(5^2S_{1/2}, F=2) \longleftrightarrow (5^2P_{3/2}, F'=2)$, et polarisé σ_+ . L'atome, qui se trouve initialement dans l'un des cinq sous-états de $(5^2S_{1/2}, F=2)$, sera très rapidement pompé vers l'état extrême $|5^2S_{1/2}, F=2, m_F=+2\rangle$. Lorsque l'atome atteint ce sous-niveau, il se retrouve dans un état qui n'est plus couplé à aucun autre état par le faisceau laser.

- En l'absence d'autres champs magnétiques suivant d'autres axes, l'atome se maintient dans cet état noir.
- En présence d'un champ magnétique orthogonal à l'axe de quantification, l'atome est dé pompé de l'état $m_F=+2$ vers l'état $m_F=+1$ à un taux proportionnel à la fréquence de Larmor : $\Omega_B = \frac{g_F m_F \mu_B}{\hbar} |B_\perp|$. L'atome continue donc à diffuser des photons puisqu'il est constamment dé pompé puis repompé vers l'état extrême par le laser pompeur, induisant ainsi un chauffage de l'atome qui conduit après un certain temps à la perte de l'atome.

La fin de la séquence consiste à vérifier la présence de l'atome. Le maximum du taux de recapture correspond alors au champ B_\perp minimal.

Le résultat de l'expérience est présenté Figure 1.23 pour les axes x et y. On réalise un ajustement des courbes à partir de la formule 1.32 qui détermine la probabilité de perte d'un atome en fonction de sa température. La température de l'atome unique est prise comme $T(B) = T_0 + \alpha(B)$, avec $\alpha(B) = K(B - B_{\text{comp}})$, où K est une constante. Les ajustements se superposent bien aux données et permettent déterminer les champs magnétiques de compensation $B_{X,\text{Comp}} = -0.15 \pm 0.03$ G et $B_{Y,\text{Comp}} = -0.44 \pm 0.02$ G.

1. La méthode de compensation présentée ici est purement statique et ne permet donc pas de compenser d'éventuels champs oscillants.

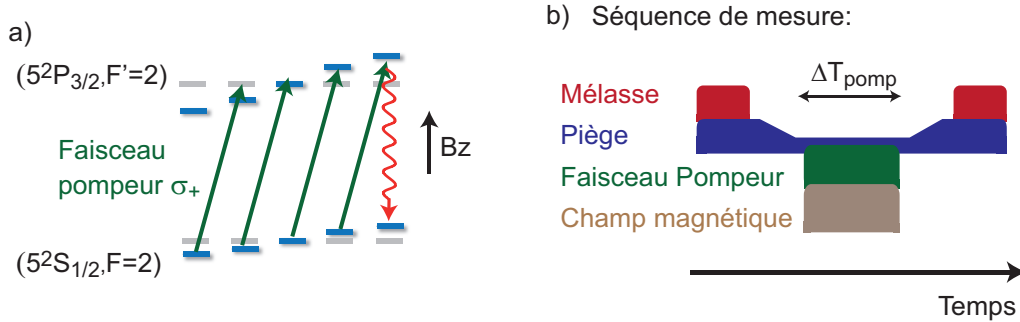


FIGURE 1.22 – a) Niveaux atomiques utilisés lors de la compensation du champ magnétique. Les niveaux en gris correspondent aux niveaux d'énergie de l'atome dans la pince dipolaire. Ces niveaux sont décalés sous l'effet du champ magnétique directeur appliqué B_z . Le faisceau pompeur de polarisation σ_+ pompe les atomes vers l'état extrême $m_F = +2$. b) Séquence expérimentale utilisée pour compenser le champ magnétique avec un atome unique. La profondeur du piège dipolaire au moment de la mesure est de $U/k_B = 0.7$ mK pour une taille radiale de $w_0 = 1.1$ μm . La polarisation du piège est linéaire et suivant l'axe z . Le champ magnétique directeur, lorsqu'il est appliqué (voir texte), correspond à $B_{\text{dir}} = 1.4$ G. La durée du faisceau pompeur est pour les axes (x , y et z) de $\Delta T_{\text{pomp}} = (12, 25, 10)$ ms, respectivement.

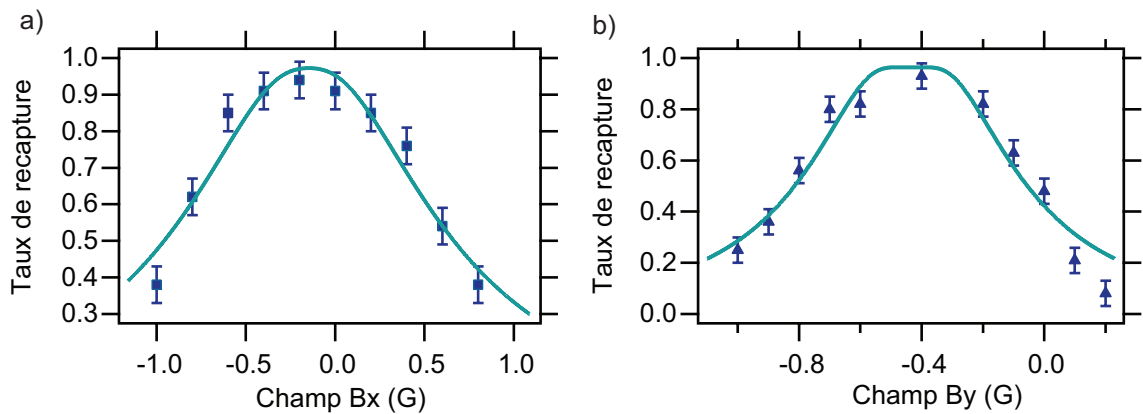


FIGURE 1.23 – a) Probabilité de recapture de l'atome unique en fonction du champ magnétique appliqué suivant l'axe x sur l'atome. b) Probabilité de recapture de l'atome unique en fonction du champ magnétique appliqué suivant l'axe y sur l'atome. Chaque point correspond à une moyenne obtenue après 100 réalisations de la séquence. L'ajustement correspond à la formule 1.32. Le centre des fonctions est en $B_{X,\text{Comp}} = -0.15 \pm 0.03$ G et $B_{Y,\text{Comp}} = -0.44 \pm 0.02$ G.

Compensation du champ suivant l'axe z

La compensation suivant l'axe z est légèrement différente des deux autres axes puisque faire varier le champ magnétique suivant l'axe z , revient aussi à changer le champ directeur. De plus, la compensation suivant les axes x et y n'étant pas parfaite, il existe un champ magnétique résiduel qui couple les sous-états Zeeman à la fréquence de Larmor associée à ce champ résiduel $\Omega_B = \frac{g_F m_F \mu_B}{\hbar} |B_{\perp,\text{res}}|$. L'influence

du champ résiduel est d'autant plus forte que le champ directeur est faible. Les sous-niveaux d'énergie qui sont en jeu ici sont schématisés Figure 1.24 a). On réalise la même procédure expérimentale que celle illustrée Figure 1.22. À champ magnétique B_z fort, les sous-niveaux $m_F = +1$ et $m_F = +2$ sont bien séparés, la population dans l'état $m_F = +1$ est donc faible. Ainsi, l'atome ne chauffe pas et il restera dans le piège. À l'opposé, à champ B_z , faible, la population dans l'état $m_F = +1$ est importante. L'atome chauffe alors, suite à la diffusion répétée de photons, ce qui conduit à sa perte.

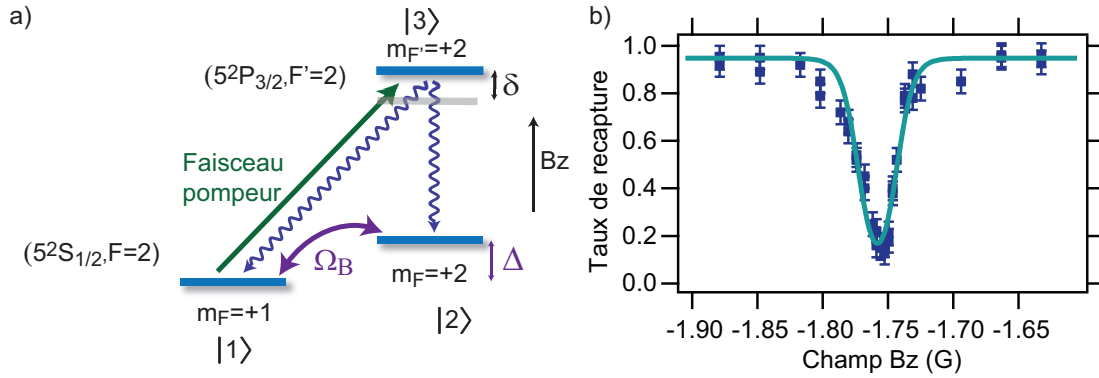


FIGURE 1.24 – a) *Sous-niveaux d'énergie pris en compte dans la compensation du champ magnétique suivant l'axe z.* Le faisceau laser pompeur de polarisation σ_+ et de pulsation de Rabi Ω_p transfère la population vers l'état $|F' = 2, m_{F'} = +2\rangle$. L'atome peut se désexciter dans les deux états $|F = 2, m_F = +1\rangle$ et $|F = 2, m_F = +2\rangle$. Le champ magnétique résiduel $B_{\perp, \text{res}}$ couple ces états à la fréquence de Larmor Ω_B . Les décalages Zeeman δ et Δ sont proportionnels au champ magnétique appliqué B_z . b) *Probabilité de recapture de l'atome unique en fonction du champ magnétique appliqué suivant l'axe z sur l'atome.* L'ajustement correspond à la simulation décrite dans le texte et donne le champ de compensation suivant l'axe z : $B_{Z, \text{Comp}} = -1.75 \pm 0.05$ G.

Le résultat de l'expérience est représenté Figure 1.24 b). On modélise ce problème par les équations de Bloch optiques afin de calculer la population dans l'état $|F = 2, m_F = +1\rangle$ et pouvoir ainsi déterminer le taux de chauffage que subit l'atome. On résout donc l'équation matricielle d'évolution de la matrice densité (Grynberg, Aspect, et Fabre, 2010) :

$$\dot{\hat{\rho}} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{L}_\rho, \quad (1.37)$$

avec $\hat{\rho}$ la matrice densité, \hat{H} l'hamiltonien du système et \hat{L}_ρ les termes de pertes comprenant l'émission spontanée et les termes de décohérence. Les différents éléments des matrices pour ce problème à trois niveaux sont :

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_B & \frac{\Omega_p}{2} \\ \Omega_B & \Delta & 0 \\ \frac{\Omega_p}{2} & 0 & \delta \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \hat{L}_\rho = \begin{pmatrix} \frac{1}{3}\Gamma\rho_{3,3} & 0 & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{1,3} \\ 0 & \frac{2}{3}\Gamma\rho_{3,3} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{2,3} \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{3,1} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{3,2} & -\Gamma\rho_{3,3} \end{pmatrix}. \quad (1.38)$$

On résout ce système d'équations et on détermine la population dans $|F=2, m_F=+1\rangle$ qui est l'état $\rho_{1,1}$. On utilise ensuite la Formule 1.32 pour déterminer le chauffage de l'atome et ainsi la probabilité de le perdre. L'ajustement est représenté sur la Figure 1.24 b). Il nous permet de déterminer le champ de compensation suivant l'axe z , ainsi que les champs magnétiques résiduels non compensés. On trouve alors le champ de compensation suivant z : $B_z = -1.75 \pm 0.05$ G. Cette valeur assez importante s'explique par la présence de nombreux appareils électroniques au-dessus de l'enceinte. Après compensation, les champs magnétiques résiduels ont pour valeurs : $B_{\perp, \text{res}} = 4$ mG et $B_{z, \text{res}} = 38$ mG. Ces valeurs résiduelles que nous n'avons pas réussies à compenser correspondent en partie à des champs variant dans le temps à des fréquences que nous n'avons pas pu identifier.

La réalisation de la compensation des champs magnétiques statiques permet d'améliorer le refroidissement des atomes à des températures encore plus sub-Doppler. Pour l'atome unique, la température mesurée ici avant la compensation est de $\sim 50 \mu\text{K}$. Après la compensation, nous avons mesuré une température de $\sim 15 \mu\text{K}$.

Les différentes expériences présentées jusqu'ici sont toutes réalisées avec un seul atome. Elles permettent de mesurer les paramètres physiques de notre système ou de calibrer nos instruments. Toutes ces données sont nécessaires à la réalisation et à l'interprétation d'expériences impliquant plus d'atomes, comme nous allons le voir maintenant.

1.4 Chargement d'un piège dense d'atomes froids

Nous souhaitons réaliser un piège dense d'atomes froids pour y étudier la diffusion de la lumière. Le chargement d'un piège dense d'atomes froids présente certaines difficultés, notamment dues aux facteurs limitant le nombre d'atomes pouvant coexister dans notre micro-pince. Nous détaillerons ensuite la méthode de chargement que nous avons mise en place pour contourner ces limitations. Celle-ci consiste en l'utilisation d'un second piège dipolaire colinéaire avec le premier piège qui vient faire l'intermédiaire entre le PMO et la micro-pince optique. Finalement, nous verrons que cette combinaison de pièges permet d'atteindre un régime où nous pouvons mesurer le taux de collisions à trois corps du rubidium en milieu très confiné.

1.4.1 Passer d'un atome à plusieurs

Le régime de piégeage d'atome unique s'obtient lorsque le taux de pertes à deux corps est supérieur au taux de chargement. À l'inverse, l'obtention d'un nombre d'atomes plus élevé dans le piège nécessite un chargement supérieur aux pertes. Pour cela, expérimentalement, nous allumons les champs magnétiques en configuration anti-Helmholtz, ce qui permet de transformer la mélasse optique en un piège magnéto-optique. De plus, le ralentisseur Zeeman est allumé et la température du four est élevée (de ~ 70 °C pour le régime d'atome unique vers ~ 160 °C) afin d'augmenter le flux de particules incidentes. Tous ces éléments permettent d'augmenter

significativement la densité locale d'atomes au niveau du micro-piège dipolaire et, ainsi, d'augmenter le taux de chargement. Notre système d'imagerie ne nous permet pas de collecter suffisamment de fluorescence avant qu'un changement du nombre d'atomes dans le piège ne se produise. Nous ne pouvons donc pas déclencher nos expériences sur un nombre d'atomes précis.

Mesurer la température et le nombre d'atomes

La mesure de la température des atomes est effectuée avec la technique du temps de vol (Lett *et al.*, 1988). Cette méthode qui est couramment utilisée par les groupes de recherche en atomes froids, repose sur la mesure de la distribution d'impulsions des atomes du nuage. Cette technique fonctionne lorsqu'il n'y a pas d'interactions entre les atomes et que la distribution d'impulsions est gelée pendant la mesure. Par ailleurs, elle fonctionne même en présence d'un seul atome (Fuhrmanek *et al.*, 2010a). Expérimentalement, on commence par laisser s'étendre le nuage atomique pendant un temps de vol ΔT_{vol} que l'on va faire varier. Pour éviter des interactions entre les atomes (incluant la densité optique), on choisit des temps de vol suffisamment longs pour que la densité atomique pic soit suffisamment faible ($n_0 = N/V_{\text{at}} \leq 10^{11}$ at/cm³; avec N , le nombre d'atomes; $V_{\text{at}}(\Delta T_{\text{vol}}) = \prod_{i=X,Y,Z} \sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{k_B T}{m w_i^2} + \frac{k_B T}{m} \Delta T_{\text{vol}}^2}$ et les diffé-
rents w_i , les fréquences d'oscillation du piège suivant les axes i). Après ce temps de vol, on illumine le nuage avec une sonde à résonance, de saturation $s=1$ pendant $2 \mu\text{s}$ et nous récoltons la fluorescence sur l'I-CCD (voir Figure 1.25 a)). Les nombres d'atomes que nous étudions étant relativement faibles, il nous faut réaliser un grand nombre de fois cette séquence avant obtenir des images dont le profil spatial est suffisamment bien déterminé et ainsi déterminer la valeur de la température avec une précision satisfaisante ($\leq 10\%$). La technique du "lâcher puis recapture" utilisée pour mesurer la température d'un atome fonctionne avec plusieurs atomes (Fuhrmanek, 2011), il est donc aussi possible de s'en servir.

La détermination du nombre d'atomes s'effectue en analysant la quantité de fluorescence obtenue sur les images prises lors de la mesure de la température. Pour cela, on compare la fluorescence récoltée avec celle obtenue avec un seul atome dans les mêmes conditions (Section 1.3.6). De cette façon, nous mesurons le nombre moyen d'atomes¹ présents dans la pince avec une précision typique de 10%. Récemment, il a été démontré qu'il était possible, en une seule illumination, de compter les atomes d'un nuage comportant jusqu'à 100 atomes froids avec une fidélité de 98.6% jusqu'à 100 atomes (Hume *et al.*, 2013). Les atomes sont placés dans un piège magnéto-optique et sont illuminés par deux faisceaux de forte saturation ($s=6.5$) pendant 50 ms. La fluorescence récoltée sur une caméra est alors suffisamment importante pour pouvoir distinguer le nombre d'atomes avec la précision annoncée. En raison du fort confinement de notre micro-pince optique, une procédure de mesure similaire s'avère

1. La distribution du nombre d'atomes dans la pince est une distribution légèrement sub-poissonnienne, le facteur de Fano valant $F = \Delta N^2 / \langle N \rangle = 0.75$ pour un nombre d'atomes $\langle N \rangle \geq 2$ et avec ΔN qui indique la variance (Fuhrmanek *et al.*, 2010b; Sortais *et al.*, 2012).

impossible. En effet, les collisions inélastiques assistées par la lumière détruiraient notre nuage bien avant que l'on ait pu récolter une quantité de fluorescence suffisante (Fuhrmanek *et al.*, 2012).

Température des atomes dans le piège en fonction de leur nombre

La Figure 1.25 b) représente la température des atomes dans le piège en fonction de leur nombre. Le nombre d'atomes chargés dans le piège est contrôlé en changeant la densité locale du PMO autour de la micro-pince. La densité du PMO est contrôlée, dans ce cas, en lui laissant plus ou moins de temps pour se former avant de couper les faisceaux de refroidissement.

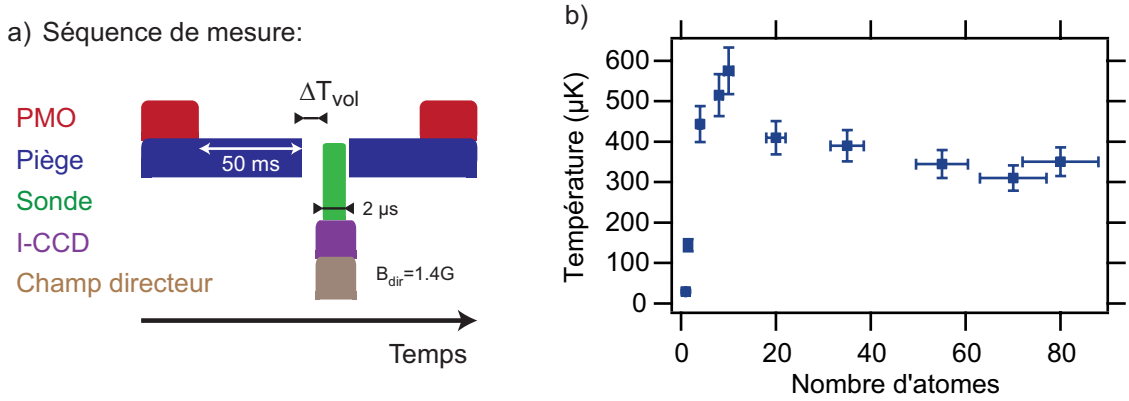


FIGURE 1.25 – a) Chronogramme de la séquence expérimentale utilisé pour mesurer la température et le nombre d'atomes. La profondeur du piège est de $U/k_B = 3$ mK pour une taille radiale de $w_0 = 1.6$ μm. b) Température du nuage en fonction du nombre d'atomes.

Nous avons vu dans la partie précédente que la température d'un atome unique peut être diminuée en compensant les champs magnétiques, ce qui permet d'obtenir des températures nettement sub-Doppler. Ici, la température de l'atome unique est de ~ 30 μK. Lorsque le nombre moyen d'atomes dans la pince est de ~ 1.5 , la température mesurée augmente significativement à ~ 150 μK et atteint ~ 575 μK pour 10 atomes. Pour des nombres d'atomes encore plus importants, la forte densité atomique permet une meilleure thermalisation et la température décroît alors un peu.

On peut expliquer ce phénomène en regardant les processus de chargement de la pince. Outre l'entrée des atomes, les collisions assistées par la lumière des faisceaux PMO (désaccordés au rouge de la transition atomique de 3.5Γ) jouent un rôle prépondérant puisqu'elles expulsent les atomes deux par deux. Lorsqu'un seul atome est présent dans la pince, ce processus n'intervient pas et l'atome est refroidi jusqu'au fond du piège (voir Figure 1.26). Le temps t_{fond} nécessaire pour atteindre le fond du piège (profondeur $U_0 = 10\Gamma$) est déterminé par l'équation $\frac{s}{1+s+4(\delta/\Gamma)^2} \Gamma E_{\text{rec}} t_{\text{fond}} = \hbar U_0$. On obtient $t_{\text{fond}} \sim 2.8$ ms, pour les paramètres $\delta = 3.5\Gamma + U_0/2$, le désaccord moyen vu par les atomes et $s \sim 50$, la saturation des faisceaux PMO. En présence de plus d'un atome, les collisions à deux corps expulsent les particules hors du piège. Le temps

de demi-vie en présence de pertes à deux corps dans des conditions similaires est de $\Delta t_{1/2} = 0.5 \text{ ms}^{-1}$ (Fuhrmanek *et al.*, 2012), expliquant la perte des atomes avant leur refroidissement complet et donc les températures plus élevées mesurées. De plus, ces collisions se produisent là où la densité de particules est la plus importante, c'est-à-dire pour les atomes les plus froids qui s'accumulent au fond du piège, jouant ainsi un second rôle d'anti-refroidissement.

Lorsque le nombre d'atomes est plus important, l'évaporation libre vient aider au refroidissement du milieu en expulsant préférentiellement les atomes chauds (Luiten, Reynolds, et Walraven, 1996). Ainsi, on s'attend à ce que la température tende vers $U_0/k_B \sim 10T$ donc $T \sim 300 \mu\text{K}$ à grand nombre d'atomes.

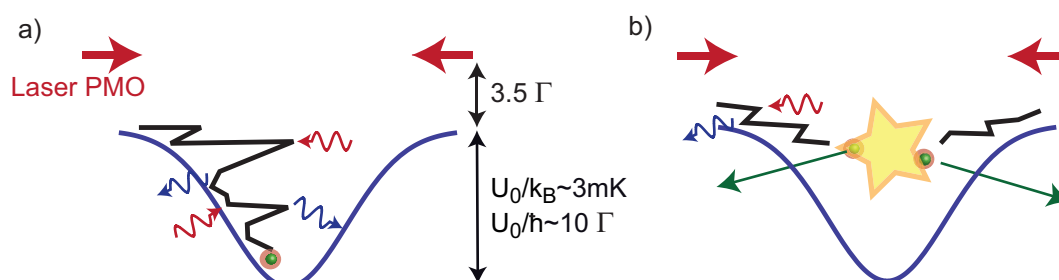


FIGURE 1.26 – Refroidissement des atomes dans la pince optique a) Un atome unique peut être refroidi par les faisceaux PMO et atteindre des températures très faibles $\sim 30 \mu\text{K}$. b) En présence de plus d'atomes dans le piège, le processus de refroidissement est interrompu par les collisions assistées par la lumière. Celles-ci éjectent les atomes avant qu'ils ne soient refroidis au fond du piège.

Ce type de chargement de la micro-pince, directement à partir du PMO, permet d'obtenir des nuages comprenant une centaine d'atomes correspondant à des densités $n_0 \sim 10^{13} \text{ at/cm}^3$. Afin d'augmenter le nombre d'atomes et donc la densité de notre milieu, nous avons choisi d'utiliser une pince intermédiaire entre le micro-piège et le PMO.

1.4.2 Mise en place d'une macro-pince réservoir

La densité qu'il est possible d'obtenir avec une micro-pince chargée directement par le PMO est trop faible par rapport aux densités que nous recherchons pour y étudier la diffusion de la lumière ($n_0 \sim 10^{14} \text{ at/cm}^3$). La principale limitation vient des collisions assistées par la lumière des faisceaux mēlasse qui dépeuplent violemment le piège de ses atomes. Différentes techniques ont été mises en place pour contourner cette limitation, notamment l'utilisation d'un "Dark-SPOT", qui en plaçant les atomes dans des états noirs, où ils n'interagissent pas avec la lumière, empêche qu'ils ne subissent des collisions (Ketterle *et al.*, 1993). Une autre approche consiste en l'utilisation de bandes latérales sur le faisceau piège afin de rendre répulsif le potentiel d'interaction entre les atomes lorsqu'ils sont excités, annihilant ainsi la perte

1. La mesure des taux de collisions assistées par la lumière dans un piège aussi dense a révélé des valeurs nettement plus élevées que dans des systèmes moins confinants (Fuhrmanek *et al.*, 2012).

d'atomes lors des collisions (Dürr, Miller, et Wieman, 2000). Le groupe (Ahmadi, Timmons, et Summy, 2005) a, quant à lui, développé une technique de chargement qui consiste à faire varier le volume du piège dipolaire dans le temps afin de capturer plus d'atomes.

Nous avons mis en place une autre technique consistant en l'utilisation d'une seconde pince optique, de taille intermédiaire -dite macro-pince-, qui vient servir de réservoir pour le chargement de la micro-pince. Cette technique s'inspire de celle mise en place par (Jacob *et al.*, 2011) pour réaliser un petit condensat contenant $\sim 10^4$ atomes de sodium 23 dans une petite pince optique chargée par un piège dipolaire croisé de plus grande taille. Notre macro-pince est créée à partir d'un laser à 850 nm qui se propage suivant le même axe que la micro-pince (voir la Figure 1.6 qui représente l'agencement des deux pinces.). La taille de cette pince est de $w_{0,\text{macro}} = 3.8 \mu\text{m}$, elle est obtenue en n'utilisant qu'une seule partie de l'ouverture de la lentille asphérique. On utilise ~ 70 mW de puissance laser pour créer un piège de profondeur $U_{0,\text{macro}}/k_B \sim 1.5$ mK.

Le nombre maximum d'atomes que nous avons réussi à charger dans la micro-pince était de 100 atomes. Nous avons mesuré, dans des conditions similaires, 2500 atomes dans la macro-pince seule. Le chargement d'une pince avec N atomes est régi par l'équation suivante (Sortais *et al.*, 2012) :

$$\frac{dN}{dt} = R - \gamma N - \frac{\beta}{V} N(N - 1) , \quad (1.39)$$

avec R , le taux de chargement de la pince ; γ , le taux de pertes à un corps ; β , le taux de pertes à deux corps et V , le volume thermique du nuage atomique. Le taux de pertes à un corps qui a été mesuré précédemment (voir Section 1.14) est négligeable à l'échelle des autres échelles de temps en présence ici. On peut donc approximer le nombre d'atomes dans le régime stationnaire par : $N_{\text{st}} = \sqrt{\frac{R.V}{\beta}}$. Le volume de piègeage $V \propto w_0^2 Z_R = w_0^4$ alors que le taux de chargement est proportionnel à la section que fait le piège dans le jet d'atomes en provenance du four $R \propto w_0 Z_R = w_0^3$. Si l'on suppose β identique dans les deux cas, on s'attend donc à ce que le rapport entre les nombres d'atomes dans les deux pièges soit de $(w_{0,\text{macro}}/w_{0,\text{micro}})^{3.5} \sim 75$. Ce facteur est trois fois plus important que celui mesuré expérimentalement, une différence que nous expliquons par la simplicité du modèle proposé ici, notamment l'approximation d'un taux de pertes à deux corps β identique pour les deux pinces qui sont très différentes.

Pour augmenter le nombre d'atomes dans la micro-pince, il faut soit augmenter le taux de chargement, soit diminuer le taux de pertes. Le taux de chargement R d'une pince dépend de la densité locale d'atomes autour du piège. En utilisant une macro-pince, on peut entourer la micro-pince d'un nuage dont la densité est plus de cent fois plus importante que celle du PMO (10^{10} at/cm³). Par ailleurs, le taux de pertes à deux corps correspond aux collisions inélastiques assistées par la lumière. Nous avons donc mis en place une séquence où nous coupons les faisceaux du PMO pour annuler ce taux de pertes et laissons les atomes de la macro-pince charger la micro-pince.

De manière plus détaillée, la séquence expérimentale (voir Figure 1.27 a)) commence par le chargement de la macro-pince par le PMO. Ce dernier est ensuite éteint. Le transfert s'effectue alors de la macro-pince vers la micro-pince pendant une durée de $\Delta T_{\text{transf}} = 220$ ms. Après avoir éteint le macro-piège, on laisse enfin une période de 60 ms au cours de laquelle les atomes de la micro-pince thermalisent.

Alignement

La Figure 1.27 b) représente le nombre d'atomes obtenus dans la micro-pince en fonction de son alignement avec la macro-pince. Les positions des pinces sont mesurées en allumant alternativement une des deux pinces et en repérant sur la caméra CCD la position du nuage atomique dans chacune d'entre elles. Connaissant le grandissement du système d'imagerie, on remonte ainsi à la distance entre les pinces. On observe qu'en superposant les deux pièges il est possible d'augmenter le nombre d'atomes dans la micro-pince jusqu'à 300 atomes. Un nombre d'atomes trois fois plus important que dans le cas où la pince était chargée par le PMO. L'ajustement sur la figure est une fonction gaussienne d'écart type $\sigma = 3.3 \pm 0.3 \mu\text{m}$. On voit que si l'on prend un écart entre les pinces supérieur à cet écart type, le taux de chargement de la pince diminue alors significativement.

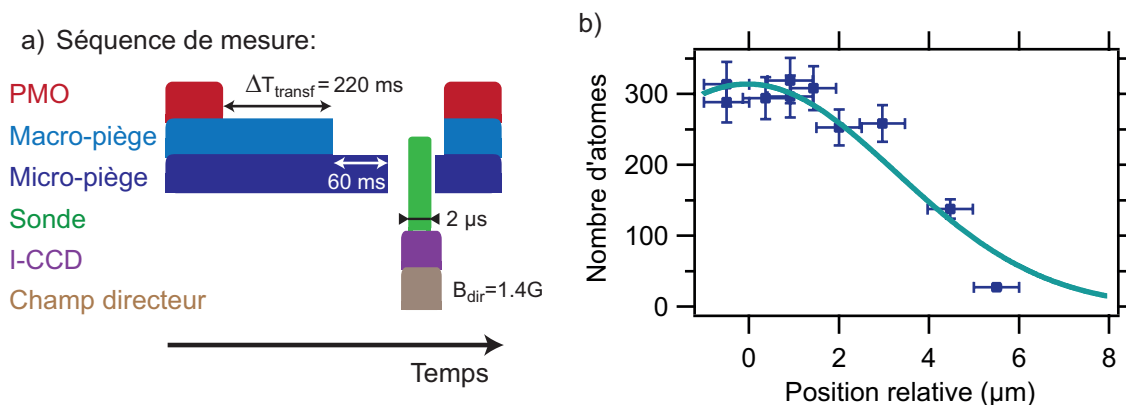


FIGURE 1.27 – Chronogramme de la séquence expérimentale du transfert d'atomes entre la macro- et la micro-pince optique. La profondeur de la macro-pince est de $U_{0,\text{macro}}/k_B = 1.5$ mK et la profondeur de la micro-pince est de $U_0/k_B = 2.7$ mK. b) Efficacité du transfert entre la macro-pince et la micro-pince optique en fonction leur distance relative. L'ajustement, en trait plein, correspond à une fonction gaussienne centrée en 0 et d'écart type $\sigma = 3.3 \pm 0.3 \mu\text{m}$.

1.4.3 Optimisation du transfert entre les pinces

Les prochaines sections s'intéressent à la dépendance de l'efficacité du transfert en fonction de certains paramètres expérimentaux accessibles. Le premier paramètre est le temps de transfert entre les deux pinces. Le second concerne les profondeurs des deux pièges.

Temps de transfert entre les pièges

La Figure 1.28 représente le nombre d'atomes obtenus dans la micro-pince lorsque l'on fait varier le temps de transfert ΔT_{transf} entre les deux pinces (voir Figure 1.27 a)). La profondeur du macro-piège est de $U_{0,\text{macro}}/k_B = 1.4$ mK. Il contient initialement 1500 atomes (la micro-pince est éteinte dans le cas présent). Le micro-piège a une profondeur de $U_{0,\text{micro}}/k_B = 1.2$ mK. Pour un temps de transfert nul, le nombre d'atomes dans la micro-pince est de 100 atomes. Ce nombre d'atomes est cohérent avec les mesures précédentes (Figure 1.25), en effet, le chargement est ici également limité par les collisions assistées par la lumière. Par contre, lorsque le temps de transfert s'élève à 200 ms, on multiplie le nombre d'atomes par un facteur 5, pour atteindre 500 atomes. Si le temps de transfert augmente encore, le nombre d'atomes diminue alors légèrement. L'utilisation de la macro-pince permet de significativement augmenter le nombre d'atomes, le transfert entre les deux pinces pouvant atteindre 33%.

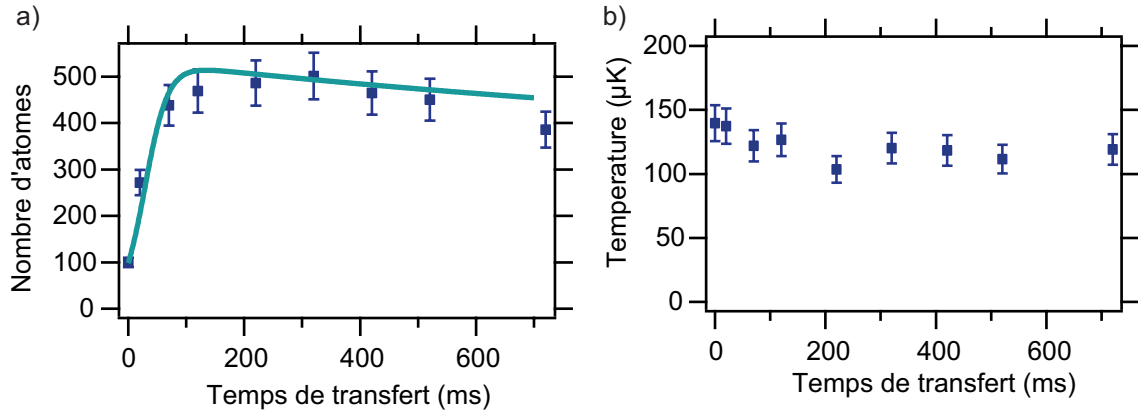


FIGURE 1.28 – a) Nombre d'atomes transférés dans le micro-piège en fonction du temps de transfert avec la macro-pince. La courbe continue correspond à l'ajustement discuté dans le texte. b) Température des atomes dans le micro-piège en fonction du temps de transfert avec la macro-pince.

La température des atomes dans la macro-pince est quasiment indépendante du temps de transfert. Elle diminue cependant légèrement grâce à l'évaporation libre dans la pince. La température est de ~ 120 μK , ce qui correspond à $U_{0,\text{micro}}/k_B/10$, expliquant la faible décroissance de la température de ces atomes déjà bien thermalisés.

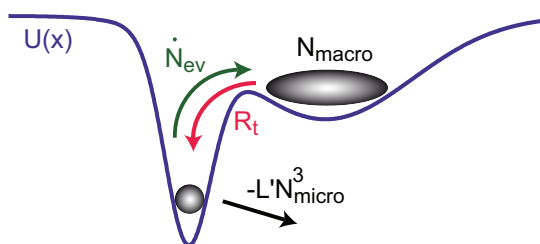
Modèle du transfert entre les pièges

Pour comprendre la dynamique du transfert entre les pinces, A. Fuhrmanek a développé un modèle décrivant le transfert entre les deux pièges qui est basé sur (Kuppens *et al.*, 2000) et que je reprends ici. Il existe de nombreux modèles permettant de décrire le chargement d'une pince à partir d'un réservoir. L'approche développée ici consiste en une simulation numérique continue des nombres d'atomes dans les deux pièges. Une étude discrète du nombre d'atomes peut aussi être me-

née comme celle réalisée pour un piège dipolaire croisé par (Schulz *et al.*, 2007), par exemple. Il est aussi possible de suivre les propriétés thermodynamiques telles que l'entropie et l'énergie, comme développé par (Stamper-Kurn *et al.*, 1998) dans le cas adiabatique ou par (Comparat *et al.*, 2006) dans le cas diabatique.

Pour notre modèle continu, nous faisons l'hypothèse que la température est fixe pour les atomes dans la micro-pince, comme dans la macro-pince. Cette hypothèse se justifie pleinement au vu de la faible variation de la température observée et elle permet de simplifier grandement le problème. Les différents éléments pris en compte dans ce modèle sont représentés Figure 1.29.

FIGURE 1.29 – *Modèle utilisé pour simuler le transfert des atomes de la macro-pince vers la micro-pince. Les pièges sont légèrement décalés l'un par rapport à l'autre pour améliorer la lisibilité du graphique. Expérimentalement, ils sont superposés afin de maximiser le transfert (voir Figure 1.27).*



On étudie le cas où seuls les deux pièges sont allumés ; les faisceaux mélasse, notamment, sont éteints. Les équations modélisant le nombre d'atomes dans chaque pince sont donc :

$$\dot{N}_{\text{micro}} = R_t - \dot{N}_{\text{ev}} - L'N_{\text{micro}}^3 \quad \text{et} \quad \dot{N}_{\text{macro}} = -R_t + \dot{N}_{\text{ev}} , \quad (1.40)$$

avec N_{micro} et N_{macro} , les nombres d'atomes dans la micro- et la macro-pince respectivement ; R_t , le taux de transfert de la macro-pince vers la micro-pince ; \dot{N}_{ev} , le taux d'atomes qui s'évaporent de la micro-pince vers la macro-pince et L' , le taux de collisions à trois corps.

1. Le taux de transfert de la macro-pince vers la micro-pince : R_t .

On suppose un atome dans la macro pince. Cet atome doit tout d'abord croiser la micro-pince. On note A la surface du nuage atomique de la micro-pince, celui-ci présente une forme de cigare en raison de l'asymétrie du piège. Pour que cet atome soit piégé dans la micro-pince, il doit subir une collision élastique avec un atome du micro-piège. Le nombre de collisions qui se produisent est définie par $P_{\text{elas}} = \sigma_0 n_{0,\text{micro}} (\sigma_{\perp}^2 \sigma_{\parallel})^{1/3}$, avec σ_{\perp} et σ_{\parallel} , les écarts types du profil gaussien du nuage atomique et σ_0 , la section efficace de diffusion élastique. Pour obtenir le taux global R_t , on multiplie par le flux d'atomes par unité de surface : $n_{0,\text{macro}} \bar{v}$, où $n_{0,\text{macro}}$ représente la densité des atomes dans la macro-pince et $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$ leur vitesse thermique moyenne. On obtient donc un taux de chargement de la micro-pince avec les facteurs numériques (Kuppens *et al.*, 2000) :

$$R_t = \frac{1}{4} n_{0,\text{macro}} \bar{v} A P_{\text{elas}} . \quad (1.41)$$

2. **Le taux d'évaporation** \dot{N}_{ev} . Ce taux correspond aux atomes qui sortent de la micro-pince par évaporation libre. Il est défini (Luiten, Reynolds, et Walraven, 1996) par :

$$\dot{N}_{\text{ev}} = -n_{0,\text{micro}}^2 \sigma_0 \bar{v} e^{-\frac{U_{0,\text{micro}}}{k_B T}} V_{\text{ev}}, \quad (1.42)$$

avec V_{ev} , le volume effectif d'évaporation tel que défini dans (Luiten, Reynolds, et Walraven, 1996). On suppose, par ailleurs, que tout atome qui quitte la micro-pince par évaporation libre est recapturé par la macro-pince. Le taux d'évaporation libre de la macro-pince est, lui, négligé car le taux de collisions élastiques dans la macro-pince est très faible.

3. **Le taux de pertes à trois corps** L' . La forte densité de la micro-pince nous impose de prendre en compte les pertes à trois corps. On prend ici la valeur mesurée expérimentalement : $L' = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (voir Section 1.4.4).

L'ajustement effectué à partir de ce modèle est représenté sur la Figure 1.28. Deux paramètres ont dû être modifiés pour obtenir cette courbe. Le premier concerne le taux de transfert R_t que nous avons dû réduire d'un facteur ~ 10 . Le modèle utilisé pour décrire le taux de chargement ici, est très simplificateur. Plusieurs éléments peuvent être remis en cause notamment l'hypothèse d'un piège harmonique qui n'est pas exacte et qui modifie le taux de collisions élastiques calculé, ou encore le calcul de la surface A . La seconde différence concerne l'efficacité globale de transfert entre les pièges qui s'avère, après mesure, 1.5 fois moins élevée que ce que le calcul prévoyait. Cette différence s'explique par le temps d'évaporation libre, de 60 ms, laissé aux atomes de la micro-pince pour thermaliser, et qui diminue le nombre d'atomes dans la pince. Tous les autres paramètres du modèle ont été fixés aux valeurs mesurées expérimentalement. À ces deux modifications près, le modèle ajuste bien la dynamique de transfert entre les deux pièges.

Le transfert optimum, mesuré expérimentalement et "recouvert" par le modèle, s'effectue en $\Delta T_{\text{transf}} = 220 \text{ ms}$.

Optimisation du transfert : profondeurs des pièges

On fixe le temps de transfert entre les deux pinces aux 220 ms qui permettent de l'optimiser, et nous étudions la façon dont le transfert évolue lorsque l'on fait varier les profondeurs des deux pièges. La Figure 1.30 représente le nombre d'atomes présents dans la micro-pince lorsque l'on fait varier la profondeur du micro- ou du macro-piège. Sur la figure de gauche, la profondeur de la micro-pince est gardée constante à $U_{0,\text{micro}}/k_B = 1.2 \text{ mK}$ et la profondeur de la macro-pince est variée. On observe que lorsque la profondeur de la macro-pince est peu importante, le nombre d'atomes dans la micro-pince est faible. La macro-pince n'étant que faiblement profonde, elle ne se charge qu'avec un nombre limité d'atomes. Pour des profondeurs supérieures à 1.2 mK, le transfert est maximum et semble saturer. Cette stagnation s'explique par la compétition du taux de transfert R_t du macro-piège vers le micro-piège avec le taux croissant d'évaporation libre de la micro-pince \dot{N}_{ev} . Le niveau de cette stagnation

est déterminé par les collisions à trois corps qui dépeuplent violemment le piège. La simulation représentée sur la figure est réalisée avec le modèle continu évoqué précédemment. Ici la profondeur des différents pièges intervient à plusieurs endroits dans la simulation : le calcul de V_{ev} , le calcul du taux de collisions élastiques ainsi que celui de la surface A . La simulation reproduit bien les données, notamment la stagnation du transfert.

La température mesurée est fixe quelle que soit la profondeur de la macro-pince et vaut $U_{0,micro}/(k_B T) = 10$. Ce comportement était attendu, en raison des 60 ms qui sont laissées aux atomes de la micro-pince pour thermaliser avant d'effectuer les mesures.

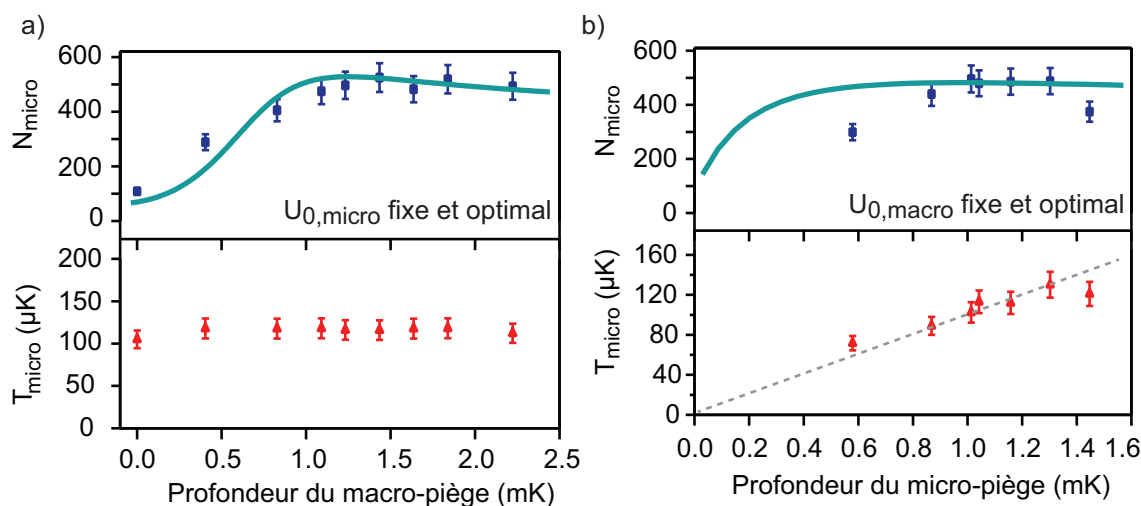


FIGURE 1.30 – *a) Nombre d’atomes transférés dans la micro-piège ainsi que température de ces atomes en fonction de la profondeur du macro-piège. La profondeur du micro-piège est fixe et de $U_{0,micro}/k_B = 1.2$ mK. b) Nombre d’atomes transférés dans la micro-piège ainsi que température de ces atomes en fonction de la profondeur du micro-piège. La profondeur du macro-piège est fixe et de $U_{0,macro}/k_B = 1.4$ mK. Les courbes continues correspondent aux ajustements discutés dans le texte. La courbe en pointillés correspond à la fonction $U_{0,micro}/(k_B T) = 10$.*

La figure de droite correspond à une étude similaire à la précédente mais où l’on a fait varier la profondeur de la micro-pince, et en gardant celle de la macro-pince fixe à $U_{0,macro}/k_B = 1.4$ mK. La figure représente toujours les nombres d’atomes ainsi que les températures des atomes dans la micro-pince. Cette dépendance se comprend qualitativement. Pour une faible profondeur de la micro-pince, les atomes provenant de la macro-pince doivent être refroidis significativement pour rester dans la micro-pince. Le transfert est donc d’autant moins bon que la profondeur de la micro-pince est faible car les atomes doivent être d’autant plus refroidis en un temps équivalent. Le transfert optimal s’effectue pour une profondeur de ~ 1.2 mK. Au-delà de cette profondeur, le transfert stagne. Il y a alors dans le piège une compétition entre les collisions à trois corps et le chargement de la pince. Le chargement est d’autant plus efficace que le nombre d’atomes est important, car cela augmente les collisions élas-

tiques. En outre, plus la pince est profonde, moins il est nécessaire de refroidir les atomes provenant de la macro-pince pour rester dans la micro-pince. Le modèle du transfert reproduit moyennement bien la dépendance du transfert avec la profondeur de la micro-pince. Nous attribuons cette différence à la simplicité du modèle utilisé, notamment la dépendance de la section efficace de diffusion avec la profondeur du piège n'est pas du tout prise en compte. En effet, celle-ci peut significativement diminuer lorsque la profondeur augmente, en raison de l'augmentation des ondes partielles qui participent aux collisions.

La température des atomes est très proche de la loi linéaire $U_{0,\text{micro}}/(k_{\text{B}}T) = 10$ (voir Figure 1.30) confirmant le bon refroidissement des atomes dans la pince.

1.4.4 Mesure du taux de collisions à trois corps

L'une des principales difficultés rencontrées lors de la création de milieux denses réside dans le phénomène de collisions à trois corps. Lors d'une collision à trois atomes, deux des atomes forment une molécule et l'énergie de liaison libérée est alors convertie en énergie cinétique entre la molécule et l'atome restant. Cette énergie cinétique étant beaucoup plus importante que la profondeur des pièges utilisés, les trois atomes sont alors perdus. Ce processus se résume en $Rb + Rb + Rb \rightarrow Rb_2^* + Rb^*$.

De nombreuses études théoriques ont porté sur la détermination des mécanismes et des taux de collisions résultants dans le cas général (voir (Fedichev, Reynolds, et Shlyapnikov, 1996) et références incluses) ou le cas particulier de l'atome de rubidium (Moerdijk, Boesten, et Verhaar, 1996; Esry, Greene, et Burke, 1999). Toutes ces études sont réalisées avec l'hypothèse de températures atomiques nulles. Des mesures expérimentales ont été effectuées dans le cas particulier du rubidium, en observant la perte d'atomes de condensats de Bose-Einstein (Burt *et al.*, 1997; Söding *et al.*, 1999)¹, ainsi que pour la partie non condensée du nuage dans le cas (Burt *et al.*, 1997). En effet, l'utilisation d'un condensat permet de générer les densités atomiques nécessaires à l'apparition de ces pertes à trois corps. En raison de la difficulté expérimentale de générer des nuages denses, ainsi que de calculer le comportement théorique correspondant, les travaux sur la dépendance en température des collisions à trois corps sont très rares. Il faut noter les travaux expérimentaux de (Kraemer *et al.*, 2006) sur le césium 133 ainsi que leur description théorique par (Braaten *et al.*, 2008), qui ont prouvé la non-dépendance du taux de collisions pour une gamme de températures allant de $T = 10$ nK à $T = 250$ nK.

Une mesure de ces collisions à trois corps pour des atomes à des températures beaucoup plus élevées est, par contre, manquante. Nous avons effectué la mesure du taux de collisions à trois corps dans notre micro-pince pour des atomes à une température de ~ 250 μ K.

1. Dans le cas d'un condensat, on s'attend à une réduction du taux de pertes d'un facteur 3! (Voir Section 2.1.3) par rapport à un nuage non condensé.

Mesure à une température de $\sim 250 \mu\text{K}$

La mesure du taux de collisions à trois corps nécessite la création d'un milieu dont la densité atomique est de l'ordre de $n_0 \sim 10^{14} \text{ at/cm}^3$. En nous servant de la macro-pince comme réservoir, nous avons chargé 320 atomes à une température de $\sim 250 \mu\text{K}$ dans le micro-piège dont la taille a été ramenée à $1.1 \mu\text{m}$ pour avoir la densité la plus importante. Celle-ci s'élève dans le cas présent à $n_0 = 7.3 \pm 1.5 \cdot 10^{14} \text{ at/cm}^3$. La séquence expérimentale correspond à celle représentée sur la Figure 1.27 a). On effectue une mesure du nombre d'atomes dans la micro-pince en fonction du temps de maintien dans la micro-pince depuis la coupure du macro-piège (sur le chronogramme, un temps d'attente de 60 ms est indiqué). Les faisceaux repompeurs PMO étant coupés 10 ms avant les faisceaux PMO, 97% des atomes du nuage sont dans l'état $F=1$ avant la mesure. Le résultat de l'expérience est représenté sur la Figure 1.31 a).

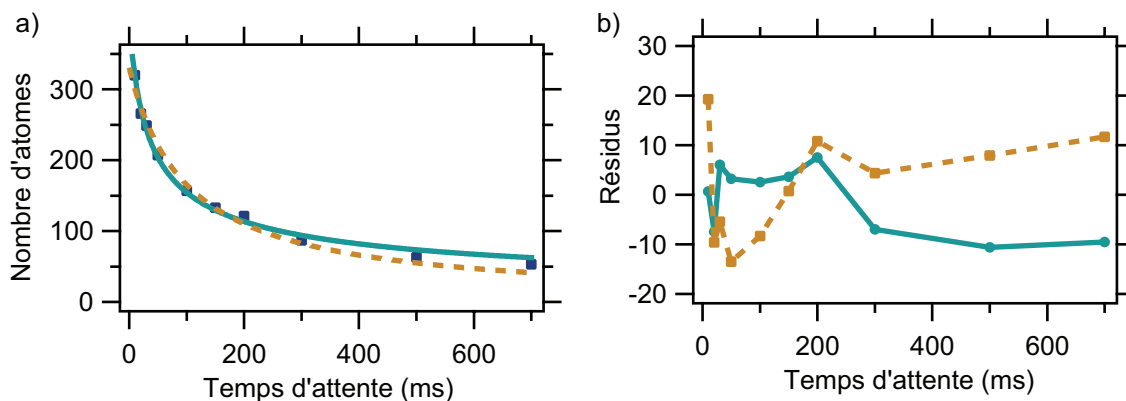


FIGURE 1.31 – a) Nombre d'atomes dans la micro-pince en fonction du temps d'attente. b) Résidu de l'ajustement par les deux modèles, à deux-corps et à trois corps en fonction du temps d'attente. Les courbes en traits pleins correspondent à un ajustement par une fonction de perte à trois corps et les courbes en traits pointillés par des pertes à deux corps.

En l'absence de chargement, le nombre d'atomes dans la pince est régi par l'équation (N grand) :

$$\frac{dN}{dt} \cong -\gamma N - \beta' N^2 - L' N^3, \quad (1.43)$$

avec γ qui tient compte des pertes à un corps, β' à deux corps et L' à trois corps. Ici, le taux de pertes à un corps (temps de vie de l'atome unique $\tau = 17 \text{ s}$, voir Section 1.3.2) est négligeable sur l'échelle de temps de l'expérience. Les atomes étant préparés dans l'état fondamental, et aucune lumière résonante n'étant supposée être présente, les pertes à deux corps doivent être nulles. On ajuste donc notre courbe de pertes d'atomes par la fonction :

$$N(t) = \frac{N_0}{\sqrt{1 + 2L' \cdot N_0^2 \cdot t}}. \quad (1.44)$$

On trouve $L' = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. En supposant que le volume de piégeage est constant

au cours de la mesure¹, on extrait le paramètre de pertes $L = 3\sqrt{3}L/V^2 = 4 \pm 3 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6\text{s}^{-1}$. Il est à noter que les atomes sont dans l'état ($5^2S_{1/2}, F = 1$) au moment de la mesure et qu'ils sont répartis dans les différents sous-états Zeeman. Cette valeur est très proche de celle expérimentalement trouvée par (Burt *et al.*, 1997) ($L = 4.3 \pm 1.8 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6\text{s}^{-1}$ pour des atomes dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1, m_f = -1\rangle$) pour la partie non condensée de leur nuage. En dépit de la très grande différence de température entre les deux milieux, les valeurs sont très proches, ce qui nous indique que ce sont des pertes à trois corps qui se produisent dans le nuage, bien qu'il soit difficile dans notre cas d'exclure les pertes à deux corps. La Figure 1.31 b) représente les résidus des ajustements avec des pertes à deux et à trois corps. Sur les 200 premières millisecondes, l'ajustement à trois corps donne le meilleur résultat. Pour des temps d'attente plus long, les deux modèles donnent des résultats semblables. Cette valeur est par ailleurs assez proche de celle calculée théoriquement par (Esry, Greene, et Burke, 1999) qui est de $L = 1.2 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6\text{s}^{-1}$ pour l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1, m_f = -1\rangle$.

1.5 Conclusion

Nous nous servons de pinces optiques pour capturer des atomes de rubidium. Avec une micro-pince optique, nous avons la possibilité d'isoler un seul atome, dont nous nous servons comme référence pour mesurer les paramètres physiques de notre système ainsi que pour calibrer nos instruments. En nous servant d'une seconde pince de plus grande taille qui vient servir de réservoir de chargement, nous pouvons augmenter significativement le nombre d'atomes dans la micro-pince jusqu'à plusieurs centaines. Nous créons ainsi des nuages dont la densité est $n_0 \sim 10^{14} \text{ at/cm}^3$ avec des atomes dont la température est $T \sim 150 \mu\text{K}$. La densité atomique d'un milieu dépendant très fortement de sa température, en effectuant un refroidissement évaporatif de notre nuage, nous devrions pouvoir obtenir des ensembles contenant moins d'atomes et plus froids, donc avec des densités semblables.

1. La température varie légèrement au cours de la mesure entre $\sim 250\mu\text{K}$ au début et $\sim 200\mu\text{K}$ à la fin ce qui, en toute rigueur, fait légèrement varier le volume.

Chapitre 2

Refroidissement évaporatif d'un ensemble mésoscopique d'atomes

Sommaire

2.1	Condensation de Bose-Einstein	62
2.1.1	Statistiques quantiques	63
2.1.2	Effets de taille finie	64
2.1.3	Signatures d'un BEC contenant quelques dizaines d'atomes	65
2.2	Évaporation forcée d'un ensemble mésoscopique d'atomes froids	69
2.2.1	Principe de l'évaporation forcée	69
2.2.2	Préparation du nuage	69
2.2.3	Résultats et lois d'échelle	71
2.2.4	Dynamique de l'évaporation	74
2.2.5	Conclusion sur l'évaporation forcée à un faisceau	79
2.3	Utilisation d'un anti-piège	79
2.3.1	Pourquoi ? Comment ?	79
2.3.2	Potentiel de piégeage composé	80
2.3.3	Mise en place expérimentale	81
2.3.4	Taille et positionnement de l'anti-piège par rapport au micro-piège	82
2.3.5	Alignement avec un atome unique	83
2.3.6	Détermination du volume thermique dans le piège composé	87
2.3.7	Refroidissement d'atomes au moyen d'un piège composé	90
2.4	Conclusion	95

Au cours du chapitre précédent, nous avons décrit la technique que nous utilisons pour obtenir des nuages denses d'atomes froids. Cette technique consiste en l'utilisation d'un macro-piège, qui, en faisant l'intermédiaire entre un piège magnéto-optique (PMO) et la micro-pince optique, sert de réservoir d'atomes froids et permet

d'augmenter le nombre d'atomes dans la micro-pince. Les densités qu'il est possible d'obtenir avec cette technique sont de l'ordre de $n \sim 10^{14}$ at/cm³. Nous recherchons à obtenir des densités élevées afin de mettre en évidence des effets collectifs entre les atomes. Dans ce chapitre, nous explorons la possibilité d'obtenir des densités élevées, mais avec des atomes moins nombreux et plus froids. Nous réalisons pour cela un refroidissement évaporatif de notre nuage qui permet de diminuer la température des atomes au prix d'une diminution de leur nombre.

En parallèle de l'étude de la diffusion de la lumière dans les milieux denses (voir Chapitre 3), les ensembles mésoscopiques ultra-froids ont fait l'objet de nombreuses autres propositions d'applications en optique quantique et en physique atomique. Ils ont notamment été proposés pour la réalisation d'effets non-linéaires à un photon en se servant d'états de Rydberg (Saffman et Walker, 2002) ou encore pour la réalisation d'applications en information quantique (Lukin *et al.*, 2001; Saffman, Walker, et Moelmer, 2010). La réalisation expérimentale de ces propositions ne requiert pas forcément l'obtention de nuages dégénérés quantiquement mais nécessite des milieux dont la température est suffisamment faible pour limiter les sources de décohérence pendant leur implémentation. Il faut noter la récente expérience réalisée sur un ensemble mésoscopique de ~ 100 atomes à une température de ~ 10 μ K par (Maxwell *et al.*, 2013). En se servant d'atomes placés dans des états de Rydberg, les auteurs ont réussi à réaliser le stockage et le contrôle de photons optiques dans leur nuage. Une autre expérience récente réalisée par (Dudin et Kuzmich, 2012) a permis de générer des ensembles atomiques mésoscopiques contenant une seule excitation de Rydberg.

Ce chapitre présente une étude du refroidissement évaporatif d'un ensemble mésoscopique d'atomes. En poussant ce refroidissement au maximum, nous avons réussi à obtenir des nuages atomiques proches de la dégénérescence quantique. Il faut noter l'étude réalisée par (Serwane *et al.*, 2011) portant le refroidissement et l'étude d'ensembles mésoscopiques de fermions (⁶Li). Le chapitre commence par la description de la condensation de Bose-Einstein, les différentes signatures qui indiquent généralement sa apparition ainsi que leur extrapolation à un échantillon mésoscopique. Nous présenterons ensuite la réalisation expérimentale de l'évaporation forcée sur notre petit nuage d'atomes froids. Nous comparerons alors nos résultats aux lois d'échelle usuellement employées pour caractériser l'efficacité de l'évaporation, puis nous détaillerons un modèle cinétique simple de la dynamique d'évaporation. Enfin, une technique alternative à l'évaporation avec le micro-piège seul sera présentée. Elle consiste en l'utilisation d'un anti-piège légèrement décalé spatialement du micro-piège, permettant ainsi de réaliser une partie de l'évaporation en maintenant la courbure du piège constante.

2.1 Condensation de Bose-Einstein

Un condensat de Bose-Einstein est un état particulier de la matière constitué d'un ensemble de bosons se trouvant dans le même état quantique. La prédiction de

l'existence d'un tel phénomène a été faite par (Einstein, 1924, 1925), qui poursuivait les travaux sur la statistique photonique de (Bose, 1924). À partir d'un gaz d'atomes froids, la transition de phase vers un condensat de Bose-Einstein se produit lorsque la longueur d'onde thermique de De Broglie ($\Lambda_{\text{th}} = \frac{h}{\sqrt{2\pi mk_{\text{B}}T}}$), qui caractérise la taille du paquet d'ondes d'un boson, devient plus importante que la distance inter-particule moyenne. Les atomes forment alors une seule et même "onde de matière géante" où les particules ne sont plus indépendantes. Cette transition de phase n'existe que pour des bosons.

La première mise en évidence expérimentale pour un gaz d'atomes dilué a été effectuée par deux groupes qui les ont décrites dans les publications suivantes : (Anderson *et al.*, 1995) avec des atomes de rubidium 87 et (Davis *et al.*, 1995) avec des atomes de sodium 23. Le prix Nobel de physique a été attribué en 2001 à E. Cornell, W. Ketterle et C. Wieman pour ces travaux. La condensation de Bose-Einstein a par la suite été obtenue pour de nombreuses autres espèces atomiques, notamment ^7Li (Bradley *et al.*, 1995), ^{85}Rb (Cornish *et al.*, 2000), ^{39}K (Modugno *et al.*, 2001), He^* (Robert *et al.*, 2001), ^{174}Yb (Takasu *et al.*, 2003), ^{52}Cr (Griesmaier *et al.*, 2005), Dy (Lu *et al.*, 2011). Les condensats produits contiennent entre quelques milliers d'atomes et des centaines de millions d'atomes (Van der Stam *et al.*, 2007). Ces condensats ont permis l'étude de nombreux phénomènes notamment la réalisation de l'isolant de Mott (Greiner *et al.*, 2002), le laser à atomes (Bloch, Hänsch, et Esslinger, 1999) ou encore la localisation d'Anderson (Billy *et al.*, 2008; Roati *et al.*, 2008). À la différence des ensembles macroscopiques ultra-froids sur lesquels de nombreuses d'études ont déjà porté, les ensembles mésoscopiques ultra-froids, comportant de quelques atomes à quelques centaines d'atomes à des températures de l'ordre du micro-Kelvin, sont restés peu explorés en raison de la double difficulté expérimentale de les produire et de les observer.

2.1.1 Statistiques quantiques

Considérons un ensemble de bosons, par exemple un gaz d'atomes de rubidium 87. La répartition de ces bosons sur les différents états du système est décrite par la distribution de Bose. Le nombre d'atomes N présents dans le gaz est décrit par :

$$N = \sum_{i=0}^{\infty} \langle n_i \rangle = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{e^{\beta(e_i - \mu)} - 1}, \quad (2.1)$$

avec $\langle n_i \rangle$, les nombres d'occupations moyens des états i ; $\beta = \frac{1}{k_{\text{B}}T}$ avec T , la température des atomes. Les e_i indiquent les niveaux d'énergie des états i avec e_0 l'énergie du fondamental et μ , le potentiel chimique (avec $\mu < e_0$) qui est déterminé par la normalisation de la somme des nombres d'occupations qui doit être égale à N .

Si l'on fait tendre le potentiel chimique μ vers e_0 , le nombre d'occupation dans l'état fondamental, qui correspond à $\langle n_0 \rangle$, diverge. Par contre, le nombre d'occupation des états excités ($i > 0$) sature. Si le nombre total d'atomes est supérieur au nombre

d'états possibles dans les états excités, les atomes supplémentaires s'accumulent dans l'état fondamental. Il y a alors apparition de la condensation de Bose-Einstein.

Cette concentration des atomes dans l'état fondamental s'effectue après une transition de phase qui se déclenche à partir d'une température critique T_c . Cette température critique est définie par (Pitaevskii et Stringari, 2003) :

$$k_B T_c = \hbar \bar{\omega} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} = \hbar \bar{\omega} \left(\frac{N}{1.202} \right)^{1/3}, \quad (2.2)$$

pour un nuage contenant N atomes sans interactions, dans un piège harmonique de fréquence d'oscillation moyenne $\bar{\omega}/2\pi$, $\zeta(x)$ correspond à la fonction de Riemann¹. Pour un nuage comprenant 100 000 atomes dans un piège dont la fréquence d'oscillation est de 100 Hz, cette température critique est de l'ordre de la dizaine de nano-Kelvin.

2.1.2 Effets de taille finie

Comme les nuages atomiques comportent un nombre fini d'atomes, les transitions de phase qui s'y produisent sont le plus souvent "adoucies" ou parfois déplacées par rapport à la limite thermodynamique $N \rightarrow \infty$. On peut trouver une étude de la modification des propriétés thermodynamiques liée au passage à la limite finie dans l'article (Grossmann et Holthaus, 1995). Il est notamment intéressant d'observer la modification de la transition vers la condensation, en regardant la façon dont le nombre d'atomes se trouvant dans l'état fondamental évolue en fonction de la température. Dans la limite ($N \rightarrow \infty$), cette transition s'effectue selon l'équation suivante :

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \quad (2.3)$$

où N_0 représente le nombre d'atomes se trouvant l'état fondamental. Dans le cas d'un nombre fini d'atomes, l'équation devient (Ketterle et van Druten, 1996) :

$$N = \sum_{j=1}^{\infty} \left(\frac{N_0}{1 + N_0} \right)^j \frac{1}{\left(1 - \exp\left[-j \left(\frac{N}{g_3(1)} \right)^{-\frac{1}{3}} \frac{T_c}{T} \right] \right)^3}, \quad (2.4)$$

où $g_n(z)$ est la fonction de Bose². La Figure 2.1 représente cette transition dans plusieurs cas : $N \rightarrow \infty$, $N = 400$ et $N = 40$. On observe que la transition est de moins en moins marquée lorsque le nombre d'atomes diminue, elle s'effectue alors sur toute une zone, et non plus à la température de condensation exacte. Par ailleurs, à température fixée, inférieure à la température de condensation, la proportion d'atomes se trouvant dans l'état fondamental diminue avec le nombre d'atomes présents dans le nuage. Ce comportement rend la réalisation d'un condensat plus difficile lorsque le nombre d'atomes est faible, car il est alors nécessaire de refroidir plus les atomes pour obtenir une fraction condensée équivalente.

1. Fonction de Riemann : $\zeta(x) = \sum_{i=1}^{\infty} 1/i^x$.
2. Fonction de Bose : $g_n(z) = \sum_{j=1}^{\infty} z^j / j^n$

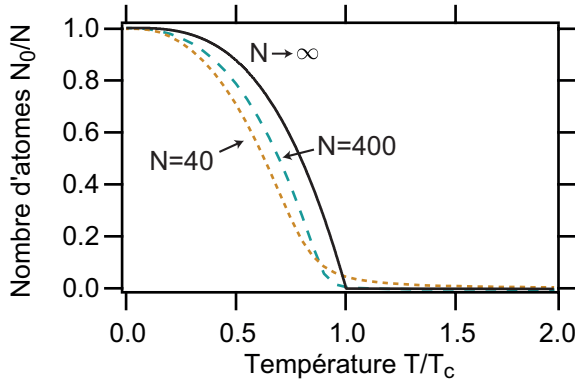


FIGURE 2.1 – *Nombre d’atomes dans l’état fondamental N_0 en fonction de la température du milieu. Les courbes représentent la transition vers un BEC en fonction du nombre d’atomes présents. Trois cas sont représentés : $N \rightarrow \infty$ en ligne continue noire ; $N = 400$ en pointillés verts et $N = 40$ en points oranges.*

2.1.3 Signatures d’un BEC contenant quelques dizaines d’atomes

Après la transition de phase, le nuage comporte deux parties distinctes : une partie condensée et une autre partie qui se trouve toujours dans le régime thermique. Observer la signature d’un condensat revient à mesurer une propriété atomique qui est différente pour ces deux régimes. Il existe de nombreux critères qui permettent d’identifier la partie condensée d’un nuage. Cependant, nous allons voir que lorsque ces critères sont appliqués au régime mésoscopique, les différences de comportement deviennent plus difficilement séparables. Nous nous plaçons ici dans le cas d’un gaz d’atomes sans interactions.

Double structure

On suppose que l’on place un gaz d’atomes froids dans un potentiel harmonique défini par l’équation 1.27. En supposant que les interactions sont négligeables¹, l’énergie des atomes est la somme des énergies des particules individuelles :

$$E_{n_X, n_Y, n_Z} = \left(n_X + \frac{1}{2}\right) \hbar w_X + \left(n_Y + \frac{1}{2}\right) \hbar w_Y + \left(n_Z + \frac{1}{2}\right) \hbar w_Z, \quad (2.5)$$

où les $\{n_X, n_Y, n_Z\}$ sont des entiers positifs. Les atomes condensés occupent macroscopiquement le niveau fondamental du piège, correspondant à $\{n_X, n_Y, n_Z\} = \{0, 0, 0\}$. La fonction d’onde des N bosons dans le potentiel harmonique est $\phi(\mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_N) = \prod_i \varphi_0(\mathbf{R}_i)$, où les fonctions à une particule $\varphi_0(\mathbf{R})$ sont données par (Dalfovo *et al.*, 1999) :

$$\varphi_0(\mathbf{R}) = \left(\frac{m\bar{w}}{\pi\hbar}\right)^{3/4} \exp\left[-\frac{m}{2\hbar}(w_X X^2 + w_Y Y^2 + w_Z Z^2)\right]. \quad (2.6)$$

La distribution de la densité atomique des atomes condensés dans le piège est :

1. On a la quantité $\frac{4\pi\hbar^2 a}{m} n$ qui caractérise les interactions (voir par exemple (Dalfovo *et al.*, 1999)) qui est bien inférieure aux fréquences d’oscillation du piège.

$$n(\mathbf{R}) = N |\varphi_0(\mathbf{R})|^2 \quad (2.7)$$

$$= N \frac{1}{\pi^{3/2} a_X a_Y a_Z} e^{-(X^2/a_X^2 + Y^2/a_Y^2 + Z^2/a_Z^2)}, \quad (2.8)$$

avec les a_i :

$$a_i = \sqrt{\frac{\hbar}{m w_i}}. \quad (2.9)$$

La distribution de la densité spatiale des atomes condensés est donc une fonction gaussienne dont les écarts-types suivant les différents axes i sont les paramètres a_i . La distribution d'impulsion s'obtient en effectuant la transformée de Fourier de la fonction d'onde de l'état fondamental. Elle correspond à une fonction gaussienne centrée en zéro impulsion et dont la largeur est proportionnelle à $v = \sqrt{\frac{\hbar \bar{w}}{m}}$, la vitesse d'expansion du condensat.

La température des atomes n'étant pas strictement nulle, une partie des atomes du nuage est encore dans un état thermique. La densité spatiale de cette partie du nuage non condensée est définie par :

$$n(\mathbf{R}) = n_0 e^{-m(w_X^2 X^2 + w_Y^2 Y^2 + w_Z^2 Z^2)/2k_B T}, \quad (2.10)$$

où n_0 est la densité pic définie Section 1.4.1. Il s'agit aussi d'une fonction gaussienne. La vitesse d'expansion de cette partie non condensée du nuage est donnée par la vitesse thermique des atomes : $v_{th} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$.

Pour distinguer la partie condensée de la partie thermique, on pourrait, en première attention, visualiser la forme du nuage dans le piège. En effet, les distributions des densités atomiques des deux parties du nuage sont différentes et le rapport entre les deux écarts types $\frac{a_i}{b_i} = \sqrt{\frac{\hbar w_i}{2k_B T}}$, où les b_i sont les paramètres de la distribution de la partie thermique du nuage. Étant donné que $k_B T \gg \hbar w_i$, la partie condensée doit apparaître comme une gaussienne piquée au dessus d'une partie thermique, plus large. Cependant, la taille transversale de la partie thermique du nuage est de l'ordre ~ 200 nm, une valeur trop petite par rapport à la résolution de notre système d'imagerie ($1.1 \mu\text{m}$). Il n'est donc pas possible de distinguer les deux parties du nuage de cette manière avec notre système d'imagerie.

Aussi, une seconde piste peut être suivie, qui consiste à laisser s'étendre le nuage lors d'un temps de vol. À temps de vol long, les tailles (écarts types des fonctions gaussiennes) de chaque partie du nuage sont données par $\sigma = v \cdot t$. Si l'on suppose la température du nuage égale à la moitié de la température de condensation T_c , le rapport d'expansion de la partie non condensée sur la partie condensée est alors $A = \sqrt{\frac{k_B T_c}{2\hbar \bar{w}}}$. On remplace T_c par sa valeur définie Équation 2.2, on obtient $A = \left(\frac{N}{2 \cdot 1.202}\right)^{1/3}$. Ce paramètre vaut ~ 6 pour 100 000 d'atomes, par contre, pour 40 atomes, sa valeur diminue à un facteur ~ 1.4 . La Figure 2.2 représente des sections de nuages dont 50% des atomes sont condensés dans les deux cas proposés : pour 100 000 d'atomes (cas a)) et pour 40 atomes (cas b)).

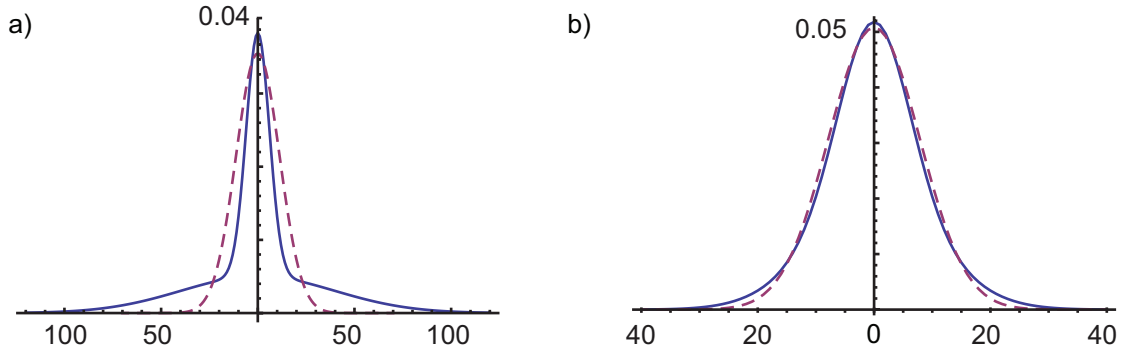


FIGURE 2.2 – Sections, en bleu, de la densité spatiale de nuages dont 50% des atomes sont condensés. En violet pointillé, ajustement par une fonction gaussienne. a) Pour 100 000 atomes, le rapport d'expansion est de $A=6.6$ (voir texte). b) Pour 40 atomes, le rapport d'expansion est de $A=1.8$.

Le cas d'un ensemble macroscopique de 100 000 atomes fait distinctement apparaître les deux parties du nuage, où la partie condensée s'est nettement moins étendue. L'ajustement réalisé par une fonction gaussienne fait clairement apparaître l'aspect non gaussien du nuage : cela constitue une signature de la présence d'un condensat (Cornell, 1996). Dans le cas d'un ensemble mésoscopique de 40 atomes, la coupe du nuage ne permet pas de mettre en évidence les deux parties. L'ajustement par la fonction gaussienne ne diffère que très peu, rendant ce critère pour la détermination de la présence d'un condensat difficilement utilisable.

Anisotropie de l'expansion

Un second critère couramment appliqué pour déterminer la présence d'atomes condensés est d'observer une anisotropie de l'expansion de la partie condensée d'un nuage. La vitesse d'expansion de la partie condensée d'un nuage atomique est $v_i = \sqrt{\frac{\hbar w_i}{m}}$ suivant la direction i . Cette vitesse d'expansion en espace libre dépend donc de la fréquence d'oscillation du piège suivant la direction considérée w_i . Ainsi, en utilisant un piège dont les fréquences d'oscillation sont différentes selon les axes, il est possible d'observer un nuage qui va s'étendre de façon anisotrope. La partie non condensée du nuage ayant une vitesse d'expansion qui dépend uniquement de la température des atomes, cette partie du nuage va rester de forme isotrope lors d'un temps de vol. Ainsi, l'observation de l'apparition d'une anisotropie dans un nuage lors d'un certain temps de vol constitue une signature de la présence d'atomes condensés.

Le nuage qu'il est possible de créer avec notre micro-pince est de forme fortement allongée suivant l'axe Z. Il présente une forme de cigare dont le rapport des fréquences d'oscillation est $B = \sqrt{\frac{w_z}{w_{x,y}}} \sim 3$. La partie condensée d'un tel nuage doit se déformer avec un rapport d'anisotropie de 3, qui est donc observable. Cependant, le système d'imagerie dont nous nous servons ne permet de visualiser le nuage que suivant les axes X et Y. L'anisotropie de notre nuage n'est donc pas utilisable en tant que telle pour déterminer l'éventuelle présence d'atomes condensés.

Il est possible de mettre en place une autre stratégie consistant à déformer le piège, de façon à le rendre anisotrope dans le plan qui est observé à la caméra, à savoir suivant les axes X et Y. Cette déformation peut, par exemple, être effectuée avec un anti-piège décalé suivant l'un des deux axes. Nous avons mis cette stratégie en place (voir Section 2.3) mais n'avons pas pu mettre en évidence d'expansion anisotrope des nuages d'atomes froids.

Comparaison des pertes d'atomes dans la partie thermique et la partie condensée

Pour déterminer la présence d'un condensat dans un nuage, (Kagan, Svistunov, et Shlyapnikov, 1985) ont proposé de regarder les taux de pertes d'atomes. En effet, les taux de pertes à n -corps dans un milieu condensé sont réduits d'un facteur $n!$ par rapport à un milieu non condensé de même densité. Cette différence de comportement s'explique par l'unicité de la fonction d'onde qui rend les chemins collisionnels identiques (Kagan, Svistunov, et Shlyapnikov, 1985). Ce facteur de réduction des pertes a été mesuré expérimentalement par (Burt *et al.*, 1997) dans le cas particulier des pertes à trois corps.

Nous avons déjà mesuré le taux de pertes à trois corps avec un nuage dont l'état était éloigné de la condensation ($250 \mu\text{K}$). La difficulté de réalisation de cette méthode résiderait donc dans la seconde mesure des pertes à trois corps de la partie condensée d'un nuage. Nous n'avons pas mis en œuvre cette méthode, en grande partie en raison de l'imprécision de notre technique de mesure. En effet, il est difficile de faire une distinction claire entre les pertes à trois corps et les pertes à deux corps.

Mesure des probabilités d'occupation des niveaux d'énergie

Une autre méthode consiste à déterminer les probabilités d'occupation des différents niveaux d'énergie du piège pour mettre en évidence une éventuelle occupation macroscopique de l'état fondamental. Il existe pour cela différentes techniques. Il faut noter celle utilisée par (Tuchendler *et al.*, 2008) pour un atome unique et par (Serwane *et al.*, 2011) pour un gaz de fermions. Cette méthode consiste à mesurer les pertes d'atomes résultant de la diminution de la profondeur du piège. En effet, moins le piège est profond, moins il existe d'états d'énergie que les atomes peuvent occuper. Ainsi, tout atome placé dans un état d'énergie supérieure à la profondeur du piège se trouve libéré. Une autre technique, utilisée par (Brantut *et al.*, 2008) consiste à déterminer, indirectement, la distribution d'énergie des atomes dans le piège. Pour cela les auteurs ont réalisé une tomographie des déplacements lumineux effectivement vus par les atomes. Une troisième méthode consiste à utiliser des faisceaux Raman qui vont coupler des niveaux d'énergie du piège avec des niveaux non piégés (Grynbeg *et al.*, 1993; Kaufman, Lester, et Regal, 2012; Thompson *et al.*, 2013). Ainsi, il est possible de déterminer directement les probabilités d'occupation des différents niveaux d'énergie.

Toutes ces méthodes sont, en principe, utilisables pour déterminer le niveau d'occupation de l'état fondamental du piège contenant un ensemble mésoscopique. La

seule difficulté consiste en l'accumulation d'un signal satisfaisant malgré le faible nombre d'atomes en présence. Nous ne disposons pas, à l'heure actuelle, des lasers nécessaires pour effectuer cette mesure.

2.2 Évaporation forcée d'un ensemble mésoscopique d'atomes froids

Il est possible de mettre en place différentes stratégies pour obtenir des ensembles mésoscopiques ultra-froids. Une première stratégie consiste à partir d'un ensemble macroscopique dégénéré ou presque et de le transférer dans une petite pince optique. Cette stratégie a notamment été mise en œuvre par (Stamper-Kurn *et al.*, 1998) et par (Jacob *et al.*, 2011) pour des grands ensembles atomiques ainsi que par (Serwane *et al.*, 2011) pour quelques dizaines de fermions. Une seconde stratégie consiste à réaliser l'évaporation directement dans un piège de petite taille, typiquement de quelques micromètres, comme réalisé par (Whitlock *et al.*, 2009) avec des pièges magnétiques sur puce ou avec des rangées de pièges dipolaires (Sebby-Strabley *et al.*, 2005). Des nuages contenant plusieurs milliers d'atomes à des températures de l'ordre du micro-Kelvin ont ainsi été générés. Nous nous sommes servis de cette seconde stratégie pour réaliser l'évaporation forcée d'un nuage contenant initialement 800 atomes, jusqu'à obtenir un ensemble atomique contenant 40 atomes proches de la dégénérescence quantique dans une micro-pince optique.

2.2.1 Principe de l'évaporation forcée

L'évaporation forcée est une technique de refroidissement dont l'utilisation pour des atomes froids a été proposée par (Hess, 1985, 1986) et dont une revue peut être trouvée dans la publication : (Ketterle et Van Druten, 1996). Le principe est schématisé sur la Figure 2.3. Le nuage est, initialement, à l'équilibre thermodynamique et les niveaux d'énergie du piège sont occupés suivant une distribution boltzmannienne. La profondeur de la pince est ensuite progressivement abaissée. Les atomes les plus chauds quittent le piège et le nuage thermalise pour aller jusqu'à retrouver une distribution boltzmannienne d'occupation des niveaux d'énergie du piège. Les atomes quittant le piège ayant une énergie nettement supérieure à l'énergie moyenne des atomes, la température moyenne du nuage diminue progressivement. Le cas idéal est celui où le paramètre $\eta = U_0/k_B T$ reste grand et constant au cours de l'évaporation. Dans ce cas, la température des atomes dans le piège suit la loi : $\frac{T_{i+1}}{T_i} = \frac{U_{i+1}}{U_i}$.

2.2.2 Préparation du nuage

Il est possible de commencer un processus d'évaporation à partir de nuages comportant des couples température et nombre d'atomes très différents. Nous essayons ici de déterminer le point de départ optimal pour une évaporation dans notre micro-piège dipolaire.

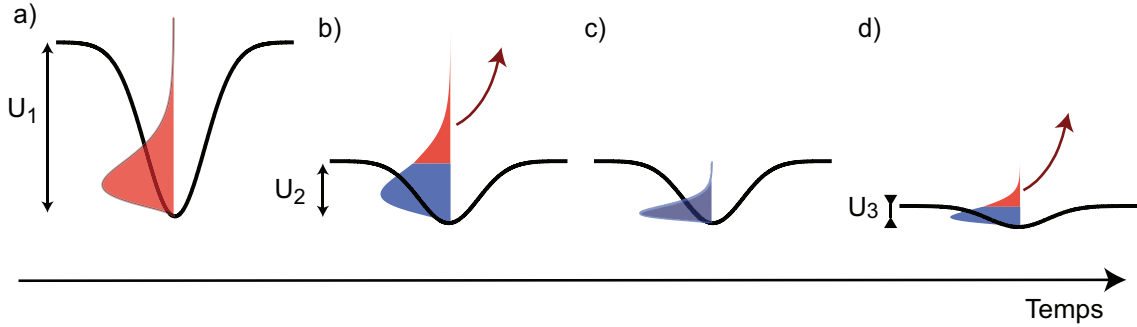


FIGURE 2.3 – Principe de l'évaporation forcée dans un piège. a) Le nuage atomique est à l'équilibre thermodynamique dans la pince. L'occupation des niveaux d'énergie du piège suit une distribution de Boltzmann. b) La profondeur de la pince est abaissée. Une partie de la distribution en énergie se trouve avoir une énergie supérieure à la profondeur du piège. c) Après thermalisation, les atomes les plus chauds ont quitté le piège et les niveaux d'énergie du piège sont à nouveau occupés selon une distribution de Boltzmann dont l'énergie moyenne est plus faible. d) La profondeur de la pince est à nouveau abaissée. L'évaporation forcée est un processus continu, le passage de a) à b) à d) se réalise de façon progressive.

Pour cela, on se sert, dans un premier temps, des lois d'échelle dérivées par (O'Hara *et al.*, 2001) et présentées en détails Section 2.2.3. Ces lois prédisent l'évolution des quantités thermodynamiques du nuage les unes par rapport aux autres. Notamment, le nombre d'atomes N_{tf} à la fin de l'évaporation suit la loi :

$$N_{\text{tf}} \propto \frac{N_{\text{t}_0}^{1.2}}{T_{\text{t}_0}^{0.6}} \frac{1}{D_{\text{tf}}} , \quad (2.11)$$

où on a supposé $\eta = U/(k_{\text{B}}T) = 8$ (voir détails Équation 2.15). D indique la densité dans l'espace des phases, N , le nombre d'atomes et T , leur température. À la condensation, on a $D_{\text{tf}} \sim 1$ (voir Section 2.2.3 pour plus de détails). La puissance sur le nombre d'atomes étant plus importante que celle sur la température, cette loi nous incite à commencer l'évaporation avec un ensemble qui comporte un nombre d'atomes le plus important possible, quitte à ce qu'ils aient une température plus importante et ce afin de maximiser le nombre d'atomes à la fin de l'évaporation.

Le second paramètre qu'il nous faut prendre en compte est la densité du milieu. Celle-ci ne doit pas être trop élevée afin de limiter au maximum les pertes inélastiques à deux et trois corps (voir Section 1.4.4), qui ont pour effet de diminuer fortement le nombre d'atomes et de jouer un rôle d'anti-évaporation (Comparat *et al.*, 2006). En effet, ces pertes sont d'autant plus importantes que la densité est élevée, ce qui correspond au fond du piège, là où les atomes sont les plus froids. La densité dépend du nombre d'atomes et de la température suivant : $n \propto N/T^{3/2}$. Pour limiter la densité, il est donc préférable d'utiliser un nombre d'atomes plus important si ceux-ci sont plus chauds.

Nous nous sommes servis d'un second moyen pour diminuer la densité : nous avons décidé de d'augmenter la taille du micro-piège de $w_{0,\text{micro}} = 1 \mu\text{m}$ à $w_{0,\text{micro}} = 1.6 \mu\text{m}$. Cela permet d'augmenter le volume de piègeage et donc de diminuer la densité

atomique. Cette diminution est, en partie, contrebalancée par un meilleur chargement de la pince, ce qui conduit à un nombre plus élevé d'atomes (voir Section 1.4).

Le chargement initial de la micro-pince est effectué en utilisant la séquence de chargement qui permet de maximiser le nombre d'atomes présents dans la micro-pince (voir Section 1.4). Cette séquence est représentée sur la Figure 2.4 a). Un PMO est formé et sert à charger une macro-pince de taille $w_{0,\text{macro}} = 3.8 \mu\text{m}$, de profondeur $U_{0,\text{macro}}/k_{\text{B}}T = 1.4 \text{ mK}$ et contenant ~ 3500 atomes. Cette macro-pince sert de réservoir de chargement pour la micro-pince de profondeur initiale $U_{t_0,\text{micro}}/k_{\text{B}}T = 1.1 \text{ mK}$. Le temps de transfert entre les deux pinces est de $\Delta T_{\text{trans}} = 220 \text{ ms}$. La macro-pince est ensuite coupée. Un temps d'évaporation libre de 60 ms est ensuite laissé aux atomes de la micro-pince pour thermaliser. Le point de départ de l'évaporation est un nuage mésoscopique, contenu dans la micro-pince, de ~ 800 atomes dans l'état $F=1$, non polarisés, à une température de $T_{t_0} \sim 125 \mu\text{K}$. La densité pic initiale est de $n_{t_0} = 3.2 \cdot 10^{14} \text{ at/cm}^3$. Le taux de collisions élastiques initial est :

$$\gamma_{\text{el},t_0} = n_{t_0} \sigma \bar{v} \sqrt{2} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1} . \quad (2.12)$$

Ici, $\bar{v} = \sqrt{8k_{\text{B}}T/(\pi m)}$ est la vitesse thermique moyenne du nuage. La section effective de diffusion élastique est $\sigma = \epsilon 4\pi a^2$ avec $\epsilon = 2$ si les atomes sont tous initialement dans le même sous-niveau Zeeman ou $\epsilon = 4/3$ si les atomes sont dans un mélange des sous-niveaux Zeeman. En effet, comme indiqué précédemment, les atomes ne sont pas pompés dans un sous-état Zeeman donné. La réalisation d'un tel pompage dans un milieu dense est très difficile (Fleischhauer, 1999). Nous ne connaissons pas précisément la distribution de la répartition des atomes dans les états et nous en tenons donc compte dans l'analyse des résultats via les valeurs de ϵ .

La densité dans l'espace des phases initiale est :

$$D_{t_0} = N \left(\frac{\hbar \bar{v}}{k_{\text{B}}T} \right)^3 = 1.5 \cdot 10^{-3} . \quad (2.13)$$

Le nombre d'atomes N pris en compte dans ce calcul est le nombre total d'atomes présents dans la pince, quel que soit leur sous-niveau Zeeman.

2.2.3 Résultats et lois d'échelle

Le chargement effectué, nous avons appliqué la rampe d'évaporation forcée représentée Figure 2.4 b). La profondeur de la pince est contrôlée en diminuant la puissance du laser piège au moyen d'un modulateur acousto-optique. La linéarité de la rampe est assurée par un asservissement analogique. La mesure de la puissance est effectuée au moyen d'une photodiode amplifiée dont la tension de sortie est directement proportionnelle à la puissance laser (voir Annexe C). La profondeur du piège est calculée au moyen de la Formule 1.25 à laquelle est ajoutée la déformation du piège dipolaire par la gravité. Cette déformation n'est, en effet, plus négligeable pour les profondeurs de pinces que l'on utilise à la fin de l'évaporation, qui sont très faibles. La rampe expérimentale est constituée de 10 parties, correspondant chacune à une diminution

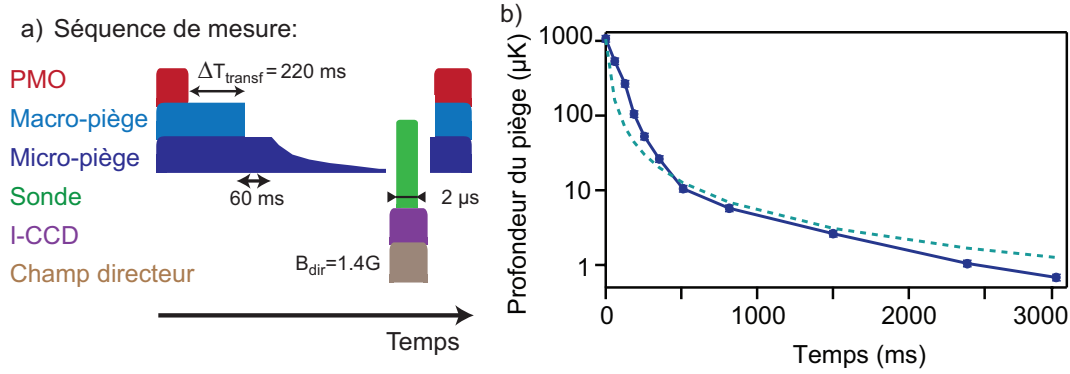


FIGURE 2.4 – a) Chronogramme de la séquence expérimentale utilisée pour réaliser l'évaporation forcée. b) Rampe expérimentale de la profondeur de la pince en fonction du temps (ligne continue) ainsi que la prédiction théorique dérivée de (O'Hara et al., 2001) (ligne pointillée). L'incertitude expérimentale sur la profondeur de la pince est de 10%.

linéaire de la profondeur de la pince. La durée correspondant à chaque segment est choisie de façon à maximiser la densité dans l'espace des phases¹.

Nous avons comparé cette rampe expérimentale à la prédiction théorique formulée par (O'Hara *et al.*, 2001). Cette prédiction est faite sous les hypothèses que $\eta = U_0/k_B T$ reste constant au cours de l'évaporation ainsi que l'absence de phénomènes de pertes inélastiques. Dans ce cas, la rampe prédite prend la forme (pour $\eta \gg 1$) :

$$\frac{U(t)}{U(t_0)} = \left(1 + \frac{t}{\tau_{\text{ev}}}\right)^{\frac{2(3-\eta')}{\eta'}}, \quad (2.14)$$

avec $\eta' = \eta + \kappa$ et $\kappa = (\eta - 5)/(\eta - 4)$; la constante de temps $\tau_{\text{ev}}^{-1} = \frac{2}{3}\eta'(\eta - 4)e^{-\eta} \times \gamma_{\text{el},t_0}/(2\sqrt{(2)})$. Cette constante de temps vaut $\tau_{\text{ev}} = 15$ ms pour notre valeur initiale $\eta = 8.5$.

Cette prédiction théorique dévie de la rampe expérimentale, notamment au début de l'évaporation. Nous attribuons cette différence au fait que η n'est pas constant dans notre cas. La Figure 2.5 a) représente l'évolution du paramètre η en fonction du nombre d'atomes présents dans la pince. Ce paramètre décroît très rapidement après le début de l'évaporation pour venir se stabiliser autour de la valeur $\eta = 5$. Il n'est donc pas constant, ni très supérieur à 1, qui sont les hypothèses du modèle. Deux phénomènes, qui peuvent avoir une influence dans notre cas, ne sont pas pris en compte dans ce modèle. Le premier concerne les pertes inélastiques qui ne sont pas négligeables ici (voir Section 2.2.4), notamment au début du processus d'évaporation. Le second concerne le taux de collisions élastiques initial qui est de l'ordre de grandeur de la fréquence d'oscillation longitudinale du piège w_z . Cela peut avoir pour effet de placer une partie du nuage dans le régime hydrodynamique, rendant la description en

1. Dans certains cas, une faible augmentation de la densité dans l'espace des phases était corrélée à une diminution significative du nombre d'atomes. Nous avons alors choisi la durée de rampe qui correspondait au nombre d'atomes le plus grand.

terme d'un gaz, utilisée ici, incomplète (voir (Beijerinck, 2000; Schuster *et al.*, 2001; Shvarchuck *et al.*, 2003)).

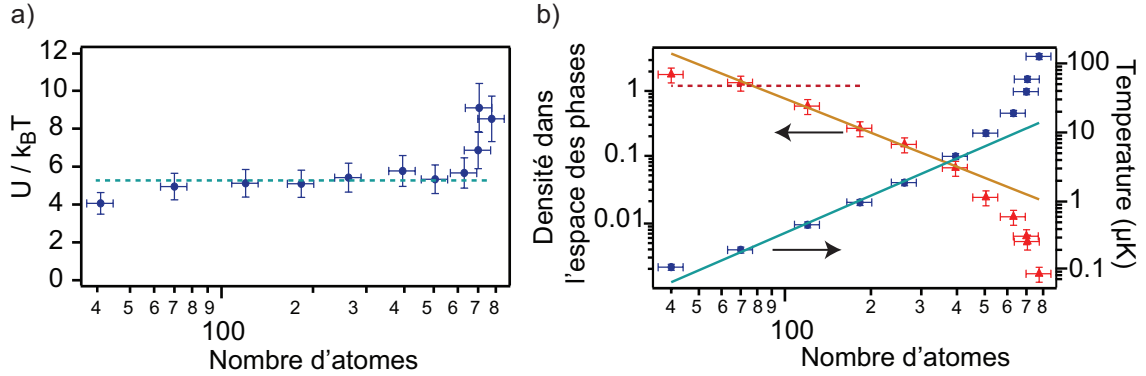


FIGURE 2.5 – a) Évolution du paramètre $\eta = U_0/k_B T$ en fonction du nombre d'atomes présents dans la pince. La courbe en pointillés indique la moyenne du paramètre η sur la zone $70 \leq N \leq 400$. b) Évolution de la densité dans l'espace des phases (triangles rouges) et de la température (ronds bleus) en fonction du nombre d'atomes dans la pince. Les courbes continues indiquent les ajustements par des lois de puissance (voir texte) sur la zone $70 \leq N \leq 400$. La ligne pointillée horizontale indique $D = \zeta(3) \simeq 1.202$ et correspond à la transition entre un nuage thermique et un gaz dégénéré polarisé.

La Figure 2.5 b) représente la température ainsi que la densité dans l'espace des phases en fonction du nombre d'atomes présents dans la pince. Le gain en température au cours de l'évaporation forcée est de 10^3 , tout comme celui de la densité dans l'espace des phases qui atteint une valeur proche de l'unité en fin de processus. Le nuage contient alors ~ 40 atomes à une température ~ 110 nK. La condensation, pour un échantillon polarisé, est attendue pour une densité dans l'espace des phases $D \simeq 1.202$, une valeur que nous semblons avoir atteinte. Ce critère n'est valable que pour un échantillon polarisé, ce qui n'est pas forcément notre cas. En effet, nous rappelons que nous ne connaissons pas la distribution des atomes suivant les sous-états Zeeman¹. Nous n'avons pu observer aucune signature caractéristique de la condensation (voir Section 2.1.3). Nous n'avons pas observé de double structure au niveau du profil de la densité atomique, ni mesuré le taux de collisions à trois corps dans ce milieu en raison de sa trop faible densité atomique. Le piège étant anisotrope, la technique idéale pour notre système serait la mesure des probabilités d'occupation des niveaux d'énergie, notamment en réalisant une spectroscopie Raman. L'ajout d'un nouveau système laser permettrait de réaliser cette spectroscopie sur notre expérience.

1. Le pompage optique dans les milieux denses est, en effet, très difficile à mettre en œuvre (Fleischhauer, 1999)

Lois d'échelle

Afin de modéliser le processus d'évaporation, nous avons comparé nos données aux lois d'échelle dérivées par (O'Hara *et al.*, 2001). Ces lois d'échelle sont valables lorsque le paramètre η est constant et en l'absence de pertes inélastiques. Ces lois s'écrivent (O'Hara *et al.*, 2001) :

$$\frac{D}{D_{t_0}} = \left(\frac{N_{t_0}}{N} \right)^\xi, \quad \frac{T}{T_{t_0}} = \left(\frac{N}{N_{t_0}} \right)^{\frac{2(\xi+1)}{3}}, \quad (2.15)$$

avec $\xi = \eta' - 4$ qui caractérise l'efficacité de l'évaporation (Ketterle et Van Druten, 1996) et $\eta' = \eta + \frac{\eta-5}{\eta-4}$. Sur la Figure 2.5 b) est représenté l'ajustement par ces lois d'échelle sur la zone où η est constant, c'est-à-dire pour $70 \leq N \leq 400$. L'ajustement sur la densité dans l'espace des phases donne $\xi = 1.75 \pm 0.05$ et $\xi = 1.79 \pm 0.05$ pour celui sur la température¹. Ces deux valeurs conduisent à $\eta = 5.4 \pm 0.1$. Cette valeur est similaire à la valeur $\eta = 5.3 \pm 0.3$ mesurée expérimentalement (voir Figure 2.5 a)) sur la zone de l'ajustement ($70 \leq N \leq 400$).

Sous les deux conditions, ici remplies sur une certaine zone, d'une valeur de η constante ainsi que de l'absence de pertes inélastiques (ce qui est le cas sur la zone d'étude ; voir Section 2.2.4), les lois d'échelle prédites par (O'Hara *et al.*, 2001) fonctionnent bien, même dans le régime étudié ici, à savoir pour une valeur $\eta \sim 5$ plus petite que celle observée habituellement ainsi que pour un nombre d'atomes de l'ordre de quelques dizaines.

2.2.4 Dynamique de l'évaporation

Les lois d'échelle permettent de modéliser une partie du processus d'évaporation qui se produit dans notre système. Cependant, ces lois ne prennent pas en compte un certain nombre de phénomènes qui ont une influence significative dans notre cas. Il s'agit notamment des différents types de pertes à un, deux ou trois corps, le chauffage des atomes par émission spontanée de photons du laser piège, ou encore de la variation du paramètre η au cours de l'évaporation. Pour ces différentes raisons, nous avons simulé le comportement de l'évaporation en nous servant d'un modèle cinétique inspiré de (Luiten, Reynolds, et Walraven, 1996; O'Hara *et al.*, 2001; Comparat *et al.*, 2006).

Modèle cinétique

On suppose que le nuage atomique à l'équilibre ou en quasi-équilibre thermique tout au long de l'évaporation. Il est donc décrit par une distribution de Boltzman tronquée à la limite du piège. On suppose par ailleurs que les trajectoires atomiques sont ergodiques. L'énergie moyenne d'un nuage atomique piégé dans un potentiel harmonique, supposé profond, est de :

¹. Les deux valeurs de ξ sont bien indépendantes car le calcul de la densité dans l'espace des phases fait intervenir la profondeur du piège.

$$E = 3Nk_B T \quad \text{ce qui implique :} \quad \frac{\dot{E}}{E} = \frac{\dot{N}}{N} + \frac{\dot{T}}{T} . \quad (2.16)$$

Il y a quatre mécanismes qui peuvent induire un changement de l'énergie :

1. **L'évaporation libre.** Les atomes subissent des collisions élastiques qui vont induire leur refroidissement au prix d'une diminution de leur nombre. Chaque atome quittant le piège possède une énergie¹ $(\eta + \kappa)k_B T$ avec $\kappa = \frac{\eta-5}{\eta-4}$. Si l'on suppose que cette évaporation a lieu suivant les trois directions de l'espace, la variation de l'énergie induite est $\dot{E}_{\text{ev}} = (\eta + \kappa) k_B T \dot{N}_{\text{ev}}$. Avec² $\dot{N}_{\text{ev}}/N = -2(\eta - 4) e^{-\eta\gamma_{\text{el}}} / (2\sqrt{2})$ (Luiten, Reynolds, et Walraven, 1996; O'Hara *et al.*, 2001).
2. **L'ouverture du piège.** La diminution adiabatique de la profondeur du piège entraîne une diminution des fréquences d'oscillation du piège. En se servant des Formules 1.28 et 2.5, valables pour un piège harmonique, on obtient la modification de l'énergie potentielle des atomes $\dot{E}_{\text{ad}} = E\dot{U}/(2U)$.
3. **Émission spontanée de photons du laser piège.** Les atomes du piège effectuent des cycles d'absorptions puis d'émissions de photons du laser piège, ce qui induit un échauffement des atomes (voir Section 1.3.2). Nous modélisons cette modification de l'énergie par $\dot{E}_{\text{chauf}} = 2E_{\text{rec}}RN$, où E_{rec} est l'énergie de recul et le taux de diffusion $R(t) \propto U(t)$ (Formule 1.31).
4. **Pertes d'atomes par collisions inélastiques à un, deux et trois corps.** Les collisions inélastiques à q -corps ($q=1,2$ ou 3) induisent une variation de l'énergie du nuage. Ces processus sont régis par les équations sur la densité locale : $\dot{n}_q(\mathbf{r}, t) = -Kn(\mathbf{r}, t)^q$. La variation d'énergie correspondante est (sous l'hypothèse d'un piège infini) :

$$\dot{E}_q = \frac{3}{2} \dot{N}_q k_B T + \int U(\mathbf{r}) \dot{n}_q(\mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r} , \quad (2.17)$$

où le premier terme correspond à la contribution de l'énergie cinétique et le second à celui du potentiel de piégeage $U(\mathbf{r})$ (Luiten, Reynolds, et Walraven, 1996). Par ailleurs, $\dot{N}_q = \int \dot{n}_q(\mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r}$. On remplace la densité spatiale par son expression donnée Formule 2.10, on obtient alors :

$$\dot{E}_q = \left(\frac{3}{2} + \gamma_q \right) \dot{N}_q k_B T , \quad (2.18)$$

Avec

1. Cette expression de κ n'est correcte que sous l'hypothèse $\eta \gg 1$. Dans notre cas, cette hypothèse n'est pas remplie tout au long de l'évaporation. Il est alors possible d'utiliser l'expression générale de $\kappa = 1 - P(5, \eta) / (\eta P(3, \eta) - 4P(4, \eta))$. P est la fonction γ incomplète (Abramowitz et Stegun, 1972). Nous avons vérifié que l'utilisation de ce paramètre κ général ne change les résultats du nombre d'atomes et la température que de quelques pourcents.

2. Cette expression est aussi valable dans la limite $\eta \gg 1$. L'utilisation de l'expression générale $\dot{N}_{\text{ev}}/N = -2(\eta P(3, \eta) - 4P(4, \eta))e^{-\eta\gamma_{\text{el}}} / (2\sqrt{2})$ ne change pas significativement les résultats obtenus.

$$\gamma_q = \frac{1}{q} \frac{T}{V_q} \frac{dV_q}{dT} \quad \text{et} \quad V_q = \int e^{-q \frac{U(\mathbf{r})}{k_B T}} d^3 \mathbf{r} \quad (2.19)$$

Le paramètre γ_q possède une expression simple ici¹, sous l'hypothèse d'un piège harmonique infini, $\gamma_q = \frac{3}{2q}$. Une collision inélastique à un corps ($q=1$) expulse une particule d'énergie égale à l'énergie moyenne $3k_B T$. Une collision inélastique à deux ($q=2$) ou trois corps ($q=3$), par contre, expulse des particules dont l'énergie est inférieure à l'énergie moyenne. Elles ont donc un effet d'anti-refroidissement sur le nuage. On retrouve ici, par le calcul, l'argument justifiant de l'importance de maintenir le taux de collisions inélastiques à plusieurs corps le plus faible possible, qui avait été présenté plus haut. Le taux de perte d'atomes, dû aux collisions inélastiques, est de $\dot{N}_q/N = -K_q n_0^{q-1}/(q\sqrt{q})$.

Finalement, en se servant du taux de variation du nombre d'atomes : $\dot{N} = \dot{N}_{\text{ev}} + \sum_q \dot{N}_q$ et de celui de l'énergie : $\dot{E} = \dot{E}_{\text{ev}} + \dot{E}_{\text{ad}} + \dot{E}_{\text{chauf}} + \sum_q \dot{E}_q$, on obtient un jeu d'équations couplées sur le nombre d'atomes et la température du nuage qui décrit le processus d'évaporation en présence de pertes :

$$\frac{\dot{N}}{N} = -2(\eta - 4)e^{-\eta} \frac{\gamma_{\text{el}}}{2\sqrt{2}} + \sum_{q=1}^3 \frac{\dot{N}_q}{N}, \quad (2.20)$$

$$\frac{\dot{T}}{T} = -2 \left(\frac{\eta + \kappa}{3} - 1 \right) (\eta - 4)e^{-\eta} \frac{\gamma_{\text{el}}}{2\sqrt{2}} + \sum_{q=1}^3 \frac{1}{3} \left(\frac{3}{2} + \gamma_q - 3 \right) \frac{\dot{N}_q}{N} + \frac{2E_r}{3k_B T} R + \frac{\dot{U}}{2U}, \quad (2.21)$$

où η , κ , R et γ_{el} sont des fonctions du temps.

On résout numériquement ce jeu d'équations, en imposant la forme expérimentale de la rampe du piège $U(t)$ qui est représentée Figure 2.4. On utilise les valeurs suivantes pour les différents paramètres : le taux de collisions à un corps $K_1 = 0.1 \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond à un temps de vie d'atome unique égal à 10 s mesuré suivant la procédure décrite Section 1.3.2. Le taux de collisions à trois corps est $K_3 = 4 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ (voir Section 1.4.4). On peut calculer le taux de chauffage initial en appliquant la Formule 1.31, on a donc $R(0) = 11 \text{ s}^{-1}$. Cette valeur est assez importante, mais diminue très rapidement en raison de la dépendance de $R(t)$ avec la profondeur du piège $U(t)$. Il en résulte que le taux de chauffage n'influence que très peu le processus d'évaporation. Nous avons par ailleurs dû prendre une valeur du taux de pertes inélastiques à deux corps $K_2 = 1.5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Ces pertes résultent d'une faible population dans l'état $F=2$ qui vient collisionner avec des atomes dans l'état $F=1$, entraînant des pertes inélastiques par changement d'état hyperfin. Bien que les

1. Nous conserverons cette valeur du paramètre γ_q par la suite, même si l'hypothèse d'un piège infini n'est pas conservée. En effet, les collisions se produisent là où la densité est la plus élevée, c'est-à-dire au fond du piège. Ainsi, la troncation du piège n'influence que très peu ce processus (Pinkse *et al.*, 1998).

atomes soient expérimentalement préparés dans l'état $F = 1$, un faisceau laser proche de résonance imparfaitement éteint peut créer une population stationnaire dans l'état $F = 2$. Pour évaluer cette population, nous nous servons du taux de collisions mesuré par (Gensemer *et al.*, 2000) qui est de $8 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. La population stationnaire résultante dans l'état $F = 2$ est alors de 0.2%, une valeur trop faible pour être mesurée sur notre système.

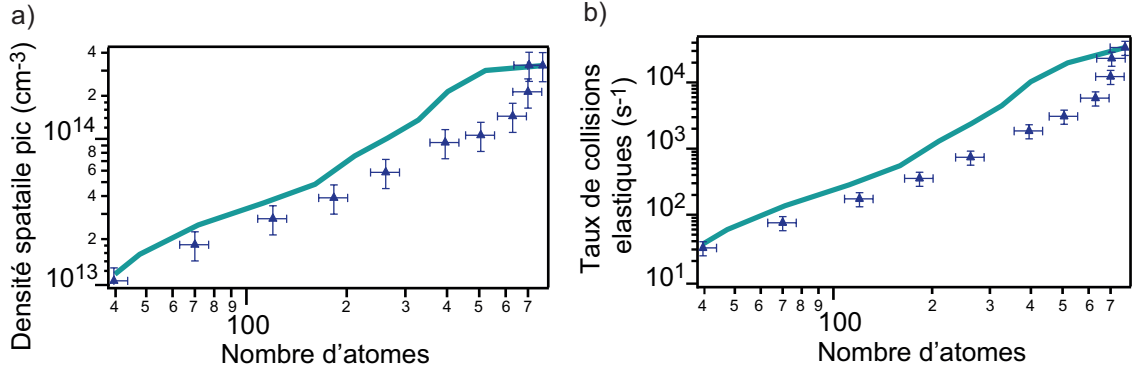


FIGURE 2.6 – a) Évolution de la densité pic n_0 au centre du piège en fonction du nombre d'atomes dans la pince. b) Évolution du taux de collisions élastiques au centre du piège en fonction du nombre d'atomes dans la pince. Les courbes continues correspondent au modèle cinétique (voir texte), avec la section efficace est $\sigma = \epsilon 4\pi a^2$ et $\epsilon = 4/3$ (i.e les atomes sont supposés équitablement répartis suivant les sous-niveaux Zeeman $F = 1$).

Les contributions des pertes à deux et trois corps ($q = 2$ et 3) de l'Équation 2.20 n'ont une influence importante qu'au début de l'évaporation. Elles valent alors $K_2 n_0 / (2\sqrt{2}) \simeq 1.7 \text{ s}^{-1}$ ainsi que $K_3 n_0^2 / (3\sqrt{3}) \simeq 0.8 \text{ s}^{-1}$. Ces pertes dépendent directement de la densité spatiale du milieu, or, cette dernière décroît très rapidement au cours de l'évaporation (voir Figure 2.6 a)). En effet, la densité spatiale devient inférieure à 10^{14} at/cm^3 dès que le nombre d'atomes a été divisé par deux, soit à partir $N \leq 400$ atomes. Dans la suite de l'évaporation, les pertes inélastiques à plusieurs corps sont négligeables. On retrouve ici, par le modèle cinétique, la zone d'application utilisée avec les lois d'échelle présentées Section 2.2.3. Pour des nombres d'atomes $N \leq 400$, le processus d'évaporation dépend principalement de la réduction adiabatique de la puissance du piège ainsi que du taux de collisions élastiques, qui décroît de ~ 3 ordres de grandeur au cours de l'évaporation (voir Figure 2.6 b)).

La Figure 2.7 représente la température et le nombre d'atomes en fonction du temps d'évaporation, tous les deux comparés avec le modèle cinétique pour des valeurs de sections efficaces de collisions $\sigma = \epsilon 4\pi a^2$ avec $4/3 \leq \epsilon \leq 2$. L'accord avec le modèle de la température et du paramètre η (voir insert Figure 2.7 a)) sont assez bons (différence $\leq 30\%$). L'accord du modèle avec le nombre d'atomes est par contre moins satisfaisant. En effet, le modèle prédit une diminution exponentielle du nombre d'atomes au début de l'évaporation que l'on ne retrouve pas expérimentalement. Nous attribuons cette différence à un possible comportement hydrodynamique du nuage au

début de l'évaporation (voir Section 2.2.3). Cette différence pourrait aussi s'expliquer par la présence d'atomes évaporés qui restent proches de la zone de piégeage bien qu'ils ne soient plus dans la pince. Ceux-ci sont alors imagés (ce qui augmente le nombre d'atomes comptabilisés) mais, n'étant pas piégés, ils ne contribuent pas à la dynamique d'évaporation.

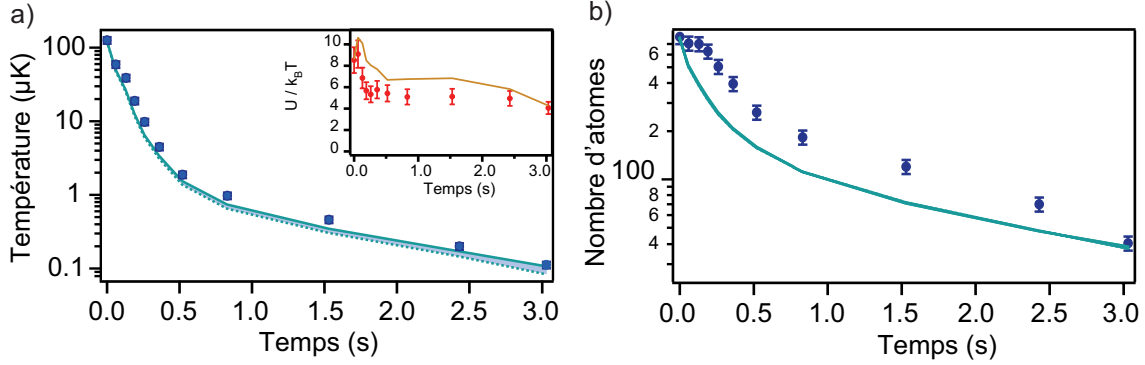
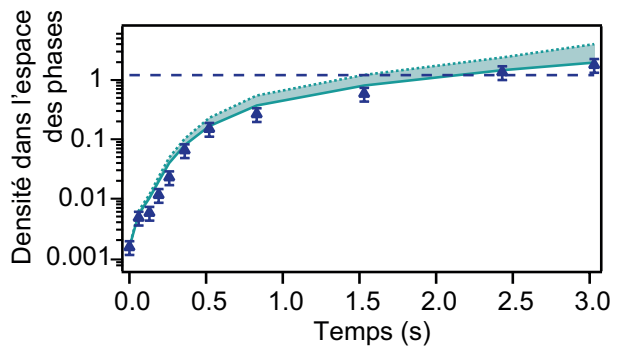


FIGURE 2.7 – a) Évolution de la température du nuage atomique en fonction du temps d'évaporation. b) Évolution du nombre d'atomes présents dans la pince en fonction du temps d'évaporation. Les courbes continues et en traits pointillés correspondent au modèle cinétique (voir texte), dont la section efficace est $\sigma = \epsilon 4\pi a^2$ avec, respectivement, $\epsilon = 4/3$ (i.e les atomes sont supposés équitablement répartis selon les sous-niveaux Zeeman $F = 1$) et $\epsilon = 2$ (i.e les atomes sont supposés tous dans le même sous-niveau Zeeman $F = 1$).

La Figure 2.8 représente la densité dans l'espace des phases en fonction du temps d'évaporation, comparée au modèle cinétique. Les deux courbes sont très proches l'une de l'autre. L'évolution de la densité dans l'espace des phases fait apparaître une diminution de l'efficacité de l'évaporation. Cette diminution est une conséquence de la diminution du taux de collisions élastiques dans la pince en raison de l'ouverture du piège (diminution des fréquences d'oscillation du piège). Ce phénomène apparaît même en l'absence de pertes inélastiques (voir (O'Hara *et al.*, 2001)).

FIGURE 2.8 – Évolution de la densité dans l'espace des phases en fonction du temps d'évaporation. Les courbes continues et en traits pointillés correspondent au modèle cinétique (voir texte), dont la section efficace est $\sigma = \epsilon 4\pi a^2$ avec $\epsilon = 4/3$ et $\epsilon = 2$ respectivement. La ligne pointillée horizontale indique $D = \zeta(3) \simeq 1.202$ et correspond à la transition entre un nuage thermique et un gaz dégénéré polarisé.



2.2.5 Conclusion sur l'évaporation forcée à un faisceau

Nous avons réalisé le processus d'évaporation forcée sur un nuage contenant initialement quelques centaines d'atomes. Après ~ 3 s d'évaporation, celui-ci ne comporte plus que 40 atomes à une température de ~ 100 nK et proches de la dégénérescence quantique (Bourgain *et al.*, 2013a). Nous avons montré que les lois d'échelles qui gouvernent l'évolution des quantités thermodynamiques sont toujours applicables dans le régime du très faible nombre d'atomes, tant que la condition η grand est respectée et qu'il n'y a pas de pertes inélastiques. Le modèle cinétique simple présenté reproduit, quant à lui, raisonnablement bien la dynamique d'évaporation dans la micro-pince optique. Il permet de suivre l'évolution des quantités thermodynamiques du système au cours de son évolution, en particulier la variation du paramètre η et des mécanismes de pertes. Ce modèle peut servir pour optimiser le processus d'évaporation dans une micro-pince optique. Il pourrait toutefois être amélioré, notamment en prenant en compte la forme exacte du potentiel gaussien, ce qui peut avoir une influence non négligeable sur les quantités calculées (Simon et Strunz, 2010).

L'inflexion de la courbe de la densité dans l'espace des phases est principalement due à la diminution du taux de collisions élastiques dans le milieu. Une façon d'améliorer le processus d'évaporation pourrait consister en la diminution de la profondeur du piège tout en maintenant élevées les fréquences d'oscillation, et donc la densité.

2.3 Utilisation d'un anti-piège

2.3.1 Pourquoi ? Comment ?

Lors de l'étude de l'évaporation forcée, nous avons vu qu'abaisser la puissance du laser piège pour diminuer la profondeur de la pince faisait apparaître deux limites à la création d'un condensat. La première concerne les collisions élastiques dans le milieu, qui diminuent très fortement lorsque la profondeur du piège est abaissée. En effet, le taux de collisions élastiques dépend de la densité du milieu, qui lui-même dépend fortement des fréquences d'oscillation du piège. La diminution de la puissance du faisceau laser ayant pour effet de diminuer très fortement ces fréquences d'oscillation, l'efficacité de l'évaporation est alors largement réduite (voir Section 2.2.4). La seconde limite tient à la signature de la condensation. Les différents critères usuellement utilisés pour déterminer de la présence d'un condensat ne semblent pas adaptés à l'évaporation dans une micro-pince contenant quelques dizaines d'atomes (voir Section 2.1.3).

Pour contourner ces deux limites, nous avons mis en place une nouvelle stratégie d'évaporation inspirée de (Hung *et al.*, 2008). Cette stratégie consiste à superposer une "pente" supplémentaire au potentiel de piégeage. Cette pente a pour effet d'augmenter la barrière de potentiel d'un côté du piège et de la diminuer de l'autre côté (voir Figure 2.9 a)). En contrôlant l'angle de cette pente, on peut contrôler la profondeur du piège.

L'évaporation forcée peut alors être réalisée de la même manière que précédemment : les atomes sont évaporés du côté où la barrière de potentiel est la plus faible. Cette

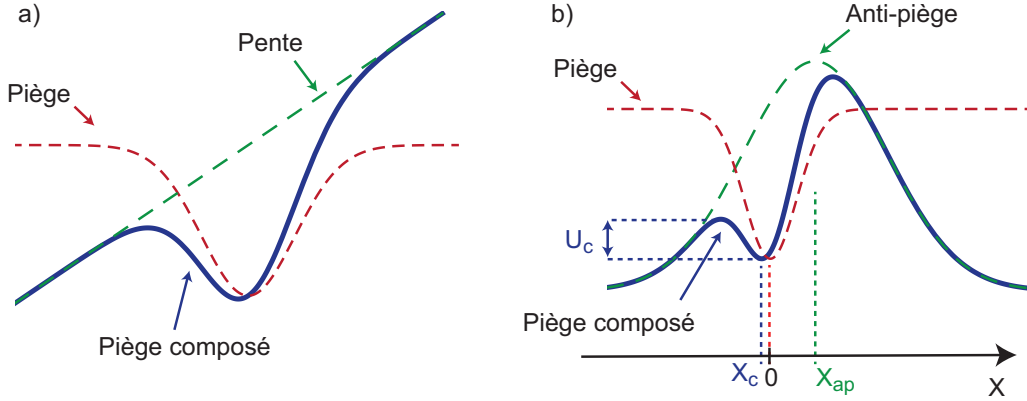


FIGURE 2.9 – a) Déformation d'un piège dipolaire par l'ajout d'une "pente". b) Piège composé d'une superposition d'un piège et d'un anti-piège. Le piège composé (en bleu) est moins profond que le piège initial (en rouge). Il est par ailleurs légèrement décalé du côté opposé à celui de l'anti-piège.

technique présente l'avantage de limiter la diminution des fréquences d'oscillation du piège au cours de la procédure d'évaporation. De plus, la pente n'étant appliquée que suivant l'axe X, les fréquences d'oscillation suivant les axes X et Y vont différer l'une de l'autre. Il en résulte une anisotropie dans la forme du nuage, qui pourrait permettre, en cas de condensation, d'observer l'une des signatures caractéristiques de la dégénérescence quantique (voir Section 2.1.3).

Il est possible de créer cette pente à l'aide d'un gradient de champ magnétique (les atomes doivent alors être polarisés) (Hung *et al.*, 2008), ou aussi avec un piège croisé désaxé (Clément *et al.*, 2009). La Figure 2.9 b) représente le résultat de l'ajout d'un anti-piège désaxé spatialement par rapport au micro-piège dipolaire. La profondeur du piège composé est contrôlée en modulant la puissance laser de l'anti-piège. C'est cette seconde stratégie que nous avons mise en place.

2.3.2 Potentiel de piégeage composé

Déterminons les paramètres du piégeage atomique dans le cas d'un piège composé. Le potentiel du piège composé est la résultante d'un fort potentiel de piégeage et d'un fort potentiel d'anti-piégeage. Il est donc nécessaire de déterminer ces deux potentiels avec une précision supérieure à leur différence. Pour cette raison, nous considérons tous les termes intervenant dans le calcul des déplacements lumineux, y compris les termes anti-résonants que l'on avait négligés sous l'approximation des ondes tournantes (voir 1.1.1). Le déplacement lumineux de l'état fondamental est :

$$\Delta E_{(5^2S_{1/2})} = \Delta E_{f,\omega_L} = \frac{\hbar\Gamma^2 I_L}{8I_{\text{sat}}} \left(\frac{1}{3\Delta_1} + \frac{2}{3\Delta_2} + \frac{1}{3\Delta'_1} + \frac{2}{3\Delta'_2} \right), \quad (2.22)$$

où $\Delta_1 = \omega_L - \omega_1$; $\Delta'_1 = \omega_L + \omega_1$; $\Delta_2 = \omega_L - \omega_2$; $\Delta'_2 = \omega_L + \omega_2$. Les potentiels de piégeage (p), d'anti-piégeage (ap) et le piège composé sont décrits par :

$$\begin{aligned}
U_p &= \frac{\hbar\Delta E_{f,\omega_p}}{k_B} \frac{1}{1 + \left(\frac{Z}{Z_{R,p}}\right)^2} e^{-2\frac{X^2+Y^2}{w_{0,p}^2\left(1 + \left(\frac{Z}{Z_{R,p}}\right)^2\right)}}, \\
U_{ap} &= \frac{\hbar\Delta E_{f,\omega_{ap}}}{k_B} \frac{1}{1 + \left(\frac{Z-Z_{0,ap}}{Z_{R,ap}}\right)^2} e^{-2\frac{(X-X_{ap})^2+(Y-Y_{ap})^2}{w_{0,ap}^2\left(1 + \left(\frac{Z-Z_{0,ap}}{Z_{R,ap}}\right)^2\right)}}, \\
U_{comp} &= U_p + U_{ap},
\end{aligned} \tag{2.23}$$

avec (X_{ap}, Y_{ap}, Z_{ap}) , le point de focalisation du laser anti-piégeant ; Z_R est la longueur de Rayleigh. Le point de focalisation du laser piégeant définit ici l'origine du repère.

2.3.3 Mise en place expérimentale

Nous créons l'anti-piège grâce à un laser désaccordé dans le bleu de la transition atomique ($\lambda_{\text{anti-piège}} \leq \lambda_{\text{transition}}$). Dans ce cas, les atomes sont expulsés des zones où la puissance du faisceau laser est la plus importante. À partir du dispositif expérimental présenté précédemment, il est nécessaire d'ajouter un laser supplémentaire au dispositif expérimental présenté précédemment pour créer cet anti-piège. Nous nous servons d'un laser Verdi de longueur d'onde 532 nm de la société Coherent pour créer l'anti-piège. Le laser est appelé laser anti-piégeant ou laser vert par la suite.

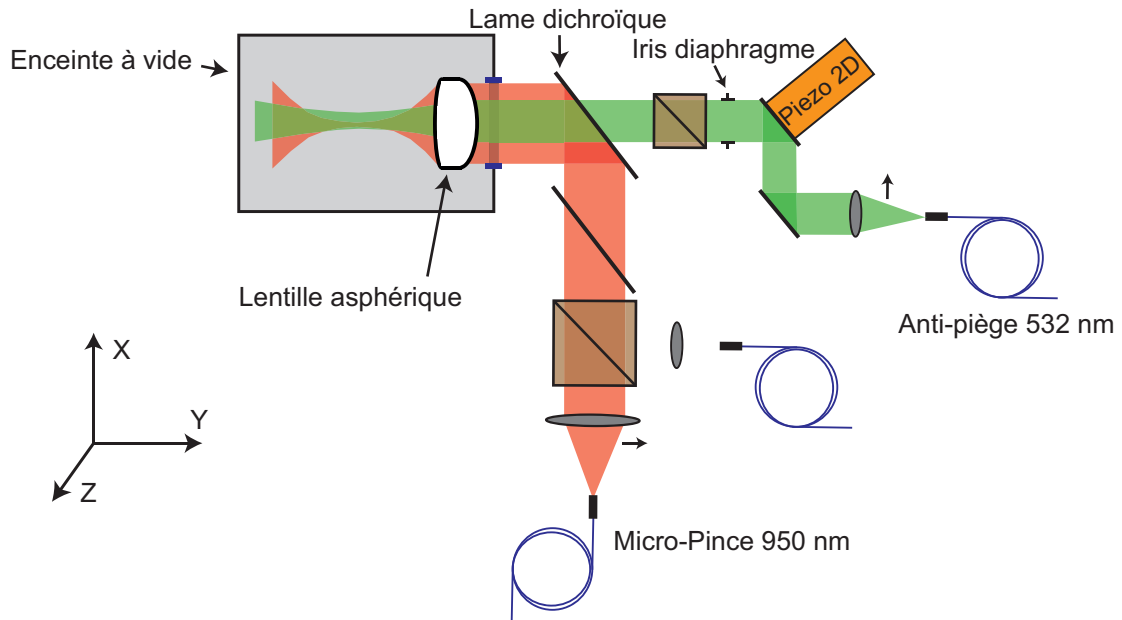


FIGURE 2.10 – Schéma représentant l'agencement du micro-piège dipolaire et de l'anti-piège. Un piezo 2D monté à l'arrière d'un miroir permet de déplacer l'anti-piège dans la chambre d'expérience.

Ce laser délivre une puissance maximale de 6 W. Cependant les optiques dont nous disposons, en particulier le traitement anti-reflets des hublots de la chambre à vide

ne sont pas adaptées à la longueur d'onde. Pour cette raison, nous disposons d'une puissance laser maximale de 100 mW dans la chambre. Afin d'utiliser ce laser, nous avons mis en place un nouveau banc laser qui est représenté sur le Schéma 2.10. De la même façon que pour le laser piège, la puissance du laser anti-piège est contrôlée au moyen d'un modulateur acousto-optique. Un asservissement analogique permet, en outre, de contrôler la puissance du laser en temps réel. La mesure de la puissance est, ici aussi, effectuée au moyen d'une photodiode amplifiée dont la tension de sortie est directement proportionnelle à la puissance laser (voir Annexe C).

2.3.4 Taille et positionnement de l'anti-piège par rapport au micro-piège

Deux paramètres sont à choisir : la taille du faisceau anti-piégeant $w_{0,ap}$ ainsi que le positionnement dans l'espace de l'anti-piège par rapport au piège. Le choix de la taille du faisceau anti-piégeant $w_{0,ap}$ est conditionné par deux paramètres. Le premier concerne la fréquence d'oscillation du piège composé suivant l'axe de la pente. Nous avons besoin qu'elle soit la plus constante possible au cours de l'évaporation : cela nous incite à choisir une taille de faisceau anti-piégeant qui soit la plus grande possible. En effet, plus cette taille sera grande, plus la forme de l'anti-piège sera linéaire sur la zone du micro-piège. Le second paramètre concerne la profondeur du piège composé qui doit pouvoir être rendue nulle lorsque l'intensité de l'anti-piège est maximale. L'intensité d'un faisceau peut être modulée en agissant soit sur la puissance laser, soit sur la taille du faisceau. La puissance laser dont nous disposons dans la chambre étant limitée (voir Section 2.3.3), nous avons choisi de limiter la taille du faisceau anti-piégeant. Nous avons donc choisi d'utiliser une taille de faisceau anti-piégeant de $w_{0,ap} \sim 4.5 \mu\text{m}$, qui permet d'optimiser ces deux paramètres (voir Section 2.3.5).

Le positionnement idéal de l'anti-piège par rapport au micro-piège est celui qui permet d'avoir la fréquence d'oscillation suivant l'axe de la pente la plus constante possible. Le point qui remplit ces conditions au mieux est le point d'inflexion de la gaussienne de l'anti-piège. Cependant le critère de la puissance laser limitée intervient une nouvelle fois, et nous avons donc dû placer l'anti-piège de façon à obtenir la profondeur de piège composé la plus faible possible pour une puissance donnée du laser anti-piégeant. Calculons cette position. Ce calcul est plus complexe que la simple détermination du point au niveau duquel l'anti-piège possède la dérivée la plus importante. En effet, l'extension spatiale du piège suivant l'axe X n'étant pas nulle, il est nécessaire de calculer la composition des deux pièges. Pour cela, on somme numériquement les deux pièges et on détermine, dans un premier temps la position du minimum du piège composé : X_c (qui est différente du minimum du micro-piège, voir Figure 2.9 b)). La profondeur du piège composé $U_{0,comp}$ est alors égale à la différence entre le potentiel minimum en X_c et celui de la barrière de potentiel la moins haute (voir 2.9 b)). On prend par ailleurs les paramètres suivants pour les deux autres axes, afin d'avoir le potentiel d'anti-piège le plus important possible : $Y_{ap} = Z_{ap} = 0$.

Supposons que l'alignement décrit ci-dessus est réalisé et que nous avons ajusté

la taille du faisceau anti-piégeant à $w_{0,\text{ap}} \sim 4.5 \mu\text{m}$. On peut alors calculer numériquement, à partir de la Formule 2.23, la profondeur du piège composé en fonction des puissances lasers utilisées. À partir de la profondeur $U_{0,\text{p}}/k_{\text{B}} = 1.1 \text{ mK}$ du piège permettant d'optimiser le chargement du nombre d'atomes, la puissance de laser anti-piégeant qu'il faut utiliser pour réaliser l'évaporation est de $P_{\text{ap}} \sim 1.2 \text{ W}$. Cette puissance est nettement supérieure à celle que l'on peut obtenir dans la chambre. Si nous prenons maintenant la puissance maximale d'anti-piège dont nous disposons, il est possible de calculer la profondeur maximale du micro-piège qui peut être compensée par l'anti-piège. Pour la puissance maximale de laser vert $P_{\text{ap}}^{\text{maxi}} = 100 \text{ mW}$, on trouve la profondeur maximale du piège de $U_{0,\text{p}}/k_{\text{B}} \sim 60 \mu\text{K}$.

Il nous est donc nécessaire de diviser en deux parties la procédure d'évaporation. La première partie consiste en une évaporation par diminution de la profondeur du piège, reprenant celle déjà présentée Figure 2.4. Nous appliquons les quatre premiers segments de cette évaporation pour atteindre une profondeur de pince à la fin de cette première partie : $U_{0,\text{p}}/k_{\text{B}} = 57 \mu\text{K}$. Par la suite, la profondeur de la micro-pince est maintenue constante et le potentiel d'anti-piégeage est progressivement augmenté, permettant de réaliser la seconde partie du processus d'évaporation.

2.3.5 Alignement avec un atome unique

Afin de positionner l'anti-piège par rapport au piège dipolaire, nous nous sommes servis d'un atome unique. L'idée de l'expérience d'alignement est la suivante. Lorsque l'anti-piège se superpose avec le piège, la profondeur du piège composé en est diminuée. Un atome unique présent initialement dans le piège a alors une probabilité de quitter le piège composé d'autant plus importante que le piège composé est faiblement profond. Le positionnement de l'anti-piège par rapport au piège doit être réalisé suivant les trois directions de l'espace. Pour cela, nous nous servons, dans le plan transversal, d'un piézo deux dimensions (voir Schéma 2.10) et suivant l'axe longitudinal, la position de focalisation dans l'enceinte à vide est modifiée en changeant très légèrement la distance entre la sortie de la fibre et la lentille. L'objectif de l'alignement est celui décrit précédemment (Section 2.3.2) : $Y_{\text{ap}} = Z_{\text{ap}} = 0$ et X_{ap} choisi afin de minimiser la profondeur du piège composé.

Positionnement de l'anti-piège suivant les axes X et Y

On commence par l'axe Y. La séquence expérimentale permettant l'alignement est représentée Figure 2.11 a). Après détection d'un atome unique dans la pince, les faisceaux de mélasse sont éteints. La profondeur de la pince est alors abaissée à un niveau où l'anti-piège peut déformer significativement la forme du potentiel composé. L'anti-piège est alors allumé progressivement puis maintenu à pleine puissance pendant 40 ms puis éteint progressivement. La profondeur du piège est alors augmentée et les faisceaux de mélasse sont rallumés pour tester la présence de l'atome unique. Lorsque l'anti-piège n'est pas allumé, on mesure un taux de recapture à la fin de la séquence égale à 80%.

Le résultat de l'expérience est représenté Figure 2.11 b). Le taux de recapture de

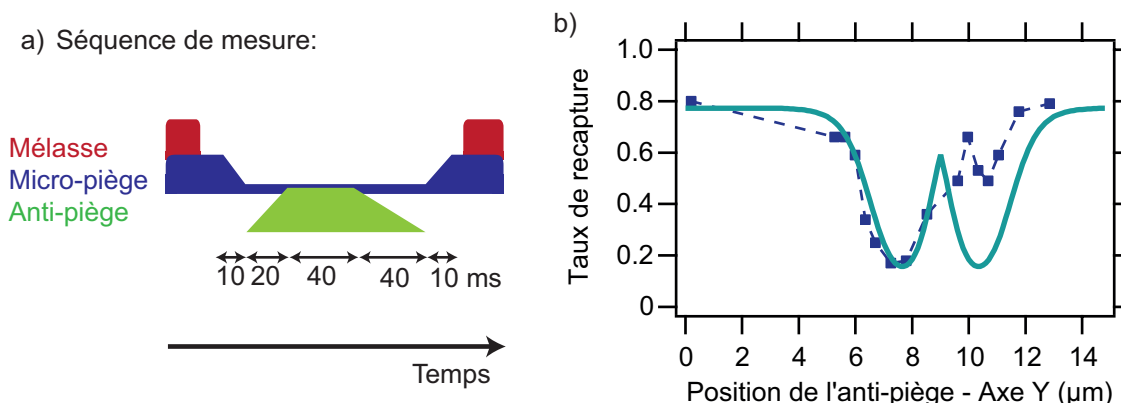


FIGURE 2.11 – a) Chronogramme de la séquence expérimentale utilisée pour réaliser l'alignement de l'anti-piège grâce à un atome unique. La profondeur de la pince est $U_{0,p}/k_B = 107 \mu\text{K}$ générée grâce à 2 mW de puissance laser et la profondeur de l'anti-piège est $U_{0,ap}/k_B = 193 \mu\text{K}$ générée grâce à une puissance laser de 100 mW. b) Taux de recapture de l'atome unique en fonction de la position de l'anti-piège par rapport au piège suivant l'axe Y. On détermine la position $Y_{ap} = 0$ en regardant la position médiane entre les deux creux. L'ajustement en trait continu correspond au modèle discuté dans le texte.

l'atome unique est représenté en fonction de la position de l'anti-piège suivant l'axe Y¹. L'anti-piège est déplacé en modifiant la tension appliquée au piézo. Nous avons quantifié l'angle fait par le miroir sur lequel est monté le piézo en fonction de la tension appliquée à ce dernier ($\sim 0.4 \text{ mrad/V}$). La modification du point de focalisation de l'anti-piège, dans le plan des atomes, est alors donnée par la multiplication de l'angle appliqué par le piézo avec la distance focale de la lentille (8 mm). Le taux de recapture fait apparaître deux creux qui indiquent les endroits où la profondeur du piège composé est la plus faible. Ces deux creux sont situés symétriquement de part et d'autre de la position où les deux pièges sont superposés. Le creux de gauche est nettement mieux défini que celui de droite. L'explication de cette différence est toujours en cours d'investigation. Il est tout de même possible de déterminer la position où les deux pièges sont superposés, et ce avec une précision raisonnable. La superposition est réalisée en l'abscisse $Y = 9 \pm 0.3 \mu\text{m}$. Cette valeur est par ailleurs confirmée par le modèle discuté ci-dessous.

La Figure 2.12 représente le résultat de cette même étude suivant l'axe X. On y voit apparaître une nouvelle fois une courbe présentant deux creux qui ne sont, par ailleurs, pas de profondeurs identiques. On cherche ensuite la position permettant d'obtenir la profondeur de pince la plus faible. Il est possible de positionner l'anti-piège d'un côté ou de l'autre, indifféremment. Le creux de droite étant mieux défini, on choisit donc de le positionner en $X = 5.9 \pm 0.3 \mu\text{m}$.

1. L'axe des abscisses n'étant pas déterminé *a priori*, le premier point de mesure est pris comme étant en abscisse $Y = 0$ suivant l'axe Y dans le plan des atomes.

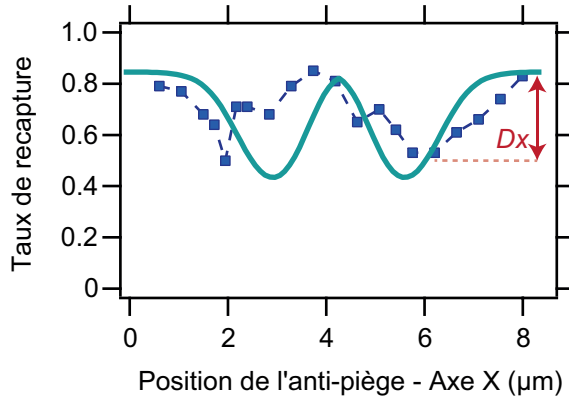


FIGURE 2.12 – Taux de recapture de l'atome unique en fonction de la position de l'anti-piège par rapport au piège suivant l'axe X. La profondeur de la pince est $U_{0,p}/k_B = 107 \mu K$ générée grâce à une puissance laser de 2 mW et la profondeur de l'anti-piège est $U_{0,ap}/k_B = 193 \mu K$ générée grâce à une puissance laser de 100 mW. On détermine la position X_{ap} permettant d'avoir la profondeur minimale. L'ajustement en trait continu correspond au modèle discuté dans le texte. Dx indique la diminution maximale du taux de recapture.

Modèle du taux de pertes dans le piège composé

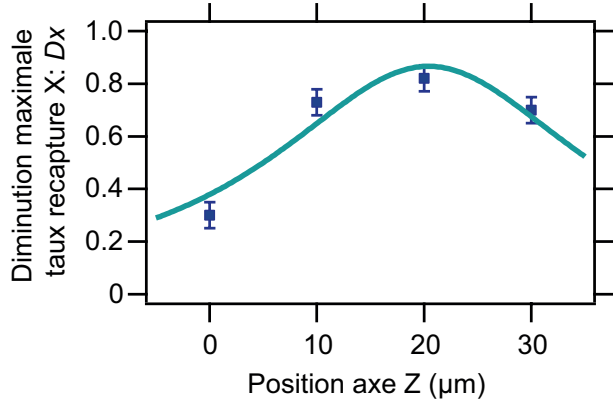
Nous avons modélisé le taux de pertes dans le potentiel composé par un modèle simple qui reprend celui développé Section 1.3.2. On calcule dans un premier temps la profondeur du piège composé, en additionnant numériquement la profondeur du piège et de l'anti-piège. Ce calcul dépend de la taille du faisceau anti-piège, que nous avons déterminée à partir de mesures de tailles avant la chambre d'expérience et en appliquant les lois de propagation d'un faisceau gaussien. Nous avons trouvé $w_{0,ap} = 4.4 \pm 0.1 \mu m$; une valeur très proche de celle-ci est recouverte plus tard lors de l'évaluation de la taille du faisceau à partir de la température d'un nuage atomique dans le piège composé. Connaissant cette profondeur, on peut calculer la probabilité qu'un atome quitte le piège en utilisant la formule 1.32. Le paramètre non déterminé, *a priori*, dans ce modèle est la température de l'atome unique que nous avons donc laissée en paramètre libre. Nous cherchons ici l'ajustement permettant de déterminer la position de recouvrement entre le piège et l'anti-piège, un décalage d'origine suivant l'axe des abscisses a donc aussi été laissé libre. Ces ajustements sont représentés sur les Figures 2.11 b) et 2.12. Les températures d'atomes uniques que l'on a trouvées correspondent à des paramètres $\eta = U_{0,comp}/(k_B T) = 9 \pm 2$ et $\eta' = 16 \pm 3$ soit des valeurs habituelles pour des températures d'atomes uniques (voir Section 1.3.3). Les ajustements reproduisent très moyennement les courbes expérimentales.

Positionnement de l'anti-piège suivant l'axe longitudinal Z

L'objectif de l'alignement suivant l'axe Z est de déterminer la position longitudinale permettant d'obtenir une intensité laser d'anti-piège maximale au niveau du piège ($Z_{ap} = 0$). Cet alignement est assez long à réaliser car pour chaque déplacement du point de focalisation de l'anti-piège, il faut refaire les mesures suivant l'axe Y puis l'axe X pour déterminer si oui ou non l'intensité vue par les atomes est effectivement plus importante. Nous avons donc identifié, pour chaque position longitudinale, la valeur maximale de diminution du taux de recapture suivant l'axe X : Dx , dont un exemple est représenté sur la Figure 2.12. Ces valeurs sont représentées sur la Figure

2.13. La diminution maximale est obtenue autour de la coordonnée $Z = 20 \mu\text{m}^1$. On réalise un ajustement par une fonction lorentzienne qui reprend la variation de l'intensité d'un faisceau laser suivant son axe de propagation. Cette lorentzienne nous indique la coordonnée z qui permet de maximiser la perte d'atomes : $Z = 20 \pm 3 \mu\text{m}$.

FIGURE 2.13 – *Diminution maximale du taux recapture suivant l'axe X : Dx , en fonction de la position longitudinale Z. La profondeur de la pince est $U_{0,p}/k_B = 107 \mu\text{K}$; la profondeur maximale de l'anti-piège est $U_{0,ap}/k_B = 193 \mu\text{K}$. La position permettant d'avoir le taux de recapture le plus bas est $Z = 20 \pm 3 \mu\text{m}$. L'ajustement en trait continu correspond à celui discuté dans le texte.*



Les coordonnées suivant les trois directions dont nous nous sommes servis dans la suite sont donc : $X = 5.9 \mu\text{m}$, $Y = 9 \mu\text{m}$ et $Z = 20 \mu\text{m}$. Les deux lasers sont alignés suivants les axes Y et Z, nous avons donc, avec les notations de l'Équation 2.23, $Y_{ap} = 0 \mu\text{m}$ et $Z_{ap} = 0 \mu\text{m}$. On détermine la valeur de X_{ap} en utilisant la distance entre le maximum et le minimum de recapture de la Figure 2.12 ainsi que l'Équation 2.23. On a donc $X_{ap} = 1.4 \mu\text{m}$. Le dernier paramètre qu'il nous reste à déterminer est la mesure de la taille du faisceau $w_{0,ap}$ qui, pour le moment, est uniquement évaluée par un calcul de propagation d'un faisceau gaussien.

Détermination de la taille du faisceau

La détermination de la taille du faisceau de l'anti-piège $w_{0,ap}$ est un paramètre important puisque la profondeur du piège composé en dépend directement. Cette détermination ne peut pas être effectuée avec la méthode présentée Section 1.3.5 en raison des trop faibles fréquences d'oscillation du piège composé ($\sim 2 \text{ kHz}$) : l'atome unique serait perdu avant de pouvoir effectuer la mesure. La méthode dont nous nous sommes servis consiste à mesurer la température d'un nuage atomique proche de l'équilibre, d'en déduire la profondeur du piège dans laquelle il est contenu et ainsi d'être en mesure de déterminer la taille du faisceau de l'anti-piège dont cette profondeur dépend.

Pour cela, nous avons réalisé une expérience partant d'un nuage comprenant ~ 800 atomes dans la micro-pince à une température de $111 \mu\text{K}$. Après un début d'évaporation forcée dans la micro-pince (reprenant les premiers segments de la rampe de la Section 2.2.3), le nuage ne contient plus que ~ 500 atomes à une température de $\sim 8.7 \mu\text{K}$ pour une profondeur de piège $U_{0,p}/k_B = 57 \mu\text{K}$. Nous avons alors appliqué progressivement une puissance croissante d'anti-piège. À la fin de ce processus, le nuage comprend ~ 20 atomes à une température de $\sim 0.6 \mu\text{K}$. Nous avons alors

1. Les taux de recapture suivant les axes X et Y présentés précédemment correspondent à cette coordonnée suivant l'axe Z.

laissé un temps d'évaporation libre de 50 ms pour compléter la thermalisation des atomes dans la pince. À la fin de cette évaporation libre, la température des atomes est toujours $\sim 0.6 \mu\text{K}$. En supposant un paramètre $\eta = U_{0,\text{comp}}/(k_{\text{B}}T)$ compris entre 2 et 10, on en déduit une profondeur du piège comprise entre $\sim 1 \mu\text{K}$ et $\sim 6 \mu\text{K}$. On résout alors numériquement l'équation de la profondeur du piège composé Équation 2.23. Connaissant la distance $X_{\text{c}} + X_{\text{ap}}$, qui est le demi-écart entre les minima du taux de recapture suivant l'axe X, la solution de l'équation de la profondeur nous permet de remonter à la taille du faisceau de l'anti-piège au niveau des atomes $w_{0,\text{ap}} = 4.4 \pm 0.2 \mu\text{m}$. Bien que nous ne connaissons pas la profondeur du piège avec une grande précision, l'évaluation de la taille du faisceau est néanmoins assez précise. La raison de ce comportement se trouve dans la pente de l'anti-piège, qui dépend de sa taille et qui est raide au niveau du piège. Une légère modification de cette pente, soit une modification de la taille d'anti-piège, entraîne donc un changement important sur la profondeur du piège composé. Cette valeur est très proche de celle trouvée grâce à la propagation d'un faisceau gaussien, que nous avons évaluée précédemment ($\sim 4.4 \pm 0.1 \mu\text{m}$).

2.3.6 Détermination du volume thermique dans le piège composé

La détermination du volume thermique du nuage atomique dans le piège seul est simple en raison de l'approximation harmonique de la forme du piège qui peut y être faite. Nous allons, ici, étudier cette approximation pour voir si elle est toujours justifiée pour le piège composé. La Figure 2.14 représente le piège composé pour les trois directions de l'espace. On note que la valeur du potentiel composé au niveau des atomes est de l'ordre de $\sim +15 \mu\text{K}$. Le déplacement lumineux vu par les atomes est positif, les atomes tendent donc à fuir cette zone. Cependant, ce minimum local est entouré par un potentiel plus important suivant toutes les directions, les atomes ne peuvent donc pas s'en échapper. La barrière de potentiel la plus faible se situe suivant l'axe X, qui est l'axe suivant lequel l'anti-piège est désaxé. Sur cette figure sont aussi représentées les approximations harmoniques du piège suivant les différentes directions. Afin de juger de la pertinence de l'utilisation de l'approximation harmonique pour le piège composé, il est nécessaire d'étudier l'occupation des niveaux d'énergie du piège par les atomes. La distribution d'occupation correspond à un paramètre $\eta = U_{0,\text{comp}}/(k_{\text{B}}T) = 8$; elle est représentée suivant les différents axes. On voit que c'est suivant l'axe X, celui qui définit la profondeur du piège composé, que l'approximation risque d'être la moins bonne.

Pour quantifier cette étude, nous nous intéressons à l'extension thermique du nuage dans le piège, que nous appelons taille, suivant les trois directions de l'espace. Cette taille, suivant l'axe x par exemple, est définie par :

$$T_{\text{th},x} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{U(x)}{k_{\text{B}}T}} dx, \quad (2.24)$$

où $U(x)$ indique la forme du potentiel suivant la direction x. Dans le cas d'un piège

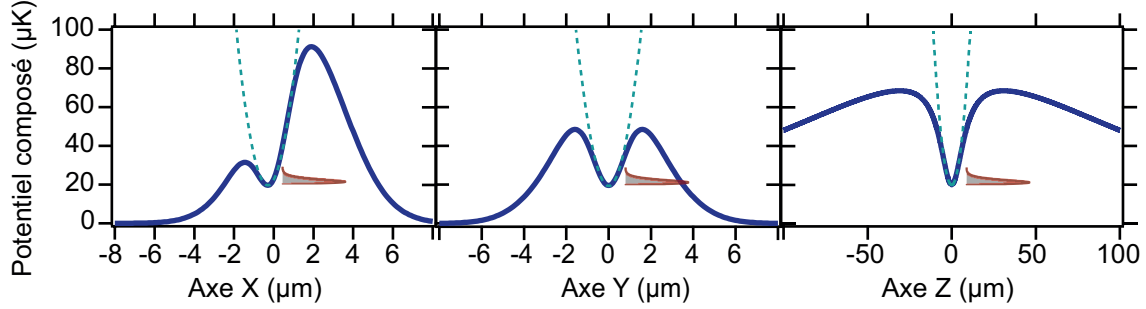
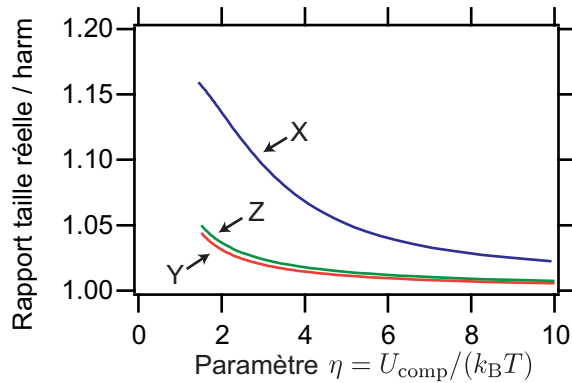


FIGURE 2.14 – *Comparaison du potentiel composé avec son approximation harmonique* En trait continu bleu, le potentiel composé est la somme d'un piège de potentiel $U_{0,p}/k_B = -57 \mu K$ et de taille $w_{0,p} = 1.6 \mu m$ et d'un anti-piège décalé suivant l'axe X de $X_{ap} = 1.4 \mu m$, de taille $w_{0,ap} = 4.4 \mu m$ et de profondeur maximale $U_{0,ap}/k_B = +97 \mu K$. L'approximation harmonique pour chaque direction est représentée en traits pointillés. La boltzmannienne correspondant à l'occupation des niveaux d'énergie du piège est représentée à côté dans chaque direction pour un paramètre $\eta = U_{0,comp}/(k_B T) = 8$.

harmonique, on approxime le potentiel de piégeage par $U(x) = \frac{1}{2} \frac{d^2 U}{dx^2}(x_0) \times x^2$. Il nous est aussi possible d'effectuer ce calcul pour le potentiel composé non approximé : $U_{comp}(x) = U_p(x) + U_{ap}(x)$. Le calcul du rapport de ces deux tailles est représenté sur la Figure 2.15 pour les différentes directions de l'espace et en fonction de la valeur du paramètre η . La profondeur du piège composée utilisée pour cette étude correspond au cas le plus désavantageux, c'est-à-dire la profondeur la plus petite parmi celles qui seront utilisées par la suite.

FIGURE 2.15 – *Rapport entre les extensions du nuage thermique atomiques calculées avec le potentiel réel et l'approximation harmonique en fonction de la valeur de η et suivant les trois directions de l'espace.* Le potentiel composé est la somme d'un piège de potentiel $U_{0,p}/k_B = -57 \mu K$ et de taille $w_{0,p} = 1.6 \mu m$ et d'un anti-piège décalé suivant l'axe X de $X_{ap} = 1.4 \mu m$, de taille $w_{0,ap} = 4.4 \mu m$ et de profondeur maximale $U_{0,ap}/k_B = +97 \mu K$.



On remarque tout d'abord que la différence entre les tailles est très faible suivant les différentes directions. De plus, expérimentalement, les valeurs du paramètre η sont généralement supérieures à $\eta = 5$, le rapport des tailles diffère alors de 5% au maximum. On note, par ailleurs, que c'est suivant l'axe X que ce rapport diffère un peu plus que suivant les deux autres axes. L'approximation harmonique est donc raisonnable pour conduire une étude avec ce type de piège composé.

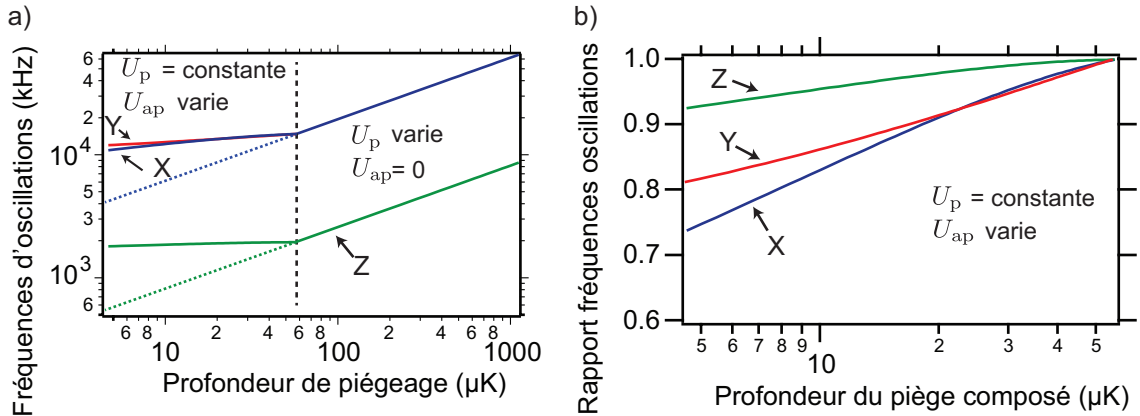


FIGURE 2.16 – a) *Évolution des fréquences d'oscillation du piège (ou du piège composé) en fonction de sa profondeur.* Un trait pointillé vertical indique la profondeur à laquelle le laser utilisé pour faire varier la profondeur est changé. Pour les faibles profondeurs, l'anti-piège varie alors que le piège est fixe. Et pour les plus fortes profondeurs, l'anti-piège est éteint et la profondeur du piège varie. Pour les faibles profondeurs, pour chaque axe X, Y ou Z, une courbe pointillée indique la dépendance des fréquences d'oscillation si la profondeur était variée en changeant la profondeur du piège. b) *Rapport entre les fréquences d'oscillation du piège composé et celles du micro-piège initial dans les différentes directions de l'espace.* Le potentiel composé est la somme d'un micro-piège de potentiel $U_{0,p}/k_B = -57 \mu K$ et de taille $w_{0,p} = 1.6 \mu m$ et d'un anti-piège décalé suivant l'axe X de $X_{ap} = 1.4 \mu m$, de taille $w_{0,ap} = 4.4 \mu m$ et de profondeur minimale nulle (la profondeur est alors la plus importante) et maximale $U_{0,ap}/k_B = +97 \mu K$ (la profondeur est la plus faible).

Comportement des fréquences d'oscillation du piège composé en fonction de la profondeur

En se servant de l'approximation harmonique, il est maintenant intéressant d'observer l'évolution des fréquences d'oscillation en fonction de la profondeur du piège composé. En effet, l'objectif initial poursuivi via l'utilisation de l'anti-piège pour diminuer la profondeur consistait à éviter la décroissance trop rapide des fréquences d'oscillation afin de maintenir l'efficacité de l'évaporation.

La Figure 2.16 a) représente l'évolution des fréquences d'oscillation du piège contenant les atomes en fonction de sa profondeur. Pour les profondeurs les plus fortes, les fréquences d'oscillation diminuent suivant $\omega \propto \sqrt{U}$ puisque c'est la diminution de la puissance du laser piège qui permet de changer la profondeur. Pour les plus faibles profondeurs, la profondeur est modifiée en augmentant la puissance du laser anti-piège et en maintenant la puissance du laser piège constante. Pour comparaison, sur la Figure 2.16 a) sont aussi représentées, en traits pointillés, les fréquences d'oscillation du piège correspondant aux cas où la profondeur aurait été variée grâce à une modification de la puissance du laser piège. On constate plusieurs choses. Tout d'abord, les fréquences d'oscillation du piège composé diminuent significativement moins vite lorsque sa profondeur diminue avec l'anti-piège plutôt qu'avec le piège. Ensuite, il apparaît bien une divergence entre les axes X et Y lors de l'utilisation de

l'anti-piège. Cela constitue l'un des effets recherchés, à savoir créer une anisotropie dans la forme transverse du piège (voir Section 2.3). On peut, par ailleurs, quantifier le gain lié à l'utilisation de l'anti-piège pour la fréquence d'oscillation moyenne : suivant l'axe X, le gain est $\sim \times 2.5$ pour la profondeur minimale. Suivant l'axe Y $\sim \times 3$ et suivant l'axe Z $\sim \times 4$, le gain moyen est donc de l'ordre d'un facteur $\sim \times 3$. La densité atomique dépendant des fréquences d'oscillation au carré, le gain espéré est de l'ordre de $\sim \times 10$, permettant ainsi d'éviter une diminution trop rapide du taux de collisions élastiques.

Pour visualiser plus clairement comment les fréquences d'oscillation évoluent en fonction de la profondeur du piège composé, la Figure 2.16 b) représente le rapport des fréquences d'oscillation du piège composé sur ces mêmes fréquences juste avant l'utilisation de l'anti-piège. On remarque que, sur tous les axes, les fréquences d'oscillation varient. La diminution la plus importante est suivant l'axe X. Ceci s'explique par le choix que nous avons fait de positionner le piège suivant l'axe X, qui visait à obtenir une profondeur du piège composé qui soit la plus faible possible à puissance de laser anti-piégeant donnée. Suivant les autres axes, la déformation du potentiel par l'anti-piège explique la légère diminution des fréquences d'oscillation.

Nous avons maintenant tous les éléments pour réaliser l'évaporation composée et en analyser les résultats.

2.3.7 Refroidissement d'atomes au moyen d'un piège composé

Nous avons réalisé expérimentalement l'évaporation composée appliquée à un nuage atomique contenant initialement ~ 950 atomes à une température de $146 \mu\text{K}$ pour atteindre à la fin du processus un nuage comprenant ~ 20 atomes à une température de $\sim 600 \text{ nK}$ correspondant à une densité dans l'espace des phases de l'ordre de l'unité.

La séquence expérimentale utilisée est représentée sur la Figure 2.17 a). La séquence débute par le chargement optimisé de la micro-pince reprenant celui détaillé en Section 1.4.3. Le processus commence par la formation d'un PMO qui charge une macro-pince (~ 3500 atomes), le PMO est ensuite éteint. La macro-pince sert alors de réservoir de chargement du piège (dans cette partie, le micro-piège est appelé simplement piège). À la fin de ce chargement, la macro pince est coupée et seul le piège subsiste, il contient alors ~ 950 atomes. L'évaporation forcée est réalisée, dans un premier temps, par diminution de la profondeur du piège pendant $\sim 260 \text{ ms}$, reprenant les quatre premiers segments optimisés précédemment (voir Section 2.2). Après cette première partie d'évaporation, la puissance du piège est maintenue constante et la profondeur du piège composé est modifiée en augmentant la puissance du laser anti-piège. Cette seconde partie d'évaporation dure pendant $\sim 1.7 \text{ s}$ et se décompose aussi en quatre segments, qui ont aussi été optimisés pour maximiser la densité dans l'espace des phases à chaque étape. La profondeur du piège contenant les atomes est représentée Figure 2.17 b). En insert, les puissances des deux lasers utilisés pour obtenir cette profondeur sont aussi indiquées.

Les évolutions du nombre d'atomes présents dans le piège ainsi que leur température au cours de l'évaporation sont représentées Figure 2.18.

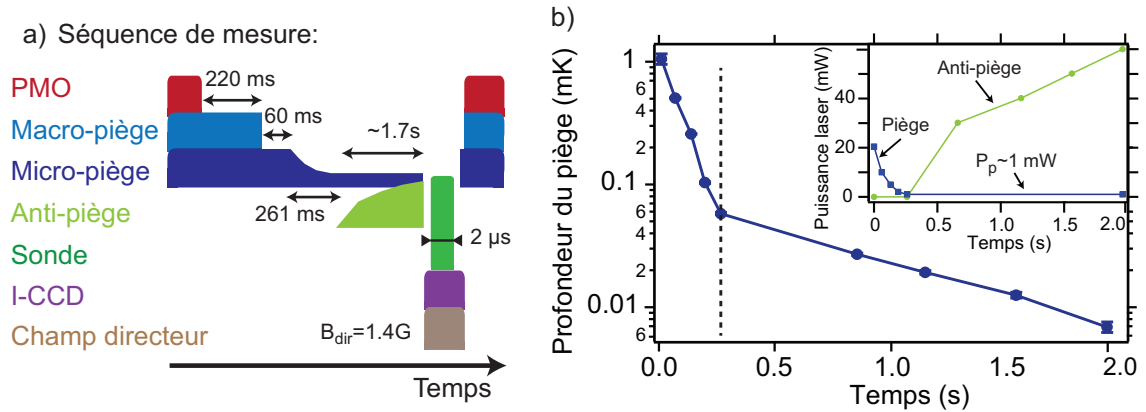


FIGURE 2.17 – a) Chronogramme de la séquence expérimentale utilisée pour réaliser l'évaporation forcée. La puissance du piège est maintenue constante après une courte rampe d'évaporation forcée. La puissance de l'anti-piège est nulle au début de l'évaporation et est augmentée progressivement dans le second temps. b) Profondeur du piège composé somme de piège et de l'anti-piège en fonction du temps d'évaporation. Insert : Puissance des deux lasers piège et anti-piège utilisés, en fonction du temps. La ligne verticale pointillée sépare à gauche la zone dans laquelle la profondeur est modifiée en changeant la puissance du piège, et à droite, la zone sur laquelle la puissance de l'anti-piège contrôle cette profondeur.

Pour suivre les quantités thermodynamiques de ce nuage atomique au cours de l'évaporation, nous reprenons ici le modèle cinétique précédemment présenté. On résout numériquement les Équations 2.20, en imposant la rampe d'évaporation $U_c(t)$ représentée Figure 2.17 b). Les paramètres des différents processus de pertes et de chauffage sont identiques à ceux utilisés pour l'évaporation avec un seul faisceau. En particulier, les taux de collisions à n -corps ont pour valeurs : $K_1 = 0.1 \text{ s}^{-1}$, $K_2 = 1.5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $K_3 = 4 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$. Le nuage n'étant pas préparé dans un sous-état Zeeman particulier, le modèle cinétique est numériquement évalué pour des valeurs de sections efficaces de collisions $\sigma = \epsilon 4\pi a^2$ avec $4/3 \leq \epsilon \leq 2$.

Le modèle reproduit très bien l'évolution de la température du nuage au cours de l'évaporation tout comme celui du paramètre η . L'accord du modèle avec les mesures expérimentales du nombre d'atomes est, par contre, moins satisfaisant. Lors de l'évaporation à un seul faisceau précédemment présentée, nous avons aussi trouvé un désaccord similaire. Nous avançons ici les mêmes arguments que ceux déjà évoqués, à savoir le possible comportement hydrodynamique d'une partie du nuage ou une sur-évaluation du nombre d'atomes en raison de la comptabilisation d'atomes déjà sortis du piège (voir Section 2.2.4).

La densité dans l'espace des phases en fonction du temps d'évaporation composée est représentée sur la Figure 2.19. Cette évaporation, réalisée en utilisant le faisceau anti-piégeant, est plus efficace que pour l'évaporation à un seul faisceau précédemment présentée (et aussi représentée sur la figure). En effet, la densité dans l'espace des phases atteint l'unité pour une profondeur de piège plus élevée et donc un temps d'évaporation plus faible. Ce gain dans l'efficacité d'évaporation trouve son origine

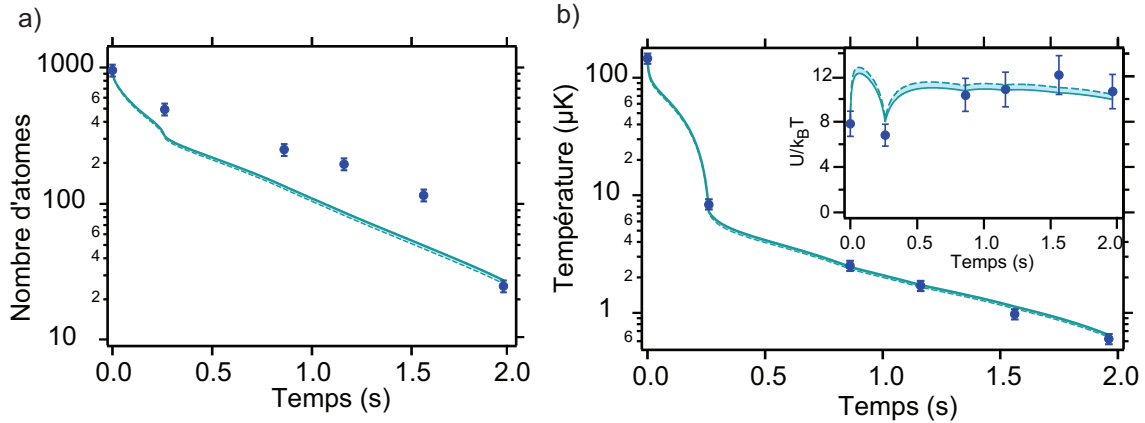


FIGURE 2.18 – a) Évolution du nombre d'atomes au cours de l'évaporation composée. b) Température du nuage en fonction du temps d'évaporation composée. Inset : Paramètre $\eta = U/(k_B T)$ en fonction du temps. Les courbes continues et en traits pointillés correspondent au modèle cinétique (voir texte), dont la section efficace est $\sigma = \epsilon 4\pi a^2$ avec, respectivement, $\epsilon = 4/3$ (i.e les atomes sont supposés équitablement répartis suivant les sous-niveaux Zeeman $F=1$) et $\epsilon = 2$ (i.e les atomes sont supposés tous dans le même sous-niveau Zeeman $F=1$).

dans la densité atomique du nuage, qui, à la différence de l'évaporation à un seul faisceau, reste très élevée tout au long de l'évaporation (voir Figure 2.20 a)). Cette forte densité permet de maintenir le taux de collisions élastiques à un niveau élevé et donc de conduire à une rapide thermalisation du nuage (voir Figure 2.20 b)).

Après cette forte augmentation de la densité dans l'espace des phases, les étapes suivantes d'évaporation ne font plus apparaître de gain significatif. Ce comportement trouve sa cause dans le taux de collisions à trois corps (voir Figure 2.21) qui est très élevé. En effet, le taux de pertes à trois corps, qui vaut initialement $K_3 n_0^2 / (3\sqrt{3}) \simeq 0.9 \text{ s}^{-1}$ diminue dans un premier temps, en raison de la diminution de la densité, mais il augmente significativement dans un second temps, lorsque la profondeur du piège composé est diminuée grâce à l'anti-piège. Ces collisions à trois corps ont pour effet de diminuer le nombre d'atomes en plus de jouer un rôle d'anti-évaporation en éjectant les atomes les plus froids hors du piège (voir Section 2.2.2).

Bien que la densité dans l'espace des phases atteigne l'unité ici, nous n'avons pu mettre en évidence aucune des signatures caractéristiques de la condensation. En particulier, nous n'avons pas pu mettre en évidence d'anisotropie lors de l'expansion du nuage, certainement en raison de la trop faible anisotropie initiale du piège (voir Figure 2.16).

La Figure 2.20 représente la densité pic du nuage atomique ainsi que le taux de collisions élastiques en fonction du nombre d'atomes présents dans le nuage. Sur ces deux figures, sont aussi représentées les données expérimentales obtenues lors de l'évaporation forcée avec un seul faisceau. On constate que l'utilisation d'un piège composé permet de palier la diminution de la densité pic du nuage. En effet, celle-ci reste relativement constante, voire augmente au cours de l'évaporation composée, à la différence de l'évaporation à un seul faisceau au cours de laquelle elle diminue

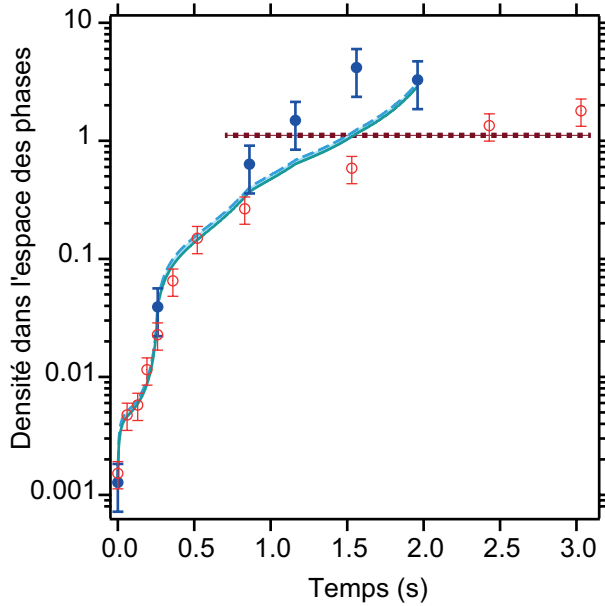


FIGURE 2.19 – *Évolution de la densité dans l'espace des phases en fonction du temps. En ronds bleus pleins, les résultats de l'évaporation composée et en cercles rouges, l'évaporation à un seul faisceau. Les courbes continues et en traits pointillés correspondent au modèle cinétique (voir texte), dont la section efficace est $\sigma = \epsilon 4\pi a^2$ avec $\epsilon = 4/3$ et $\epsilon = 2$ respectivement. La ligne pointillée horizontale indique $D = \zeta(3) \simeq 1.202$ et correspond à la transition entre un nuage thermique et un gaz dégénéré polarisé.*

constamment. Cette forte densité résulte de la moindre diminution des fréquences d'oscillation du piège grâce à l'utilisation de l'anti-piège pour abaisser la profondeur du piège composé. Le maintien de la densité à une valeur élevée entraîne une relative constance du taux de collisions élastiques. Cet effet était celui recherché lors de la mise en place de cette évaporation composée. Tant pour la densité pic que pour le taux de collisions élastiques, le modèle reproduit qualitativement le comportement mesuré. La différence s'explique par le désaccord déjà observé entre la prédiction du modèle pour le nombre d'atomes et les données expérimentales.

La Figure 2.21 représente le taux de collisions à trois corps $K_3 n_0^2 / (3\sqrt{3})$ en fonction du temps d'évaporation. Le taux de collisions à trois corps au cours de l'évaporation composée est très élevé $K_3 n_0^2 / (3\sqrt{3}) \geq 1 \text{ s}^{-1}$ en raison de la forte densité atomique $n_0 \geq 10^{14} \text{ at/cm}^3$. Ces collisions dépeuplent le piège de ses atomes les plus froids, jouant ainsi un rôle d'anti-évaporation et entraînant une stagnation de la densité dans l'espace des phases (voir Figure 2.19). Le modèle cinétique ne reproduit que très moyennement les taux mesurés, toujours en raison du mauvais accord du modèle avec les mesures du nombre d'atomes.

L'utilisation d'un anti-piège afin de diminuer la profondeur du piège pour réaliser l'évaporation fonctionne bien. En effet, l'objectif était de maintenir le taux des collisions élastiques à un niveau élevé tout au long de l'évaporation, un objectif pleinement rempli. Cependant, la contrepartie de cette approche se situe dans les pertes à trois corps qui sont très élevées en raison de la forte densité atomique. Ces pertes à trois corps ont pour effet d'empêcher le nuage d'atteindre une densité dans l'espace des phases suffisante à l'observation d'un condensat de Bose-Einstein contenant quelques dizaines d'atomes.

Une solution pour palier cette difficulté consisterait à continuer de diminuer la profondeur du piège alors même que la puissance de l'anti-piège est augmentée. Cette

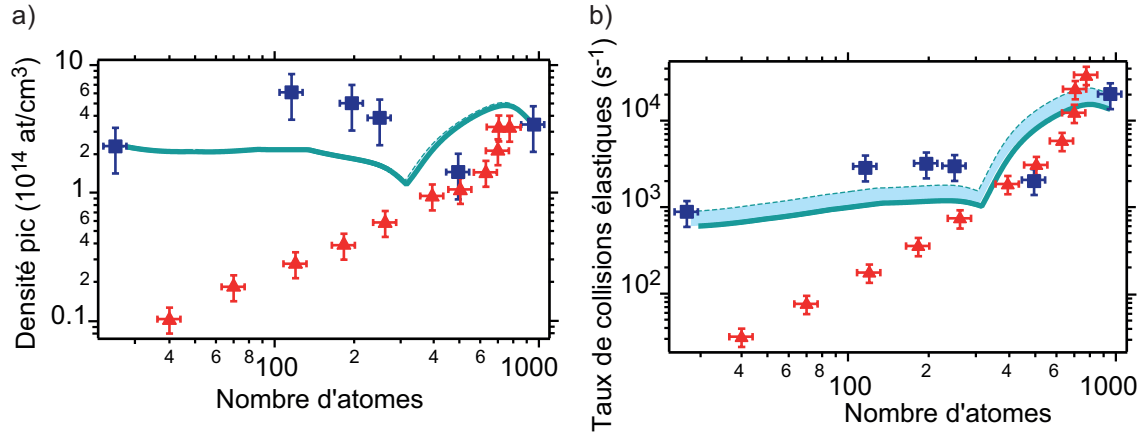
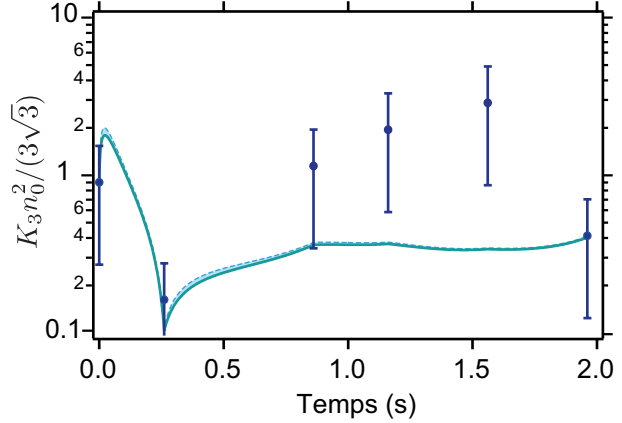


FIGURE 2.20 – a) Évolution de la densité pic du nuage atomique en fonction du nombre d'atomes. b) Taux de collisions élastiques en fonction du nombre d'atomes. Les carrés bleus correspondent à l'évaporation composée. Les triangles rouges correspondent à l'évaporation avec un seul faisceau. Les courbes continues et en traits pointillés correspondent au modèle cinétique (voir texte), dont la section efficace est $\sigma = \epsilon 4\pi a^2$ avec, respectivement, $\epsilon = 4/3$ (i.e les atomes sont supposés équitablement répartis suivant les sous-niveaux Zeeman $F = 1$) et $\epsilon = 2$ (i.e les atomes sont supposés tous placés dans le même sous-niveau Zeeman $F = 1$).

FIGURE 2.21 – Évolution du taux de pertes à trois corps $K_3 n_0^2 / (3\sqrt{3})$ en fonction du temps d'évaporation. Les courbes continues et en traits pointillés correspondent au modèle cinétique (voir texte), dont la section efficace est $\sigma = \epsilon 4\pi a^2$ avec $\epsilon = 4/3$ et $\epsilon = 2$ respectivement.



approche, que nous n'avons pas pu mettre en place jusqu'à présent en raison de difficultés techniques, est très prometteuse pour la réalisation de la condensation avec ce dispositif à l'avenir.

2.4 Conclusion

Nous avons étudié le refroidissement évaporatif d'un nuage atomique contenu dans une pince de taille micrométrique contenant initialement ~ 1000 atomes. Une première approche a consisté à diminuer progressivement la puissance du piège dipolaire pour réaliser l'évaporation forcée (Bourgain *et al.*, 2013a). L'efficacité d'évaporation s'est trouvée limitée par la diminution trop importante du taux de collisions élastiques au cours du temps, en raison de la diminution des fréquences d'oscillation du piège. Pour palier cette contrainte, nous avons réalisé, dans une seconde approche, une partie de l'évaporation grâce à l'utilisation d'un anti-piège légèrement désaxé par rapport au piège. Cette combinaison piège/anti-piège a permis de maintenir le taux de collisions élastiques élevé mais a aussi entraîné une forte augmentation du taux de pertes à trois corps. Ces deux approches ont toutes les deux permis d'obtenir des nuages contenant quelques dizaines d'atomes dont la densité dans l'espace des phases est de l'ordre de l'unité.

En appliquant une phase de recompression adiabatique sur des nuages atomiques ayant été refroidis lors d'une évaporation forcée à un faisceau, ou alors, en utilisant la combinaison piège/anti-piège pour refroidir les atomes, nous pouvons générer des nuages d'atomes froids denses. Ces nuages constituent de bons candidats pour l'étude des effets collectifs dans les atomes froids. Les prochains chapitres présentent une étude de la diffusion de la lumière dans des nuages atomiques denses à des températures $\sim 100 \mu\text{K}$. Une étude similaire, à partir des nuages tout aussi denses mais plus froids est donc possible mais n'est pas traitée dans le manuscrit présent.

Chapitre 3

Diffusion de la lumière par un ensemble dense d'atomes : approche théorique

Sommaire

3.1	Discussion qualitative	98
3.2	Modélisation quantique de N atomes à L niveaux	101
3.2.1	Description du système	101
3.2.2	Hamiltonien du système	102
3.2.3	Dérivation de l'équation maîtresse	103
3.2.4	Hamiltonien effectif	106
3.2.5	Conclusion sur l'approche théorique de N atomes à L niveaux	107
3.3	Approximation d'atomes à deux niveaux	107
3.3.1	Équation maîtresse à deux niveaux	108
3.3.2	Hamiltonien effectif	109
3.3.3	Cas d'une faible excitation : équation des dipôles couplés à deux niveaux	109
3.3.4	Réduction de la sous-structure Zeeman : approximation par une transition moyenne	111
3.3.5	Approximation de champ moyen ("Timed Dicke")	113
3.4	Modélisation du système par des dipôles classiques	115
3.4.1	Équation des dipôles couplés classiques	115
3.4.2	Réduction de la sous-structure Zeeman : approximation par des transitions moyennes	116
3.5	Résumé et validité des différents modèles	117
3.5.1	Résumé des différents modèles	117
3.5.2	Validité des différents modèles	117
3.6	Valeurs propres du système	118
3.6.1	Diagramme des valeurs propres	118
3.7	Importance des termes en $1/r^2$ et $1/r^3$	120

Les deux précédents chapitres se sont intéressés à la détermination de méthodes permettant de générer expérimentalement des nuages d'atomes denses. Le présent chapitre, quant à lui, introduit les concepts théoriques permettant de décrire la diffusion de la lumière par un milieu dense. Cette approche théorique est ensuite utilisée dans les Chapitre 4 et Chapitre 5, qui regroupent les résultats expérimentaux ainsi que leur comparaison avec les modèles décrits par le Chapitre présent.

Ce chapitre commence par une discussion qualitative permettant de présenter l'interaction dipôle-dipôle résonante. Nous y aborderons le cas de deux atomes afin d'exposer les différents phénomènes physiques qui résultent de l'interaction entre eux. Nous introduirons notamment l'échelle de Dicke qui permet de visualiser la modification des énergies propres d'un système atomique. Nous généraliserons ensuite cette approche aux systèmes comportant un nombre arbitraire d'atomes. Dans un second temps, nous présenterons l'approche théorique générale permettant d'étudier la diffusion résonante de la lumière par un milieu dense. Ce modèle n'est pas soluble analytiquement et est très lourd à résoudre numériquement pour des ensembles contenant plus que quelques atomes. Nous présenterons donc plusieurs hypothèses qui nous serviront à dériver deux modèles différents et plus simples. Ces deux modèles sont référencés dans la littérature sous les noms de "modèle de l'atome à deux niveaux" et "modèle de l'atome classique" (atome $J=0 \leftrightarrow J=1$ faiblement excité). Dans le cadre du modèle de l'atome à deux niveaux nous dériverons, notamment, un modèle de champ moyen dit modèle "Timed Dicke". Nous terminerons par une présentation des valeurs propres de l'hamiltonien d'interaction afin de visualiser son influence sur les propriétés atomiques collectives.

3.1 Discussion qualitative

Considérons le cas de deux atomes a et b , à deux niveaux $|f\rangle$ pour l'état fondamental et $|e\rangle$ pour l'état excité (voir Figure 3.1 a)). L'écart d'énergie entre ces deux niveaux est $\hbar\omega_0$ et l'état excité se désexcite à un taux Γ . Ces deux atomes sont placés à une distance r l'un de l'autre. Lorsqu'aucune interaction n'intervient entre ces deux atomes, l'énergie de la paire d'atomes est décrite par les quatre états d'énergies représentés Figure 3.1 b). Les états $|ef\rangle$ et $|fe\rangle$, correspondant à la présence d'une excitation sur l'un des deux atomes, sont dégénérés. Si l'on introduit l'interaction dipôle-dipôle entre ces atomes, ce diagramme d'énergie est modifié. Étudions ces modifications.

Dans la base restreinte aux deux états contenant une excitation, l'hamiltonien de cette interaction s'écrit :

$$H_{\text{dd}} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & V_{\text{dd}} \\ V_{\text{dd}} & \delta \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

où V_{dd} définit l'interaction entre les états $|ef\rangle$ et $|fe\rangle$, δ correspond à l'écart d'énergie entre les états excités des atomes individuels, *i.e* $\delta \neq 0$ si $\omega_0^a \neq \omega_0^b$. Nous considérons ici le cas $\delta = 0$, c'est-à-dire le cas où l'interaction dipôle-dipôle est résonante. L'introduction de cette interaction entre les atomes a pour effet de lever la dégénérescence des niveaux contenant une seule excitation. Deux nouveaux états sont ainsi créés, dit états de Dicke $|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|fe\rangle + |ef\rangle)$ et $|-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|fe\rangle - |ef\rangle)$ dont la différence d'énergie est donnée par la diagonalisation de l'hamiltonien d'interaction : $\Delta E = \pm V_{\text{dd}}$. L'interaction $V_{\text{dd}} \propto \frac{\hbar\Gamma}{(kr)^3}$ pour $kr \ll 1$ (voir détails plus loin), le déplacement des niveaux d'énergies $|+\rangle$ et $|-\rangle$ dépend donc très fortement de la distance entre les atomes. Une seconde conséquence de l'interaction entre les deux atomes est la modification du taux de désexcitation qui devient différent pour les deux états : Γ_+ et Γ_- (voir Figure 3.1 c)). L'état $|+\rangle$ est nommé état (ou mode) superradiant avec $\Gamma_+ > \Gamma$, c'est-à-dire que cet état se désexcite plus rapidement qu'un atome isolé. L'état $|-\rangle$ est nommé état (ou mode) sousradiant avec $\Gamma_- < \Gamma$, il se désexcite moins rapidement qu'un atome isolé (voir (Milonni et Knight, 1974; DeVoe et Brewer, 1996; Protsenko, 2006) pour la dérivation de ces taux).

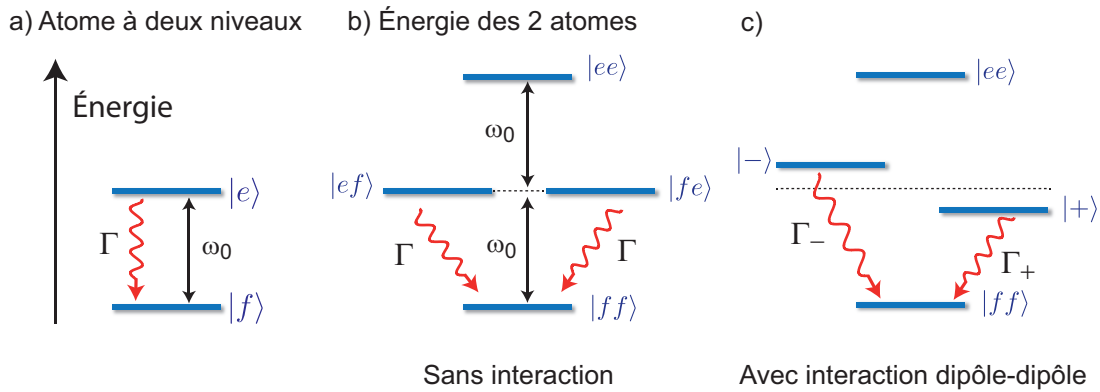


FIGURE 3.1 – a) *Modèle d'un atome à deux niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ séparés d'une énergie $\hbar\omega_0$.* b) *Échelle d'énergie de deux atomes à deux niveaux sans interaction. Les niveaux d'énergie $|ef\rangle$ et $|fe\rangle$ sont dégénérés.* c) *Échelle d'énergie de deux atomes à deux niveaux avec l'interaction dipôle-dipôle¹. L'interaction entre les atomes lève la dégénérescence, les nouveaux niveaux d'énergie sont les deux états de Dicke : $|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|fe\rangle + |ef\rangle)$ et $|-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|fe\rangle - |ef\rangle)$.*

En envoyant un faisceau de lumière à la fréquence de la résonance atomique ω_0 , sur ces deux atomes, il est possible d'avoir une signature de cette modification du diagramme d'énergie. En effet, en présence d'interactions, le faisceau est hors de résonance, la probabilité d'exciter le système est alors diminuée et la quantité de lumière émise par le système atomique est donc modifiée. Cet effet est l'analogie du blocage de Rydberg observé avec deux atomes (Gaëtan, 2009; Urban *et al.*, 2009).

1. En toute exactitude, il existe aussi un déplacement des niveaux $|ff\rangle$ et $|ee\rangle$. Cependant, le terme de couplage étant très faible par rapport à l'écart en énergie, le déplacement induit est négligeable pour toute l'étude du présent manuscrit.

Si la fréquence du faisceau laser est balayée autour de la résonance atomique, il est possible d'observer un élargissement de la résonance, voire de distinguer deux résonances différentes si les atomes interagissent suffisamment, c'est-à-dire s'ils sont suffisamment proches. Cette séparation en deux fréquences de résonances distinctes, conséquence de l'interaction dipôle-dipôle, a été observée avec deux ions dont la distance était contrôlée (DeVoe et Brewer, 1996) ou avec deux molécules (Hettich *et al.*, 2002).

On peut généraliser cette approche à N atomes à deux niveaux. En l'absence d'interactions, le diagramme d'énergie consiste en $N + 1$ niveaux séparés d'une énergie $\hbar\omega_0$ (voir Figure 3.2 a)). Chacun de ces niveaux est dégénéré, sauf pour l'état fondamental $|ff\dots f\rangle$ et l'état totalement excité $|ee\dots e\rangle$ qui sont non dégénérés. Le premier état excité est dégénéré N fois. En présence d'interactions, cette répartition est significativement modifiée. Les interactions dipôle-dipôle viennent, d'une part, lever la dégénérescence des niveaux du système ainsi que, d'autre part, modifier les taux de désexcitations des nouveaux états propres. Comme pour le cas à deux atomes, en balayant la fréquence d'un faisceau laser autour de la fréquence ω_0 , on peut mesurer ce nouveau diagramme d'énergie. Notamment, la résonance collective est élargie. Un ordre de grandeur de cet élargissement dans le cas où $kr \sim 1$ est donné par l'énergie d'interaction $\frac{\hbar\Gamma}{(kr)^3} \approx \hbar\Gamma$. Les effets attendus sont de l'ordre du doublement de la largeur de la résonance pour $kr \sim 1$. Cet élargissement peut aussi être accompagné de la suppression de l'excitation pour certaines fréquences du laser excitateur. Un effet analogue a été observé avec des atomes dans des états de Rydberg et est connu sous le nom de blocage de Rydberg (voir par exemple (Comparat et Pillet, 2010)).

Nous avons, par différentes méthodes, cherché à mettre en évidence ces modifications du diagramme d'énergie en nous servant d'un laser balayé en fréquence autour de la résonance atomique, afin de sonder ces nouvelles énergies propres en présence d'interactions. Nous avons réalisé cette étude en regardant comment la lumière était diffusée par le nuage atomique.

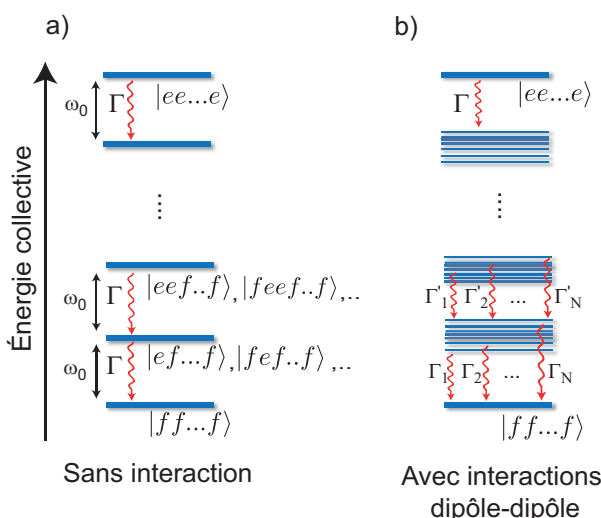


FIGURE 3.2 – a) *Échelle de Dicke d'un ensemble de N atomes sans interactions.* Chaque niveau, excepté les niveaux extrêmes, est dégénéré. Le premier niveau excité est dégénéré N fois. b) *Échelle de Dicke d'un ensemble de N atomes avec les interactions dipôle-dipôle.* Les dégénérescences sont levées, et les nouveaux états de Dicke ont des temps de vie qui sont modifiés : $\Gamma_1 \neq \Gamma_2 \neq \Gamma'_1 \neq \Gamma$.

La suite de ce chapitre présente un cadre théorique de l'étude de la diffusion de la lumière. L'approche est dans un premier temps très générale, puis, au travers

de plusieurs hypothèses, nous dériverons deux modèles plus simples. Cette approche théorique sert de préambule à la présentation des diverses situations expérimentales regroupées dans le Chapitre 4 et le Chapitre 5.

3.2 Modélisation quantique de N atomes à L niveaux

Le système que nous étudions correspond à un ensemble de N atomes interagissant entre eux en présence d'un champ lumineux classique. Nous cherchons ici à dériver l'équation d'évolution de la matrice densité atomique pour des atomes comportant un nombre arbitraire de niveaux. Cette approche multi-niveaux est notamment développée dans l'article (Kiffner *et al.*, 2010).

3.2.1 Description du système

On considère un système de N atomes identiques immobiles placés dans l'espace à des positions \mathbf{r}_j avec $j \in \llbracket 1, N \rrbracket$ interagissant avec un champ lumineux classique ainsi qu'avec le champ du vide. Chaque atome possède L niveaux et on note $|k_j\rangle$, le niveau d'énergie E_k ($k \in \llbracket 1, L \rrbracket$) de l'atome j . Chaque atome possède donc D transitions dont la différence d'énergie est $\hbar\omega_i$ ($i \in \llbracket 1, D \rrbracket$). La Figure 3.3 résume ces différentes notations.

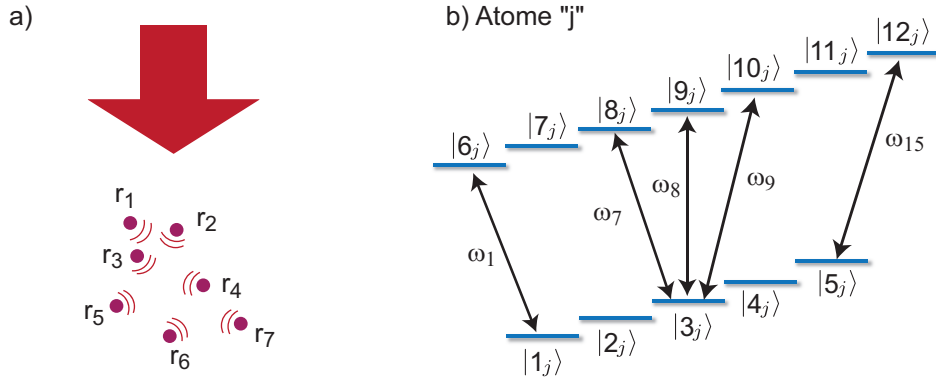


FIGURE 3.3 – a) $N=7$ atomes dont les indices $j \in \llbracket 1, 7 \rrbracket$ sont répartis dans l'espace et sont supposés immobiles. Ils sont soumis à un champ laser excitateur induisant un rayonnement des atomes. b) Modèle d'un atome avec $L=12$ et quelques ω_i , ici $i \in \llbracket 1, 15 \rrbracket$.

À chaque transition i de l'atome j est associée une paire d'opérateurs montée et descente (opérateurs pseudo-spin) : $S_{i+}^{(j)}$ et $S_{i-}^{(j)}$ définis par :

$$S_{i+}^{(j)} = |k^{(j)}\rangle \langle l^{(j)}| \quad \text{et} \quad S_{i-}^{(j)} = |l^{(j)}\rangle \langle k^{(j)}|, \quad (3.2)$$

avec $|k^{(j)}\rangle$, l'état excité et $|l^{(j)}\rangle$, l'état fondamental de la transition i de l'atome j .

On suppose que les niveaux atomiques peuvent être divisés en deux groupes correspondant à l'état fondamental ou à l'état excité. Les différents sous-niveaux sont,

par exemple, les sous-niveaux Zeeman d'une transition hyperfine. On suppose que les niveaux de chaque groupe sont quasi-dégénéré et qu'il n'existe pas de terme de couplage entre les sous-niveaux d'un même groupe. La conséquence de ces hypothèses est que l'on suppose :

$$(\omega_i - \omega_j) \ll \omega_0 \quad \text{avec} \quad \omega_0 = \frac{1}{D} \sum_{i=1}^D \omega_i . \quad (3.3)$$

Prenons un atome de rubidium 87. Ces hypothèses reviennent à étudier, par exemple, la transition D2 du rubidium entre les états hyperfins $F = 2$ et $F' = 3$. Dans ce cas, $L = 7 + 5 = 12$ niveaux et $D = 15$ (cette situation correspond à celle représentée Figure 3.3 b)). La condition de séparation des niveaux en deux groupes est pleinement remplie en l'absence de champ magnétique, électrique ou lumineux important.

3.2.2 Hamiltonien du système

Nous pouvons maintenant introduire l'hamiltonien complet du système, il comporte quatre parties (Guo et Cooper, 1995) :

$$H = H_a + H_c + H_{ca} + H_{ia} , \quad (3.4)$$

Avec H_a qui décrit l'évolution libre des atomes, H_c l'hamiltonien du champ du vide, H_{ca} l'hamiltonien de couplage entre le champ de rayonnement et les atomes et enfin H_{ia} qui décrit l'interaction des atomes avec le champ lumineux incident classique. Ces hamiltoniens sont décrits par :

- H_a l'hamiltonien des atomes libres :

$$H_a = \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^L E_k |k^{(j)}\rangle \langle k^{(j)}| ; \quad (3.5)$$

- H_c est l'hamiltonien du champ du vide, il est décrit par :

$$H_c = \sum_{\mathbf{k},s} \hbar \omega_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k},s}^\dagger a_{\mathbf{k},s} , \quad (3.6)$$

avec $a_{\mathbf{k},s}^\dagger$ et $a_{\mathbf{k},s}$ qui sont les opérateurs création et annihilation de photons dans le mode du champ de vecteur d'onde \mathbf{k} (voir Section 1.1.1) et de polarisation $\epsilon_{\mathbf{k},s}$ avec $s \in \{1, 2\}$.

- H_{ca} décrit l'interaction entre le champ de radiation et les atomes. Il est donné par (voir Équation 1.3) :

$$H_{ca} = - \sum_{j=1}^N \mathbf{d}^{(j)} \cdot \mathbf{E}(r_j) , \quad (3.7)$$

où le moment dipolaire du j-ième atome $\mathbf{d}^{(j)}$ est défini par :

$$\mathbf{d}^{(j)} = \sum_{i=1}^D (\mathbf{d}_i S_{i+}^{(j)} + h.c.) , \quad (3.8)$$

où $h.c$ est l'abréviation de hermitien conjugué. Les vecteurs $\mathbf{d}_i = \langle e_i | \mathbf{D} | g_i \rangle$ sont les éléments de matrice de l'opérateur moment dipolaire entre les états fondamental $|g_i\rangle$ et excité $|e_i\rangle$. L'opérateur champ électrique $\mathbf{E}(r)$ est défini par :

$$\mathbf{E}(r) = i \sum_{\mathbf{k}, s} \sqrt{\frac{\hbar \omega_{\mathbf{k}}}{2 \epsilon_0 v}} \epsilon_{\mathbf{k}, s} a_{\mathbf{k}, s} e^{i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + h.c. , \quad (3.9)$$

où v est le volume de quantification.

- H_{ia} décrit l'interaction des atomes avec le champ lumineux incident traité de façon classique. En utilisant l'approximation des ondes tournantes (voir Section 1.1.1), on obtient l'expression (Guo et Cooper, 1995) :

$$H_{ia} = - \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^D \frac{1}{2} \mathcal{E} \left(S_{i+}^{(j)} (\mathbf{d}_i \cdot \epsilon) e^{i(\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_j - \omega t)} + S_{i-}^{(j)} (\mathbf{d}_i \cdot \epsilon)^* e^{-i(\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_j - \omega t)} \right) , \quad (3.10)$$

avec \mathcal{E} l'amplitude complexe du champ, ϵ sa polarisation, ω sa pulsation et \mathbf{k}_L son vecteur d'onde.

3.2.3 Dérivation de l'équation maîtresse

L'hamiltonien de l'Équation 3.4 comporte deux groupes d'hamiltoniens : d'un côté, H_a et H_c , qui décrivent l'atome et le champ et de l'autre H_{ca} et H_{ia} , qui décrivent des interactions. Nous nous plaçons donc en représentation d'interaction pour traiter ce problème. Dans ce cadre, on définit l'équation d'évolution de la matrice densité totale grâce à l'équation de Von Neumann :

$$\frac{d}{dt} \rho^I(t) = -\frac{i}{\hbar} [H^I(t), \rho^I(t)] \quad (3.11)$$

$$\text{avec } H^I(t) = e^{\frac{i}{\hbar}(H_a + H_c)t} (H_{ca} + H_{ia}) e^{-\frac{i}{\hbar}(H_a + H_c)t} , \quad (3.12)$$

où l'indice I indique que le traitement se fait en représentation d'interaction.

Cette équation n'est pas intégrable directement en raison du nombre de degrés de liberté des modes du champ de rayonnement, qui est infini. Dans notre cas, nous nous intéressons à l'évolution de la matrice densité atomique, nous allons donc effectuer une trace sur les degrés de liberté du champ : $\rho_a = Tr_c[\rho^I]$. Par ailleurs, nous allons effectuer deux approximations pour simplifier la résolution de ce problème. La première consiste à supposer que les termes de couplage de l'atome avec le champ du vide d'ordres supérieurs ou égaux à deux sont négligés. Cette approximation est connue

sous le nom d'approximation de Born et consiste mathématiquement à considérer uniquement les termes de l'ordre le plus bas dans H_{ca} et H_{ia} (Kiffner *et al.*, 2010). La seconde approximation consiste à supposer que le temps de corrélation du champ est très inférieur au temps d'évolution des propriétés atomiques : $\tau_c \ll T_A = 1/\Gamma$. Cette approximation est connue sous le nom d'approximation de Markov. Elle est bien réalisée dans les systèmes que l'on étudie pour deux raisons : les temps optiques sont de l'ordre de 10^{-15} s alors que les temps atomiques de l'ordre de 10^{-9} s d'une part, et d'autre part parce que la taille des systèmes que l'on étudie est très petite : $R_{\text{tot}}/c \ll T_A$.

On suppose par ailleurs que le volume de quantification v est suffisamment grand pour que l'on puisse remplacer la sommation sur les vecteurs d'ondes \mathbf{k}, s par une intégration sur les fréquences des photons ainsi que par l'angle solide Ω_k :

$$\sum_{\mathbf{k}, s} \rightarrow \frac{v}{(2\pi c^3)} \int_{-\infty}^{+\infty} \omega_k^2 d\omega_k \int d\Omega_k \sum_s, \quad (3.13)$$

où on a étendu l'intégration sur les fréquences à $-\infty$ pour compenser l'erreur introduite lors de l'utilisation de l'approximation des ondes tournantes (Guo et Cooper, 1995). À partir de ces approximations et après calculs (Kiffner *et al.*, 2010), il est possible de réécrire l'équation maîtresse sous la forme :

$$\frac{d}{dt} \rho_a = -\frac{i}{\hbar} \left[H_a + H_\Omega + H'_{ia}, \rho_a \right] + L[\rho_a], \quad (3.14)$$

où H_Ω décrit les déplacements des niveaux d'énergie induits par l'interaction dipôle-dipôle :

$$H_\Omega = -\hbar \sum_{\substack{j, j'=1 \\ j \neq j'}}^N \sum_{i, i'}^D \Omega_{ii'}^{jj'} S_{i+}^{(j)} S_{i-}^{(j')}. \quad (3.15)$$

Le paramètre $\Omega_{ii'}^{jj'}$ décrit la partie cohérente de l'interaction dipôle-dipôle et il est défini par :

$$\Omega_{ii'}^{jj'} = \frac{3}{4} \frac{\sqrt{\Gamma_i \Gamma_{i'}}}{|d_i| |d_{i'}|} \left\{ (|\mathbf{d}_i \cdot \mathbf{d}_{i'}|) \left[\left(\frac{1}{\eta} - \frac{1}{\eta^3} \right) \cos \eta - \frac{1}{\eta^2} \sin \eta \right] - \frac{(\mathbf{d}_i \cdot \mathbf{R}_{jj'}) (\mathbf{d}_{i'}^* \cdot \mathbf{R}_{jj'})}{R_{jj'}^2} \left[\left(\frac{1}{\eta} - \frac{3}{\eta^3} \right) \cos \eta - \frac{3}{\eta^2} \sin \eta \right] \right\}, \quad (3.16)$$

avec $\eta = kR_{jj'} = k|\mathbf{R}_j - \mathbf{R}_{j'}|$, les Γ_i sont les taux de relaxation des transitions i :

$$\Gamma_i = \frac{\omega_0^3 d_i^2}{3\pi \epsilon_0 \hbar c^3}. \quad (3.17)$$

L'hamiltonien H'_{ia} décrit le couplage entre les atomes et le champ classique incident exprimé sous une nouvelle forme :

$$H'_{ia} = - \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^D \frac{1}{2} \mathcal{E} \left(S_{i+}^{(j)}(\mathbf{d}_i \cdot \boldsymbol{\epsilon}) e^{i(\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_j - (\omega - \omega_0)t)} + S_{i-}^{(j)}(\mathbf{d}_i \cdot \boldsymbol{\epsilon})^* e^{-i(\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_j - (\omega - \omega_0)t)} \right). \quad (3.18)$$

Le dernier terme $L[\rho_a]$, connu sous le nom d'opérateur de Lindblad, décrit la modification de la relaxation par émission spontanée en présence des interactions dipôle-dipôle :

$$\begin{aligned} L[\rho_a] = & \sum_{j=1}^N \sum_{i,i'=1}^D \frac{\Gamma_{ii'}}{2} \left(2S_{i'-}^{(j)} \rho_a S_{i+}^{(j)} - S_{i+}^{(j)} S_{i'-}^{(j)} \rho_a - \rho_a S_{i+}^{(j)} S_{i'-}^{(j)} \right) \\ & + \sum_{\substack{j,j'=1 \\ j \neq j'}}^N \sum_{i,i'=1}^D \frac{\Gamma_{ii'}^{jj'}}{2} \left(2S_{i'-}^{(j)} \rho_a S_{i+}^{(j')} - S_{i+}^{(j)} S_{i'-}^{(j')} \rho_a - \rho_a S_{i+}^{(j)} S_{i'-}^{(j')} \right). \end{aligned} \quad (3.19)$$

Cette expression de la relaxation du système se décompose en deux parties. La première décrit l'émission spontanée des atomes individuels, où on a défini le taux de relaxation croisé entre la transition i et i' d'un même atome par :

$$\Gamma_{ii'} = \sqrt{\Gamma_i \Gamma_{i'}} \frac{\mathbf{d}_i \mathbf{d}_{i'}}{d_i d_{i'}}. \quad (3.20)$$

La seconde partie de l'expression de l'équation 3.19 décrit la modification du taux d'émission spontanée en raison de la présence des autres atomes :

$$\begin{aligned} \Gamma_{ii'}^{jj'} = & \frac{3}{2} \frac{\sqrt{\Gamma_i \Gamma_{i'}}}{|d_i| |d_{i'}|} \left\{ (|\mathbf{d}_i \mathbf{d}_{i'}|) \left[\left(\frac{1}{\eta} - \frac{1}{\eta^3} \right) \sin \eta + \frac{1}{\eta^2} \cos \eta \right] - \right. \\ & \left. \frac{(\mathbf{d}_i \mathbf{R}_{jj'}) (\mathbf{d}_i^* \mathbf{R}_{jj'})}{R_{jj'}^2} \left[\left(\frac{1}{\eta} - \frac{3}{\eta^3} \right) \sin \eta + \frac{3}{\eta^2} \cos \eta \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Ces $\Gamma_{ii'}^{jj'}$ peuvent être interprétés comme les taux de désexcitation collectifs.

Nous avons obtenu l'équation maîtresse 3.14 dans un cas très général. Elle permet d'obtenir l'évolution des propriétés atomiques et ce quel que soit le nombre de niveaux impliqués tant que les atomes étudiés restent immobiles. Cette équation est valable quel que soit le champ incident classique. En particulier, nous n'avons pas fait d'hypothèse sur l'intensité lumineuse.

L'hamiltonien de l'équation maîtresse 3.14 nous renseigne sur les énergies propres du système, mais n'apporte aucune information sur la modification des durées de vie des modes propres du système. Afin d'introduire l'émission spontanée dans l'hamiltonien, nous allons donc maintenant introduire un hamiltonien effectif non-hermitien.

3.2.4 Hamiltonien effectif

L'Équation 3.14 comporte deux parties. La première comprend l'hamiltonien du système et la seconde, l'opérateur de Lindblad, contient les taux de désexcitation du système atomique. Déterminer les valeurs propres et les vecteurs propres de l'hamiltonien permet d'obtenir les nouveaux états propres du système en interaction ainsi que leur énergie, cependant, il ne donne aucune information sur la modification des durées de vie de ces états. Pour cette raison, une approche consistant en un hamiltonien effectif non-hermitien peut être employée afin d'introduire l'émission spontanée dans l'hamiltonien. Cette approche est suivie par de nombreux auteurs, par exemple récemment (Guo et Cooper, 1995; Akkermans, Gero, et Kaiser, 2008).

On se place en représentation d'interaction pour le champ :

$$\rho = e^{i\Delta t} \rho_a e^{-i\Delta t} . \quad (3.22)$$

On définit alors l'hamiltonien effectif suivant :

$$H_{\text{eff}} = H_a + H_\Omega + H'_{ia} - i\hbar \sum_{j=1}^N \sum_{i,i'=1}^D \frac{\Gamma_{ii'}}{2} S_{i+}^{(j)} S_{i'-}^{(j)} - i\hbar \sum_{\substack{j,j'=1 \\ j \neq j'}}^N \sum_{i,i'=1}^D \frac{\Gamma_{ii'}^{jj'}}{2} S_{i+}^{(j)} S_{i'-}^{(j')} , \quad (3.23)$$

que l'on exprime sous sa forme générale :

$$H_{\text{eff}} = \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^D \left(\hbar \left(-\Delta - i\frac{\Gamma}{2} \right) S_{iz}^{(j)} - \frac{1}{2} \mathcal{E} \left(S_{i+}^{(j)} (\mathbf{d}_i \cdot \boldsymbol{\epsilon}) e^{i(\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_j)} + h.c \right) + \hbar \sum_{\substack{j'=1 \\ j \neq j'}}^N \sum_{\substack{i'=1 \\ i \neq i'}}^D \Upsilon_{ii'}^{jj'} S_{i+}^{(j)} S_{i'-}^{(j')} \right) , \quad (3.24)$$

où on a noté $\Upsilon_{ii'}^{jj'} = -(\Omega_{ii'}^{jj'} + i\frac{\Gamma_{ii'}^{jj'}}{2})$ et $S_{iz}^{(j)} = S_{i+}^{(j)} S_{i-}^{(j)}$. L'équation maîtresse prend alors la forme :

$$\frac{d}{dt} \rho = -\frac{i}{\hbar} \left(H_{\text{eff}} \rho - \rho H_{\text{eff}}^\dagger \right) + \sum_{j=1}^N \sum_{i,i'=1}^D \Gamma_{ii'} S_{i-}^{(j)} \rho S_{i'+}^{(j)} + \sum_{\substack{j,j'=1 \\ j \neq j'}}^N \sum_{i,i'=1}^D \Gamma_{ii'}^{jj'} S_{i-}^{(j)} \rho S_{i'+}^{(j')} . \quad (3.25)$$

Les valeurs propres de l'hamiltonien effectif H_{eff} contiennent les temps de vie des différents états du système ainsi que leur énergie. Il faut faire attention lors de l'utilisation de cette matrice non-hermitienne car les états propres du système sont non-orthogonaux, ce qui rend les interprétations physiques sur les modes assez délicates (Skipetrov et Goetschy, 2011).

3.2.5 Conclusion sur l'approche théorique de N atomes à L niveaux

Nous avons dérivé l'équation maîtresse générale (Équation 3.14) d'un ensemble de N atomes possédant chacun L niveaux et ce, en présence des interactions dipôle-dipôle. Nous avons aussi introduit l'hamiltonien effectif 3.24 permettant d'incorporer les durées de vie des états propres du système dans l'hamiltonien. Cet hamiltonien nous sera utile dans la suite de ce chapitre.

Il est possible de se servir de l'équation 3.14 pour étudier la diffusion de la lumière par un nuage d'atomes froids de rubidium dont la fréquence du faisceau incident est proche de la résonance entre les états $(5^2S_{1/2}, F=2) \leftrightarrow (5^2P_{3/2}, F'=3)$. Dans ce cas, la matrice densité étudiée est une matrice $12^N \times 12^N$. Bien que ce calcul soit intégralement soluble numériquement par les ordinateurs dont nous disposons pour $N \approx 3, 4$, le cas d'un nuage dense comportant plusieurs centaines d'atomes ne semble par contre pas abordable.

Nous allons donc effectuer des approximations afin de simplifier le problème et donc ces équations. La première approximation qu'il est possible de faire consiste à limiter l'étude au cas où les atomes sont faiblement excités. Cette approximation n'apporte pas de difficulté expérimentale spécifique. Une seconde approximation couramment pratiquée consiste à limiter le nombre de niveaux atomiques pris en compte dans le calcul. Nous avons étudié deux types de systèmes atomiques : le premier avec des atomes à deux niveaux (voir Section 3.3) et le second avec des atomes classiques (voir Section 3.4).

3.3 Approximation d'atomes à deux niveaux

L'une des approximations couramment pratiquée pour réaliser l'étude de la diffusion de la lumière est l'approximation d'un atome à deux niveaux (Svidzinsky, Chang, et Scully, 2010; Akkermans, Gero, et Kaiser, 2008). Bien qu'il soit possible, dans certains cas expérimentaux, d'avoir un véritable système à deux niveaux, l'atome que nous étudions possède cinq niveaux dans le fondamental et sept excités. Pour cette raison, considérer un atome à deux niveaux consiste en une approximation dans notre cas. Cette approximation est réalisée dans l'optique de limiter le nombre d'équations à résoudre.

Pour dériver les équations du comportement atomique dans cette approximation, nous partons du traitement général effectué Section 3.2 pour des systèmes de taille arbitraire. Dans le cadre de l'approximation, nous commençons par expliciter l'équation maîtresse, puis l'hamiltonien effectif. Nous étudierons ensuite deux restrictions : le cas d'une faible excitation du nuage atomique puis nous proposons une approximation permettant de réduire un système atomique complexe à un système à deux niveaux. Les différentes équations sont écrites sous leur forme usuelle présente dans la littérature (Guo et Cooper, 1995; Svidzinsky, Chang, et Scully, 2010; Akkermans, Gero, et Kaiser, 2008).

3.3.1 Équation maîtresse à deux niveaux

On considère donc un ensemble de N atomes à deux niveaux : l'état fondamental s'écrit $|f\rangle = |J=0, m_f=0\rangle$ et l'état excité peut être choisi parmi les trois états suivants : $|e\rangle = |J=1, m_e=0, \pm 1\rangle$. Ici, J représente le moment angulaire total de l'atome et m est sa projection sur l'axe de quantification, qui est l'axe z . Le dipôle atomique peut être orienté suivant les trois vecteurs de la base (en fonction de la valeur de m_e choisie) :

$$\mathbf{e}_0 = 0 \quad (3.26)$$

$$\mathbf{e}_{\pm} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{x} \pm i\mathbf{y}) \quad (3.27)$$

On va travailler à partir de l'Équation 3.14. On se place en représentation d'interaction pour le champ :

$$\rho = e^{i\Delta t} \rho_a e^{-i\Delta t} , \quad (3.28)$$

où on a utilisé le désaccord entre la fréquence du champ lumineux incident et la résonance atomique : $\Delta = \omega - \omega_0$. L'Équation 3.14 se simplifie alors suivant (Guo et Cooper, 1995) :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho = & -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \Gamma \sum_{j=1}^N \left(S_-^{(j)} \rho S_+^{(j)} - \frac{1}{2} S_+^{(j)} S_-^{(j)} \rho - \frac{1}{2} \rho S_+^{(j)} S_-^{(j)} \right) + \\ & \Gamma \sum_{\substack{j,j'=1 \\ j \neq j'}}^N \gamma^{jj'} \left(S_-^{(j)} \rho S_+^{(j')} - \frac{1}{2} S_+^{(j')} S_-^{(j)} \rho - \frac{1}{2} \rho S_+^{(j')} S_-^{(j)} \right) , \end{aligned} \quad (3.29)$$

avec :

$$H = \sum_{j=1}^N \left(-\hbar\Delta S_+^{(j)} S_-^{(j)} + \frac{\hbar\Omega}{2} \left(S_+^{(j)} e^{i\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_j} + h.c \right) \right) - \frac{\hbar\Gamma}{2} \sum_{\substack{j'=1 \\ j' \neq j}}^N v^{jj'} S_+^{(j)} S_-^{(j')} , \quad (3.30)$$

où $\Omega = -\frac{(\mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\epsilon})\mathcal{E}}{\hbar}$ est la fréquence de Rabi et $\boldsymbol{\epsilon}$ définit la polarisation du laser incident. Les paramètres $\gamma^{jj'}$ et $v^{jj'}$ sont définis par :

$$\begin{aligned} \gamma^{jj'} = & \frac{3}{2} \left[p_{jj'} \frac{\sin(kR_{jj'})}{kR_{jj'}} - q_{jj'} \left(\frac{\sin(kR_{jj'})}{(kR_{jj'})^3} - \frac{\cos(kR_{jj'})}{(kR_{jj'})^2} \right) \right] \\ v^{jj'} = & \frac{3}{2} \left[p_{jj'} \frac{\cos(kR_{jj'})}{kR_{jj'}} - q_{jj'} \left(\frac{\cos(kR_{jj'})}{(kR_{jj'})^3} + \frac{\sin(kR_{jj'})}{(kR_{jj'})^2} \right) \right] , \end{aligned} \quad (3.31)$$

les paramètres $p_{jj'}$ et $q_{jj'}$ dépendent du type de transition choisie $\Delta m = 0, \pm 1$:

$$\begin{aligned} \Delta m = 0 & : p_{jj'} = \sin^2 \theta_{jj'}, \quad q_{jj'} = 3 \cos^2 \theta_{jj'} - 1 \\ \Delta m = \pm 1 & : p_{jj'} = \frac{1}{2}(1 + \cos^2 \theta_{jj'}), \quad q_{jj'} = \frac{1}{2}(1 - 3 \cos^2 \theta_{jj'}) , \end{aligned} \quad (3.32)$$

où $\cos \theta_{jj'} = \mathbf{z} \cdot \mathbf{r}_{jj'}$.

L'équation maîtresse 3.29 à deux niveaux permet d'étudier un système atomique en calculant les différents éléments de la matrice densité. Comme lors de l'étude du cas général, nous allons maintenant introduire un hamiltonien effectif (voir Section 3.3.2) qui nous servira à étudier le cas d'une faible excitation (voir Section 3.3.3).

3.3.2 Hamiltonien effectif

L'Équation 3.29 comporte deux parties, la première comprend l'hamiltonien du système et la seconde contient les taux de désexcitation du système atomique. Comme présenté précédemment, nous allons maintenant introduire la durée de vie des états dans l'hamiltonien. Cette approche est poursuivie par de nombreux auteurs (Guo et Cooper, 1995; Akkermans, Gero, et Kaiser, 2008).

On définit donc l'hamiltonien effectif, non-hermitien suivant :

$$H_{\text{eff}} = H - i \frac{\hbar \Gamma}{2} \sum_{j=1}^N S_+^{(j)} S_-^{(j)} - i \frac{\hbar \Gamma}{2} \sum_{\substack{j,j'=1 \\ j \neq j'}}^N \gamma^{jj'} S_+^{(j)} S_-^{(j')} . \quad (3.33)$$

L'équation maîtresse prend alors la forme :

$$\frac{d}{dt} \rho = -\frac{i}{\hbar} \left(H_{\text{eff}} \rho - \rho H_{\text{eff}}^\dagger \right) + L_{H_{\text{eff}}}[\rho] , \quad (3.34)$$

$$L_{H_{\text{eff}}}[\rho] = \Gamma \sum_{j=1}^N S_-^{(j)} \rho S_+^{(j)} + \Gamma \sum_{\substack{j,j'=1 \\ j \neq j'}}^N \gamma^{jj'} S_-^{(j)} \rho S_+^{(j')} . \quad (3.35)$$

Les valeurs propres de l'hamiltonien effectif H_{eff} contiennent les temps de vie des différents états du système ainsi que leur énergie. Comme mentionné Section 3.2.4, les états propres de l'hamiltonien effectif non-hermitien sont non-orthogonaux.

3.3.3 Cas d'une faible excitation : équation des dipôles couplés à deux niveaux

On souhaite écrire l'Équation maîtresse 3.29 sous la forme d'une équation de Schrödinger. Cette réécriture permet de dériver des équations d'évolutions des dipôles atomiques couplés plus simples, sans qu'une évaluation complète de la matrice densité ne soit nécessaire. Pour cela, nous devons limiter notre étude aux cas des faibles excitations des atomes. Expérimentalement, cette contrainte se traduit par l'utilisation d'un faisceau excitateur incident de faible saturation.

On suppose dans la suite que le faisceau lumineux incident permet d'exciter au plus un atome et donc que la majeure partie des atomes est dans l'état fondamental. On écrit l'état du nuage sous la forme :

$$|\psi\rangle = |f..f\rangle + \sum_{j=1}^N \beta_j |f..f e_j f..f\rangle , \quad (3.36)$$

où les $|\beta_j| \ll 1$, ce qui justifie le coefficient unitaire placé devant l'état fondamental. Dans la suite on note : $|f..f\rangle = |F\rangle$ et $|f..f e_j f..f\rangle = |e_j\rangle$.

On peut calculer la matrice densité associée à cet état : $\rho = |\psi\rangle \langle\psi|$ que l'on évalue dans l'Équation 3.29. On a :

$$\rho = |F\rangle \langle F| + \sum_{j=1}^N \beta_j^* |F\rangle \langle e_j| + \sum_{j=1}^N \beta_j |e_j\rangle \langle F| + \sum_{j=1}^N |\beta_j|^2 |e_j\rangle \langle e_j| . \quad (3.37)$$

Dans un premier temps, on évalue la forme de Lindblad 3.35 avec cet état :

$$\begin{aligned} S_-^{(j)} \rho S_+^{(j)} &= (\mathbb{1}_{1-j} \otimes |f_j\rangle \langle e_j|) \rho (\mathbb{1}_{1-j} \otimes |e_j\rangle \langle f_j|) = |\beta_j|^2 |F\rangle \langle F| \\ S_-^{(j)} \rho S_+^{(j')} &= \beta_j \beta_{j'}^* |F\rangle \langle F| , \end{aligned} \quad (3.38)$$

où on a utilisé la notation $\mathbb{1}_{1-j}$ qui indique un opérateur unité qui agit sur tout l'espace, excepté celui engendré par les vecteurs de l'atome j . Ces deux contributions font intervenir les coefficients $(\beta_j)^2$ qui sont négligés ici ($\beta_j \ll 1$). On peut donc négliger l'opérateur de Lindblad dans son ensemble et écrire l'équation de Schrödinger suivante :

$$i\hbar \frac{d|\psi\rangle}{dt} = H_{\text{eff}} |\psi\rangle . \quad (3.39)$$

On réécrit l'hamiltonien effectif défini Équation 3.33 suivant :

$$H_{\text{eff}} = \sum_{j=1}^N \left(-\hbar \left(\Delta + i\frac{\Gamma}{2} \right) S_z^{(j)} + \frac{\hbar\Omega}{2} \left(S_+^{(j)} e^{i\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_j} + h.c \right) + \frac{\hbar\Gamma}{2} \sum_{\substack{j'=1 \\ j' \neq j}}^N V^{jj'} S_+^{(j)} S_-^{(j')} \right) , \quad (3.40)$$

où on a noté $V^{jj'} = -(v^{jj'} + i\gamma^{jj'})$ et $S_z^{(j)} = S_+^{(j)} S_-^{(j)}$. Il est alors possible d'écrire l'équation d'évolution sur les β_j qui sont reliés aux dipôles atomiques par $d_j = \langle e| D |g\rangle \beta_j$ où D est l'opérateur moment dipolaire (Kiffner *et al.*, 2010) :

$$i\dot{\beta}_j = - \left(\Delta + i\frac{\Gamma}{2} \right) \beta_j + \frac{\Omega}{2} e^{i\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_j} + \frac{\Gamma}{2} \sum_{\substack{j'=1 \\ j' \neq j}}^N V^{jj'} \beta_{j'} . \quad (3.41)$$

On résout aisément cette équation de dipôles couplés (taille du système à résoudre $2N \times 2N$) pour des nuages comprenant jusqu'à quelques centaines d'atomes placés aléatoirement dans un volume donné. Nous avons réalisé cette simulation numérique dans diverses situations expérimentales dans les Chapitres 4 et 5.

3.3.4 Réduction de la sous-structure Zeeman : approximation par une transition moyenne

La réduction, théorique, d'un atome possédant L niveaux à un système à deux niveaux induit la question de la façon dont est prise en compte sa structure dans les propriétés de l'atome à deux niveaux équivalent. La difficulté est double : elle provient des différents facteurs de Clebsch-Gordan dans la force des interactions entre les atomes ainsi que des différentes polarisations possibles des transitions qui sont réduites en une seule. En effet, quand deux atomes interagissent, la force du couplage entre ces atomes dépend des coefficients de Clebsch-Gordan des transitions considérées ainsi que de leurs polarisations.

Comment moyenner ?

Expérimentalement, nous étudions la transition entre les sous-états Zeeman du niveau ($5^2S_{1/2}, F=2$) et du niveau ($5^2P_{3/2}, F'=3$). L'état fondamental possède cinq sous-niveaux Zeeman et le niveau excité sept sous-niveaux. Les coefficients de Clebsch-Gordan des quinze transitions possibles sont très différents (voir Annexe A). Par ailleurs, ces quinze transitions se divisent en trois groupes de polarisations différentes (σ_+, π, σ_-) contenant chacun cinq transitions.

La méthode que nous proposons est la suivante. L'interaction entre deux atomes s'effectue par le terme de couplage $\Upsilon_{ii'}^{jj'}$ de l'équation 3.24 que l'on réécrit ici suivant la forme :

$$\Upsilon_{ii'}^{jj'} = -\frac{3\sqrt{\Gamma_i\Gamma_{i'}}}{4} e^{in} \left[\frac{p_{jj'}}{\eta} + q_{jj'} \left(\frac{i}{\eta^2} + \frac{1}{\eta^3} \right) \right], \quad (3.42)$$

où les paramètres $\eta, p_{jj'}$ et $q_{jj'}$ sont ceux définis précédemment. Les indices i et i' correspondent aux différentes transitions d'un atome. $p_{jj'}$ et $q_{jj'}$ dépendent de la polarisation considérée.

La réduction d'une structure complexe vers un atome à deux niveaux, que nous proposons, s'articule autour de deux approximations. Tout d'abord, notre modèle à deux niveaux moyens suppose que les dipôles sont circulaires σ_+ . Or, les transitions de l'atome de rubidium possèdent les trois polarisations possibles : (σ_+, π, σ_-). Nous calculons donc la moyenne angulaire des diagrammes de rayonnement des différentes polarisations que nous comparons à celle d'un dipôle circulaire σ_+ . La rapport entre ces valeurs donne les facteurs dont nous nous servons pour moyenner sur les transitions atomiques. La seconde approximation concerne le facteur de couplage moyen de la transition, qui est pris comme une moyenne des coefficients de Clebsch-Gordan sur les différentes transitions.

Moyenne sur les polarisations

Calculons la moyenne angulaire intégrée dans l'espace des $\left| \Upsilon_{ii'}^{jj'} \right|$ pour chaque polarisation. Cette moyenne angulaire s'exprime par :

$$\langle \left| \Upsilon_{ii'}^{jj'} \right| \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left| \Upsilon_{ii'}^{jj'} \right| \sin(\theta) d\theta d\phi \quad (3.43)$$

On a $\Upsilon_{ii'}^{jj'}$ qui dépend de θ suivant les paramètres $p_{jj'}$ et $q_{jj'}$. Ces deux paramètres dépendent aussi de la polarisation considérée. On rappelle ici ces dépendances : pour une transition ayant $\Delta m = 0, \pm 1$:

$$\begin{aligned} \Delta m = 0 & : p_{jj'} = \sin^2 \theta_{jj'}, \quad q_{jj'} = 3 \cos^2 \theta_{jj'} - 1 \\ \Delta m = \pm 1 & : p_{jj'} = \frac{1}{2}(1 + \cos^2 \theta_{jj'}), \quad q_{jj'} = \frac{1}{2}(1 - 3 \cos^2 \theta_{jj'}) , \end{aligned} \quad (3.44)$$

où $\cos \theta_{jj'} = \mathbf{z} \cdot \mathbf{j} \mathbf{j}'$ (voir Section 3.3.1). On a, après intégration :

$$\langle \left| \Upsilon_{ii'}^{jj'} \right| \rangle = \frac{\sqrt{\Gamma_i \Gamma_{i'}}}{2} \frac{2}{3\eta} \quad \text{pour } \Delta m = \pm 1 \quad (3.45)$$

$$\langle \left| \Upsilon_{ii'}^{jj'} \right| \rangle = \frac{\sqrt{\Gamma_i \Gamma_{i'}}}{2} \frac{1}{3\eta} \quad \text{pour } \Delta m = 0 . \quad (3.46)$$

L'amplitude de l'interaction dans le cas de deux dipôles circulaires σ_+ ou σ_- est le double de celle correspondant à deux dipôles polarisés π . Par ailleurs, le couplage entre deux transitions de polarisations différentes, intégré sur tout l'espace, est nul.

Moyenne sur les coefficients de Clebsch-Gordan

La seconde approximation que nous effectuons consiste à réduire les différentes transitions de chaque polarisation vers une seule transition moyenne. Cette sommation est celle qui s'effectue sur les $\Gamma_i \Gamma_{i'}$ de même polarisation. On a donc la moyenne qui s'effectue sur les coefficients de Clebsch-Gordan couplés pour chaque type de transition, ce qui donne pour les transitions entre les sous-états Zeeman du niveau ($5^2S_{1/2}, F=2$) et du niveau ($5^2P_{3/2}, F'=3$) du Rb⁸⁷ :

$$b_1 = b_{-1} = \sum_i \Gamma_i \Gamma_{i'} = \frac{1}{25} \left(1 + \sqrt{\frac{2}{3}} + \sqrt{\frac{2}{5}} + \sqrt{\frac{1}{5}} + \sqrt{\frac{1}{15}} \right)^2 \sim 0.40 \quad \text{pour } \Delta m = \pm 1 \quad (3.47)$$

$$b_0 = \sum_i \Gamma_i \Gamma_{i'} = \frac{1}{25} \left(\sqrt{\frac{1}{3}} + \sqrt{\frac{8}{15}} + \sqrt{\frac{3}{5}} + \sqrt{\frac{8}{15}} + \sqrt{\frac{1}{3}} \right)^2 \sim 0.46 \quad \text{pour } \Delta m = 0 , \quad (3.48)$$

où la normalisation par le facteur 25 correspond au nombre de couples de transitions possibles par polarisation.

On obtient donc le facteur global de réduction de l'amplitude de l'interaction entre des atomes à deux niveaux moyennant la sous-structure Zeeman (en prenant en compte le facteur 2 lié à la polarisation calculé lors de la moyenne les polarisations) :

$$\Upsilon_{ii'}^{jj'} \rightarrow \frac{1}{3} \left(0.40 + \frac{0.46}{2} + 0.4 \right) \Upsilon^{jj'} \sim 0.34 \Upsilon^{jj'} . \quad (3.49)$$

Ce facteur de réduction n'est pas négligeable, puisqu'il indique qu'il faut réduire la force de l'interaction entre deux atomes à deux niveaux d'un facteur ~ 3 , si l'on souhaite modéliser un atome de Rb^{87} entre les états $(5^2S_{1/2}, F=2)$ et $(5^2P_{3/2}, F'=3)$.

3.3.5 Approximation de champ moyen ("Timed Dicke")

L'approximation "Timed Dicke" est une approximation de champ moyen qui a été introduite par (Scully *et al.*, 2006) et qui est couramment utilisée dans le cadre de l'étude de la diffusion de la lumière par des nuages denses (Scully, 2007; Svidzinsky, Chang, et Scully, 2010; Courteille *et al.*, 2010; Bienaimé *et al.*, 2013). Cette approximation consiste à remplacer l'amplitude des dipôles individuels β_j par un dipôle moyen β_{TD} . Cette approximation s'exprime par :

$$\beta_j \approx e^{i\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}_j} \beta_{\text{TD}} . \quad (3.50)$$

Cette approximation revient à considérer que tous les dipôles ont une amplitude identique et que seule leur phase diffère et correspond à celle du laser exciteur. Elle n'est donc valable que pour de très faibles modifications des dipôles par les champs rayonnés par les autres dipôles. Cette approximation permet de simplifier significativement la résolution du problème. En effet, il n'y a plus qu'une seule inconnue à déterminer : la valeur de β_{TD} .

Afin de d'établir l'équation d'évolution de β_{TD} , on utilise l'Équation 3.41, dans laquelle on effectue l'approximation de l'Équation 3.50. Après une sommation sur tous les atomes j , on obtient l'équation :

$$i\dot{\beta}_{\text{TD}} = - \left(\Delta + i\frac{\Gamma}{2} \right) \beta_{\text{TD}} + \frac{\Omega}{2} + \frac{\Gamma}{2N} \sum_{\substack{j,j'=1 \\ j' \neq j}}^N V^{jj'} e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_{j'} - \mathbf{r}_j)} \beta_{\text{TD}} , \quad (3.51)$$

que l'on réécrit sous la forme :

$$i\dot{\beta}_{\text{TD}} = - \left((\Delta - L_c) + i\frac{\Gamma_c}{2} \right) \beta_{\text{TD}} + \frac{\Omega}{2} , \quad (3.52)$$

où on a défini les paramètres :

$$\Gamma_c = \Gamma \left(1 - \frac{1}{N} \operatorname{Im} \left[\sum_{\substack{j,j'=1 \\ j \neq j'}}^N V^{jj'} e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_{j'} - \mathbf{r}_j)} \right] \right) \quad (3.53)$$

$$L_c = \frac{\Gamma}{2N} \operatorname{Re} \left[\sum_{\substack{j,j'=1 \\ j \neq j'}}^N V^{jj'} e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_{j'} - \mathbf{r}_j)} \right] \quad (3.54)$$

Comme attendu, l'Équation 3.52 a l'avantage d'avoir une seule inconnue : β_{TD} . De plus, il existe une solution analytique dans de nombreux cas, par exemple dans le régime stationnaire ou encore dans le cas d'une d'excitation rectangulaire. Nous allons maintenant détailler ces deux solutions car elles correspondent aux cas expérimentaux que nous avons mis en œuvre dans les chapitres 4 et 5.

Cas du régime stationnaire

Dans le cas du régime stationnaire, l'Équation 3.51 se résout très facilement, on obtient alors :

$$\beta_{\text{TD}} = \frac{\Omega}{2(\Delta - L_c) + i\Gamma_c} . \quad (3.55)$$

Ce cas est le plus simple à interpréter. En effet, la résonance du système atomique en interaction présente une forme de lorentzienne dont la largeur est modifiée en Γ_c et son centre est déplacé de L_c .

Cas d'une excitation rectangulaire

On suppose ici une excitation de forme rectangulaire avec $\Omega(t) = \Omega_0$ pour $t \in [0, T]$ et $\Omega(t) = 0$ sinon. On peut aussi dans ce cas résoudre l'Équation 3.52. On obtient pour $t \in [0, T]$:

$$\beta_{\text{TD}} = \frac{\Omega}{2(\Delta - L_c) + i\Gamma_c} (1 - e^{(i(\Delta - L_c) - \frac{\Gamma_c}{2})t}) , \quad (3.56)$$

et pour $t \geq T$:

$$\beta_{\text{TD}} = \frac{\Omega}{2(\Delta - L_c) + i\Gamma_c} (1 - e^{(i(\Delta - L_c) - \frac{\Gamma_c}{2})T}) e^{(i(\Delta - L_c) - \frac{\Gamma_c}{2})t} , \quad (3.57)$$

Cette équation fait apparaître plusieurs éléments. Tout d'abord, pour $t \in [0, T]$, on remarque que le temps d'établissement du régime permanent Γ_c^{-1} dépend des interactions. L'observation des effets collectifs peut donc s'effectuer à partir du signal temporel. De plus, on remarque que lorsque le faisceau exciteur est éteint, le temps

de décroissance du signal dépend de ce même temps Γ_c^{-1} . L'observation d'une modification de la décroissance du signal temporel émis par les atomes constitue donc aussi une signature de la présence d'effets collectifs dans le nuage atomique.

L'approximation d'un atome à deux niveaux est une approximation couramment utilisée afin de simplifier l'étude d'un atome plus complexe. Dans certains cas, il peut être plus adapté de modéliser l'atome par un atome classique. Nous avons donc, en parallèle de l'étude avec un atome à deux niveaux, réalisé une modélisation classique qui est détaillée dans la Section 3.4.

3.4 Modélisation du système par des dipôles classiques

Sous une faible excitation, l'étude de la diffusion de la lumière par un nuage dense peut être traitée de façon classique en modélisant les atomes par des dipôles oscillants classiques. Dans ce cadre, les dipôles sont vectoriels : $\mathbf{d}_j = (d_{j,x}, d_{j,y}, d_{j,z})$. Cette modélisation est couramment employée (voir notamment : (Sokolov *et al.*, 2013; Chomaz *et al.*, 2012; Sokolov *et al.*, 2009)) car elle permet de modéliser des atomes plus complexes que des atomes à deux niveaux tout en maintenant la résolution numérique des équations réalisable. Par ailleurs, cette approche permet de prendre en compte les effets liés à la polarisation dans les interactions entre les atomes. Toute l'étude présentée ci-dessous peut aussi être dérivée à partir d'un atome quantique ($J=0 \leftrightarrow J=1$) dans la limite de faible excitation (voir (Chomaz *et al.*, 2012)). Les différentes équations sont écrites sous leur forme usuelle présente dans la littérature.

3.4.1 Équation des dipôles couplés classiques

Le traitement qui suit est présenté comme un traitement classique de la diffusion de la lumière. Comme pour le cas d'un atome à deux niveaux présenté précédemment, l'utilisation de l'équation maîtresse générale 3.14, dans le cas d'une faible excitation des atomes, permettrait de retrouver les équations dérivées dans cette section.

On suppose donc un ensemble de dipôles classiques \mathbf{d}_j soumis à un champ incident de faible saturation. Ce champ exciteur va induire un rayonnement des dipôles qui viendront interagir avec leurs voisins. D'après le principe de superposition, le champ vu par un atome est donc la somme du champ incident et de celui rayonné par les $N - 1$ autres atomes du nuage. Tous les rayonnements sont calculés à partir de l'électromagnétisme classique. On obtient donc les équations des dipôles couplés suivantes (Chomaz *et al.*, 2012) :

$$i\dot{d}_{j,\alpha} = \left(-\Delta - i\frac{\Gamma}{2}\right) d_{j,\alpha} - \sum_{\substack{j'=1 \\ j' \neq j}}^N \sum_{\substack{\alpha'= \\ (x,y,z)}} g_{\alpha,\alpha'}(k\mathbf{r}_{jj'}) d_{j',\alpha'} - \frac{q^2}{2m\omega_0} E_L e^{ikz_j}, \quad (3.58)$$

avec :

$$g_{\alpha,\alpha'}(\mathbf{u}) = \frac{3\Gamma}{4} \frac{e^{iu}}{u^3} \left[(u^2 + iu - 1)\delta_{\alpha,\alpha'} + (3 - 3i - u^2) \frac{u_{\alpha}u_{\alpha'}}{u^2} \right]. \quad (3.59)$$

Les $3N$ équations 3.58 permettent de calculer les composantes de chaque dipôle et donc de déterminer les propriétés de diffusion de la lumière par des atomes en interactions. L'interprétation physique de cette équation est assez simple : chaque dipôle est soumis à la somme du champ rayonné par les autres atomes (partie comportant les $d_{j',\alpha'}$) ainsi que par celui du champ incident (partie comprenant le champ E_L).

3.4.2 Réduction de la sous-structure Zeeman : approximation par des transitions moyennes

Expérimentalement, nous étudions la transition entre les sous-états Zeeman du niveau ($5^2S_{1/2}, F=2$) et du niveau ($5^2P_{3/2}, F'=3$). Nous proposons ici de réduire cette sous-structure complexe de quinze transitions au système classique proposé ci-dessus, en effectuant une modification de l'amplitude des interactions entre les atomes par une moyenne sur les coefficients de Clebsch-Gordan comme déjà proposé Section 3.3.4 pour la réduction à un système à deux niveaux. L'atome est ici modélisé par un dipôle classique reprenant donc les trois polarisations possibles des transitions atomiques (σ_+, π, σ_-). Nous proposons donc, d'effectuer la moyenne des coefficients de Clebsch-Gordan pour chaque polarisation possible et de modifier l'amplitude des interactions entre les atomes par ce facteur.

On reprend les calculs effectués pour la modélisation par un atome à deux niveaux. On a donc les moyennes des coefficients de Clebsch-Gordan qui sont données par les Équations 3.47 et 3.48, que l'on applique directement ici pour l'atome classique. Les polarisations possibles pour le dipôle classique sont ici notées x, y, z , on utilise les facteurs b_1, b_{-1} et b_0 définis Section 3.3.4. On a pour les différents axes :

$$b_x = (b_1 + b_{-1})/2 \sim 0.4 \quad (3.60)$$

$$b_y = (b_1 + b_{-1})/2 \sim 0.4 \quad (3.61)$$

$$b_z = b_0 \sim 0.46 \quad (3.62)$$

ce qui nous permet de proposer le nouveau facteur de couplage entre les atomes :

$$g_{\alpha,\alpha'} \rightarrow g_{\alpha,\alpha',\text{app}} = \sqrt{b_{\alpha}b_{\alpha'}} g_{\alpha,\alpha'} \quad (3.63)$$

La prise en compte de la sous-structure Zeeman implique, là aussi, une diminution globale de la force des interactions entre les atomes via les coefficients $b_{\alpha} < 1$.

3.5 Résumé et validité des différents modèles

3.5.1 Résumé des différents modèles

Les différents modèles appliqués sur la transition du ^{87}Rb entre les états ($5^2S_{1/2}, F=2$) et ($5^2P_{3/2}, F'=3$) avec les approximations utilisées pour les dériver sont résumés dans le Tableau 3.1.

Modèle	Taille du système à calculer	Approximation faible excitation	Transition moyenne	Champ moyen
Matrice densité totale	$12^N \times 12^N$	non	non	non
Matrice densité (2 niveaux)	$2^N \times 2^N$	non	non	non
Dipôles couplés (2 niveaux)	$N \times N$	oui	non	non
Dipôles couplés (2 niveaux) (transition moyennée)	$N \times N$	oui	oui	non
Timed Dicke	1	oui	oui	oui
Dipôles couplés (classiques)	$3N \times 3N$	oui	non	non
Dipôles couplés (classiques) (transitions moyennées)	$3N \times 3N$	oui	oui	non

TABLE 3.1 – Résumé des différents modèles présentés dans ce manuscrit avec la taille du système à résoudre pour un ensemble de N atomes de ^{87}Rb entre les états ($5^2S_{1/2}, F=2$) et ($5^2P_{3/2}, F'=3$). Les approximations utilisées sont aussi indiquées.

3.5.2 Validité des différents modèles

Les différents modèles reposent tous sur des hypothèses simplificatrices que nous allons ici confronter à leur faisabilité expérimentale. Tout d'abord, le modèle à deux niveaux présenté Section 3.3.3 fait l'hypothèse d'un atome comportant une seule transition fermée. Une telle configuration énergétique peut être créée, par exemple, avec un fort champ magnétique qui lèverait la dégénérescence des sous-états Zeeman d'un alcalin. Dans le cas d'un atome de rubidium 87, cette condition peut être remplie avec la transition entre les états $|5^2S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F'=3, m_F=3\rangle$ ainsi qu'un faisceau excitateur de polarisation σ_+ de faible intensité. En cas de dégénérescence entre les sous-niveaux Zeeman, nous avons proposé une modification de l'amplitude des interactions entre les atomes suivant la Formule 3.49.

Le second modèle proposé correspond à l'étude d'un atome classique, c'est-à-dire un atome quantique $J=0 \leftrightarrow J=1$ dans la limite de faible excitation. Ce schéma se retrouve dans la structure des alcalino-terreux bosoniques, par exemple ^{84}Sr . L'atome que nous étudions est le rubidium 87 entre les états ($5^2S_{1/2}$) et ($5^2P_{3/2}$). Utiliser le modèle classique revient à modéliser les cinq transitions suivant chacune des polarisations (σ_+ , π et σ_-) par une seule transition pour chaque polarisation. Afin de prendre

en compte les spécificités induites par cette réduction du système étudié, nous avons proposé une modification de l'amplitude de l'interaction suivant la formule 3.63.

Les équations décrivant les dipôles couplés sont dérivées sous l'hypothèse de faible excitation de façon à ce que les dipôles répondent sans effet de saturation. Dans ce cas, la réponse atomique est bien linéaire avec l'intensité du champ reçue par les dipôles. La condition résultante sur le champ exciteur est donc $I/I_{\text{sat}} \ll 1$ avec I_{sat} , la saturation de la transition étudiée. Cependant, cette condition n'est peut être pas suffisante pour décrire correctement le système, en raison de la possible saturation d'un atome par le champ rayonné par un de ses voisins suffisamment proches. L'étude des effets de la saturation sur des dipôles couplés est un problème très difficile à résoudre d'un point de vue théorique, et nous nous bornerons donc à l'hypothèse de faible excitation ici.

3.6 Valeurs propres du système

Pour les deux modèles proposés, le modèle à deux niveaux (Équation 3.41) ou le modèle classique (Équation 3.58), les équations des dipôles couplés qui permettent de déterminer le comportement du nuage à une excitation présentent une forme quasi-identique, qui est proche d'une équation de Schrödinger :

$$i \frac{d}{dt} (\phi) = -(\delta + i \frac{\Gamma}{2}) [I] (\phi) - [V] (\phi) + \frac{\Omega(\mathbf{r})}{2} [I] , \quad (3.64)$$

avec $(\phi)_N = (d_1, d_2, \dots, d_N)$ un vecteur de taille N afin de décrire les atomes dans le cadre du modèle à deux niveaux et $(\phi)_{\text{cl}} = (d_{1,x}, d_{1,y}, d_{1,z}, d_{2,x}, \dots, d_{N,z})$ un vecteur de taille $3N$ pour le modèle classique. $[I]$ représente la matrice identité. L'hamiltonien total est donc $H = -(\delta + i \frac{\Gamma}{2}) [I] + [V]$. L'hamiltonien H possédant des termes complexes sur sa diagonale, il n'est pas hermitien. Cette non-hermiticité a pour conséquence le fait que les vecteurs propres de H ne sont pas orthogonaux (Li *et al.*, 2013). Nous allons procéder à une étude de ces valeurs propres pour un nuage atomique tel que ceux que nous pouvons obtenir expérimentalement.

3.6.1 Diagramme des valeurs propres

Les nuages atomiques correspondent à des ensembles d'atomes aléatoirement placés dans un volume. On procède donc à une simulation numérique qui se déroule de la façon suivante : dans un premier temps, on génère un ensemble atomique composé de N atomes répartis aléatoirement dans un nuage suivant une distribution gaussienne thermique. Les atomes sont pris à des distances interparticulaires $l \geq 10$ nm, correspondant à une sphère d'exclusion d'un tel diamètre autour de chaque atome. Cette taille correspond à la longueur d'onde thermique de de Broglie des atomes considérés ici. Cette sphère d'exclusion est utilisée afin d'empêcher qu'une paire d'atomes ne soit tellement proche que l'interaction de ces deux atomes entre eux ne change le résultat global de toute la simulation. Par ailleurs, nous avons vérifié que les résultats

présentés ci-dessous ne dépendent pas de la valeur exacte du rayon d'exclusion choisi. Pour cela, nous avons vérifié qu'une diminution d'un facteur trois de la valeur du rayon ne modifiait pas les comportements observés.

À partir des positions des atomes, nous calculons la matrice d'interaction $[V]$. Dans un second temps, on recherche les valeurs propres et les vecteurs propres de l'hamiltonien total (à l'aide d'un code Mathematica).

Valeurs propres du système

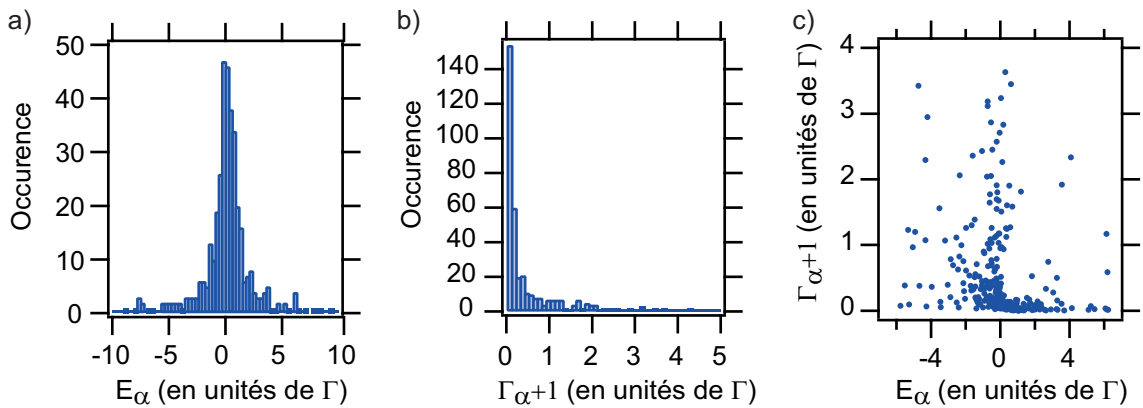


FIGURE 3.4 – Valeurs propres de l'hamiltonien d'interaction dans le cadre du modèle d'atomes à deux niveaux. Voir texte pour les détails du calcul. a) Histogramme de l'opposé de la partie réelle des valeurs propres. b) Histogramme de la partie imaginaire des valeurs propres incrémenté d'une unité de Γ correspondant à la désexcitation par émission spontanée. c) Diagramme à deux dimensions de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle des valeurs propres. Le nuage utilisé comprend 400 atomes à une température de $150 \mu\text{K}$ supposés relâchés d'un piège dipolaire de profondeur $U/k_B = 1 \text{ mK}$.

La Figure 3.4 représente le résultat de la diagonalisation de la matrice d'interaction $[V]$ pour le modèle à deux niveaux. Les valeurs propres sont complexes et s'écrivent sous la forme $\Lambda_\alpha = -E_\alpha + i\Gamma_\alpha$. Le nombre d'atomes considéré est ici $N = 400$ atomes à une température $T = 150 \mu\text{K}$ supposés relâchés d'un piège dipolaire de profondeur $U/k_B = 1 \text{ mK}$.

La Figure 3.4 a) montre l'histogramme des énergies propres du système en unités de Γ , la largeur naturelle de la transition. En raison des fortes interactions entre les atomes, la distribution des valeurs E_α est une distribution allant jusqu'à plusieurs unités de Γ mais qui reste centrée proche de 0. La partie réelle des valeurs propres représente le décalage, induit par les interactions, de la résonance des modes propres du système par rapport au cas sans interactions.

La Figure 3.4 b) représente l'histogramme des largeurs de raie incrémentées d'une unité ($\Gamma_\alpha + 1$) pour tenir compte de la largeur naturelle de la transition. On remarque que de nombreux états propres possèdent une largeur de raie inférieure à celle d'un atome isolé. Cela correspond à une durée de vie supérieure à celle d'un atome isolé

(cas $\Gamma_\alpha + 1 < 1$), ces états sont donc moins bien couplés au vide et se désexcitent donc moins rapidement. Ces états sont appelés états sousradiants. De la même façon, certains modes possèdent une durée de vie plus faible (cas $\Gamma_\alpha + 1 > 1$), ils sont mieux couplés au vide et sont appelés états superradiants.

Chaque point de la Figure 3.4 c) représente une valeur propre du système à deux niveaux dans le plan complexe. Pour des valeurs de E_α négatives, aucune corrélation ne semble apparaître. Par contre, les valeurs E_α positives semblent corrélées à des valeurs de $\Gamma_\alpha + 1$ faibles.

Il est important de noter que les valeurs propres donnent les décalages ainsi que les durées de vie des différents *modes* du système. Ces modes n'étant pas orthogonaux entre eux, l'interprétation directe avec l'échelle de Dicke présentée Section 3.1 est délicate. Afin d'obtenir le comportement du nuage atomique, il faut calculer complètement les propriétés de chaque dipôle et ensuite propager le champ diffusé dans l'espace. En effet, les interférences entre les champs diffusés par les différents dipôles dépendent de la direction d'observation.

3.7 Importance des termes en $1/r^2$ et $1/r^3$

L'approche théorique présentée ci-dessus prend en compte la forme la plus générale pour les interactions entre les dipôles. L'interaction dipôle-dipôle fait intervenir des dépendances spatiales en $1/(kr)$, $1/(kr)^2$ et $1/(kr)^3$, avec r la distance interparticulaire. Les nuages atomiques que nous étudions comportent entre quelques atomes et plusieurs centaines d'atomes à des températures de $\sim 150 \mu\text{K}$ après avoir été relâchés d'un micro-piège dipolaire. La densité spatiale de ces nuages atomiques est, pour les plus denses, $n \sim 10^{14} \text{ at/cm}^3$. La distance interparticulaire moyenne est alors $r \sim 1/n^{1/3} \sim 200 \text{ nm}$; soit un paramètre $kr \sim 1$. Une approximation usuelle (Akker-mans, Gero, et Kaiser, 2008; Bienaimé *et al.*, 2013) réalisée lors de l'étude de la diffusion de la lumière consistant à ne garder que le terme de rayonnement en $1/(kr)$ n'est donc pas envisageable dans notre cas.

3.8 Conclusion

Ce chapitre a présenté les différents modèles théoriques permettant de traiter la diffusion de la lumière par un nuage dense d'atomes froids. En particulier, à partir de l'équation permettant de traiter des atomes ayant une structure complexe, nous avons dérivé deux sous-modèles plus simples. Le premier correspond à des atomes à deux niveaux sous faible excitation. Nous avons, dans ce cadre, étudié son applicabilité dans le cas de la diffusion de la lumière par des atomes de rubidium 87. Nous avons notamment proposé une méthode pour prendre en compte la sous-structure Zeeman complexe des atomes dans l'amplitude des interactions dipôle-dipôle. Par ailleurs, nous avons dérivé l'équation du comportement atomique dans le cadre d'une approximation de champ moyen dite "Timed Dicke".

Le second sous-modèle est celui d'un dipôle classique. Nous avons aussi étudié son applicabilité ainsi que proposé une méthode de la prise en compte de la sous-structure Zeeman.

Ces deux modèles servent d'outils théoriques à l'étude de la diffusion de la lumière expérimentale présentée dans les Chapitres 4 et 5. En particulier, lors de l'étude des valeurs propres, d'importantes modifications des propriétés des modes collectifs sont apparues par rapport aux cas d'atomes isolés. Ces modifications sont un élargissement de la distribution des largeurs de raie des modes propres ainsi qu'une modification de leurs fréquences de résonance. Le Chapitre 4 s'intéresse à la mesure expérimentale de ces modifications d'un point de vue spectral. Le Chapitre 5 présente les conséquences de ces interactions d'un point de vue temporel.

Chapitre 4

Étude spectrale de la diffusion de la lumière par un nuage dense

Sommaire

4.1	Dipôles couplés : un petit plus de théorie	125
4.1.1	Système étudié	125
4.1.2	Spectres d'excitation collectifs	125
4.1.3	Largeur de la résonance	126
4.1.4	Centre de la raie d'excitation	128
4.1.5	Effets de taille finie du nuage	129
4.1.6	Asymétrie des spectres	129
4.1.7	Influence du point d'observation	130
4.1.8	Rôle des termes en $\frac{1}{r^2}$ et $\frac{1}{r^3}$	131
4.1.9	Influence des paires proches	132
4.2	Spectres d'excitation : utilisation d'impulsions courtes .	133
4.2.1	Description de la méthode	134
4.2.2	Spectre d'excitation avec un atome	136
4.2.3	Spectres d'excitation en fonction du nombre d'atomes . . .	137
4.2.4	Largeur des spectres et fréquence centrale d'excitation . . .	138
4.2.5	Quantité de lumière diffusée récoltée	141
4.2.6	Conclusion sur l'étude avec des impulsions courtes	143
4.3	Spectres d'excitation : excitation longue et utilisation des temps de vol	143
4.3.1	Description	143
4.3.2	Spectre d'excitation en fonction du nombre d'atomes	144
4.3.3	Largeur des spectres et fréquence centrale d'excitation . . .	145
4.3.4	Comparaison avec la méthode des impulsions courtes	146
4.3.5	Quantité de lumière diffusée récoltée	147
4.3.6	Conclusion sur l'étude avec des impulsions longues	149
4.4	Influence de l'intensité d'excitation sur les effets collectifs	149
4.4.1	Méthode expérimentale	150

4.4.2	Spectres d'excitation en fonction de l'intensité du faisceau excitateur	151
4.4.3	Quantité de lumière diffusée à résonance en fonction de l'intensité du faisceau excitateur	152
4.4.4	Conclusion sur l'influence de l'intensité	155
4.5	Modification de la polarisation de la lumière émise par les atomes du nuage	155
4.5.1	Analyse de la polarisation : cas d'un seul atome	155
4.5.2	Analyse de la polarisation : cas d'un milieu dense	157
4.5.3	Conclusion sur la modification de la polarisation	159
4.6	Conclusion	160

Dans le chapitre théorique précédent, nous avons posé les équations permettant de calculer les amplitudes d'une assemblée de dipôles en interactions les uns avec les autres lorsqu'ils sont soumis à un champ lumineux excitateur de faible amplitude. Ces interactions entre les dipôles est à l'origine d'une modification des valeurs propres du système. Le présent chapitre s'intéresse à l'une des conséquences de ces modifications, qui est la modification de la raie d'excitation collective. La raie d'excitation est la probabilité d'exciter les atomes du nuage en fonction de la fréquence de l'excitation. Pour cela, nous étudions expérimentalement et théoriquement la quantité de lumière diffusée par des nuages atomiques. En particulier, nous étudions comment la diffusion de la lumière est modifiée lorsque l'on augmente les interactions entre les atomes. Nous augmentons ces interactions en plaçant un nombre croissant d'atomes dans un volume limité.

Ce chapitre commence par une étude de la raie d'excitation collective au moyen des deux modèles présentés au Chapitre 3 appliqués aux spécificités expérimentales de notre dispositif. Notamment, nous calculerons numériquement la façon dont les effets collectifs modifient la raie d'excitation collective du nuage lorsque les interactions entre les atomes sont importantes. Dans un second temps, nous présenterons l'étude expérimentale correspondante que nous avons menée. Nous exposerons notamment deux techniques expérimentales que nous avons mises en œuvre : celle des courtes impulsions et celle du temps de vol, qui permettent toutes les deux d'observer des effets collectifs significatifs. Les résultats seront comparés aux modèles et nous montrons notamment l'incompatibilité avec le modèle de champ moyen Timed Dicke présenté au chapitre précédent. Dans un troisième temps, nous nous intéresserons au comportement du nuage atomique lorsque l'intensité du faisceau excitateur est modifiée sur plusieurs ordres de grandeur. Finalement, nous étudierons la modification de la polarisation de la lumière émise par les atomes en présence d'interactions.

4.1 Dipôles couplés : un petit plus de théorie

Dans cette partie, nous allons appliquer les deux modèles dérivés dans le Chapitre 3 - le premier étant le modèle à deux niveaux et le second le modèle des dipôles classiques, à l'étude de la modification de la raie d'excitation collective.

4.1.1 Système étudié

Le système que nous étudions ici s'attache à reproduire la situation expérimentale de notre dispositif (voir la Figure 4.1) le plus fidèlement possible. Nous le décrivons ci-dessous. Les nuages atomiques étudiés comprennent entre un seul et 400 atomes à une température de $150 \mu\text{K}$, supposés relâchés dans l'espace libre d'un piège dipolaire de profondeur $U/k_B = 1 \text{ mK}$. Le nuage possède une forme de cigare, allongé suivant l'axe x . Les atomes y sont répartis aléatoirement dans l'espace suivant les probabilités de la distribution thermique. Les largeurs de la distribution atomique sont : $\sigma_x = 2 \mu\text{m}$ $\sigma_y = \sigma_z = 300 \text{ nm}$. On envoie sur le nuage atomique un faisceau lumineux de faible intensité de polarisation σ_+ et se propageant suivant la direction z . La lumière diffusée est ensuite collectée suivant l'axe long du nuage (axe x) à 90° de l'excitation.

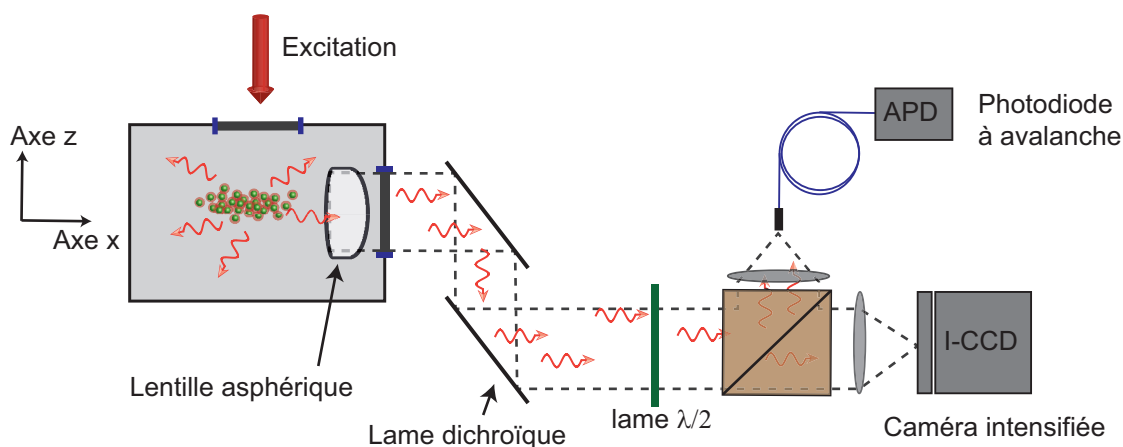


FIGURE 4.1 – Schéma de la situation expérimentale étudiée.

4.1.2 Spectres d'excitation collectifs

Du point de vue théorique, on utilise les Formules 3.41 et 3.58 pour calculer l'amplitude des dipôles. Dans la section présente, nous n'appliquons pas les facteurs correcteurs permettant de prendre en compte la sous-structure Zeeman du rubidium dans les modèles (voir Section 3.3.4 et Section 3.4.2). En résolvant les Équations 3.41 et 3.58, on obtient l'amplitude de chaque dipôle, à partir desquelles il est possible de calculer le champ rayonné par le nuage en champ lointain suivant la formule :

$$E_{\text{ray},\alpha}(\mathbf{r}) = \frac{k^3}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^N \sum_{\substack{\beta= \\ (x,y,z)}} g_{\alpha\beta}(\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}-\mathbf{r}_j)) d_{j,\beta} , \quad (4.1)$$

où, dans le cas des dipôles classiques, les composantes $d_{j,\alpha}$ correspondent à l'amplitude du dipôle suivant les trois directions de l'espace $\alpha = (x, y, z)$ pour chaque atome j . Dans le cas des atomes à deux niveaux, afin de prendre en compte l'excitation circulaire, on applique la formule suivante $\mathbf{d}_j = \beta_j(\frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{i}{\sqrt{2}}, 0)$, où les β_j sont les amplitudes des dipôles calculées par le modèle. L'intensité diffusée est alors donnée, dans les deux cas, par $I_{\text{sc}}(\mathbf{r}) = |\sum_{\alpha} E_{\text{sc},\alpha}(\mathbf{r})|^2$.

La Figure 4.2 représente l'intensité lumineuse diffusée à 90° de l'excitation en fonction du désaccord du faisceau excitateur avec la résonance atomique. Bien que la forme soit différente pour les deux modèles, trois éléments sont communs : la raie est plus large que celle d'un seul atome isolé (voir Section 4.1.3), le centre de la raie est décalée (voir Section 4.1.4) et la raie est asymétrique (voir Section 4.1.6).

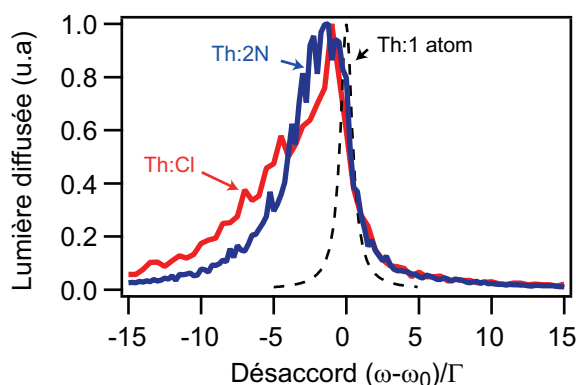


FIGURE 4.2 – Probabilité d'excitation (spectre d'excitation) du nuage atomique en fonction du désaccord du faisceau excitateur. Paramètres de la simulation : $N = 400$ atomes à $T = 150 \mu\text{K}$ supposés relâchés d'un piège $U/k_B = 1 \text{ mK}$. La courbe bleue correspond au modèle à deux niveaux (Th :2N) et la courbe rouge correspond aux dipôles classiques (Th :Cl). La courbe en traits pointillés correspond au cas où il n'y a qu'un seul atome sans interactions. Les courbes sont moyennées sur 100 nuages par point pour le modèle à deux niveaux et 50 nuages par point pour le modèle classique. Les courbes ont été normalisées pour avoir une amplitude unité.

4.1.3 Largeur de la résonance

Le premier élément notable dans les spectres d'excitation collectifs est la largeur de la raie qui est significativement plus grande que pour un seul atome isolé. La Figure 4.3 représente la largeur à mi-hauteur (FWHM) des spectres d'excitation calculés suivant les deux modèles théoriques avec différents nombres d'atomes. Le maximum de l'excitation n'est pas toujours en $\delta = 0$ (voir Section 4.1.4). Pour des nombres

d'atomes proches de un la largeur de la raie correspond à Γ , la largeur naturelle. La largeur croît ensuite linéairement avec le nombre d'atomes pour les deux modèles. Dans les simulations, le volume du nuage étant constant, l'augmentation du nombre d'atomes réduit la distance moyenne entre les atomes. Il en résulte une augmentation de la force des interactions entre les atomes, ce qui se traduit par l'augmentation de la largeur de la raie d'excitation collective qui est observée. Les points théoriques sont bien ajustés (voir Figure 4.3) par un modèle en loi de puissance du nombre d'atomes suivant $y(N) = 1 + a \times N^b$. On obtient pour le modèle à deux niveaux $a(2N) = 2.2(0.4) \times 10^{-2}$ et $b(2N) = 0.82(0.03)$. Pour le modèle classique, on obtient : $a(Cl) = 2.4(0.3) \times 10^{-2}$ et $b(Cl) = 0.90(0.02)$. La constante ayant été gardée fixe à 1. La dépendance de la largeur avec le nombre d'atomes et donc avec la densité (le volume est fixe) est à une puissance légèrement inférieure à l'unité. Cette puissance nous permet de déterminer un ordre de grandeur de la force moyenne des interactions entre les atomes. En effet, théoriquement, l'interaction entre les atomes fait intervenir trois types de dépendances spatiales : $1/r$, $1/r^2$ et $1/r^3$. À partir du résultat de la simulation numérique, on détermine la puissance de l'interaction moyenne entre les atomes $\propto n^b \propto (\frac{N}{r^3})^b$ soit $\propto 1/r^{3b}$. Pour les deux modèles, on obtient : $3b \sim 2.5$. On a donc une très forte dépendance des interactions entre atomes à la distance moyenne interatomique. Ainsi, la force d'interaction entre les atomes est, par exemple, beaucoup plus marquée que celle que l'on trouve pour des atomes placés dans un PMO (Bienaimé, Piovella, et Kaiser, 2012).

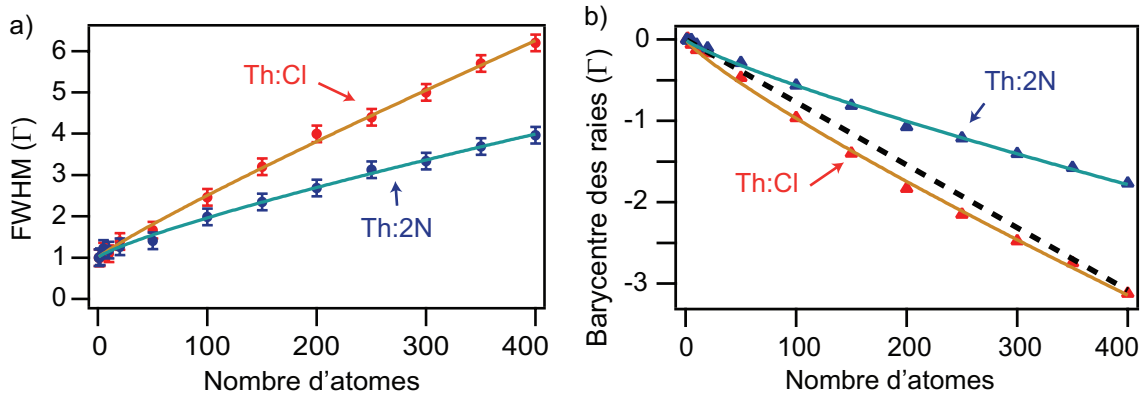


FIGURE 4.3 – a) Largeur à mi-hauteur (*FWHM*) des raies d'excitation collectives suivant les deux modèles théoriques avec différents nombres d'atomes. b) Barycentre des raies d'excitation collectives suivant les deux modèles théoriques avec différents nombres d'atomes. Dans les deux cas, les points bleus correspondent à la théorie à deux niveaux (*Th :2N*) et les points rouges, au cas classique (*Th :Cl*). Les données sont ajustées par des modèles en loi de puissance (voir texte), représentés en traits continus sur les figures (en bleu clair pour le modèle à deux niveaux et en orange pour le cas classique). La courbe en traits pointillés correspond à la prédiction faite par (Friedberg et Manassah, 2010) (voir texte).

Cet élargissement peut être vu comme la contribution collective des différents modes qui émergent des interactions entre les atomes. Ces modes possèdent des éner-

gies propres et des vecteurs propres qui ont été présentés Section 3.6.1. Cependant, il est important de noter que le diagramme de rayonnement atomique ne dépend pas uniquement des valeurs propres collectives, le couplage avec le faisceau laser doit être pris en compte ainsi que les interférences entre les champs diffusés par les atomes. En effet, tous les modes ne sont pas excités par le laser et donc le comportement atomique peut être différent de celui attendu en regardant uniquement ses valeurs propres. Tout comme les interférences entre les différents champs diffusés par les atomes qui influent sur la forme du spectre d'excitation suivant le point d'observation (Voir Section 4.1.7). Pour ces différentes raisons, il est nécessaire de calculer complètement la raie d'excitation émergeant de la superposition des champs diffusés par les atomes au point d'étude considéré.

4.1.4 Centre de la raie d'excitation

Le second élément notable est le changement du centre de la raie d'excitation collective. La Figure 4.3 b) reprend ces déplacements en fonction du nombre d'atomes considéré. Le centre de la raie d'excitation est défini suivant la formule :

$$\Delta\nu_c = \frac{\sum_j a_j \nu_j}{\sum_j \nu_j}, \quad (4.2)$$

où les a_j représentent les amplitudes du spectre aux fréquences ν_j . La raie se décale vers les valeurs négatives pour les deux modèles. Ce changement du centre de la raie inclut deux éléments : le décalage de Lorentz-Lorentz (Friedberg, Hartmann, et Manassah, 1973; Maki *et al.*, 1991) et le Lamb shift collectif (Friedberg, Hartmann, et Manassah, 1973; Scully, 2009). Les décalages présentés ici incluent ces deux décalages. Les points théoriques sont bien ajustés par un modèle en loi de puissance : $y(N) = a \times N^b$ avec pour le modèle à deux niveaux $a(2N) = -1.2(0.1) \times 10^{-2}$ et $b(2N) = 0.83(0.02)$. Pour le modèle classique, on obtient : $a(Cl) = -1.9(0.1) \times 10^{-2}$ et $b(Cl) = 0.84(0.02)$. L'étude du centre de la raie d'excitation a fait l'objet de nombreuses études, notamment (Friedberg, Hartmann, et Manassah, 1973; Friedberg et Manassah, 2010; Svidzinsky, Chang, et Scully, 2010), et de quelques mesures (Keaveney *et al.*, 2012). Sur la Figure 4.3, est aussi représenté le calcul du déplacement de la raie à partir des formules dérivées par (Friedberg et Manassah, 2010) pour des nuages de tailles identiques à notre situation expérimentale. Dans cet article, les auteurs conduisent une étude analytique de la position de la raie collective avec des atomes à deux niveaux. Ils considèrent des nuages de forme ellipsoïdique contenant une distribution atomique gaussienne continue. Cette prédiction doit être comparée avec notre modèle à deux niveaux. On remarque que les deux approches donnent des résultats qui ne diffèrent que de $\sim 30\%$. La principale différence entre notre approche numérique et leur approche analytique se trouve dans l'hypothèse d'une distribution continue d'atomes dans le nuage qui n'est pas valide dans notre cas, notamment à cause des effets de taille finie présentés dans la section suivante.

4.1.5 Effets de taille finie du nuage

La Figure 4.4 représente quatre spectres calculés à densité égale, mais avec deux couples de valeurs nombre d'atomes et température différents et en se servant des deux modèles : le modèle à deux niveaux et le modèle classique. Bien que la densité pic soit identique, le nombre d'atomes joue un rôle important sur la forme de la raie d'excitation collective. En effet, la largeur, le centre et l'asymétrie de la raie sont différentes. Cet effet de taille finie est une conséquence de l'utilisation d'ensembles atomiques mésoscopiques et nous indique que la densité atomique n'est pas, dans notre cas, un paramètre suffisant pour décrire complètement notre nuage.

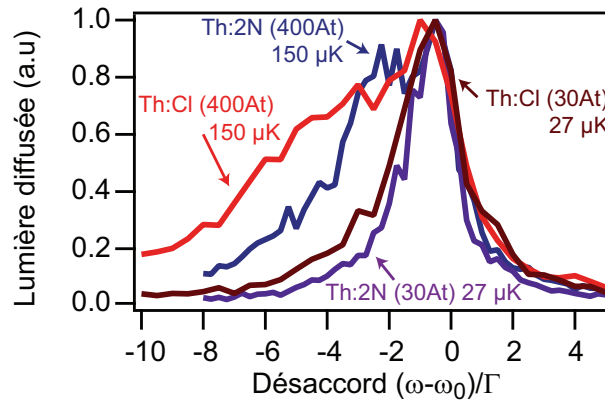


FIGURE 4.4 – Spectres d'excitation du nuage atomique en fonction du désaccord du faisceau exciteur à une densité fixe pour deux couples de nombre d'atomes et température différents. La densité atomique pic est $n = 1.2 \times 10^{14}$ at/cm³ et les atomes sont supposés relâchés d'un piège $U/k_B = 1$ mK. Les courbes bleue et rouge : 400 atomes à une température 150 μ K avec le modèle à deux niveaux et le modèle classique. Les courbes en marron et en violet : 30 atomes à 27 μ K avec les deux modèles théoriques. Les courbes ont toutes été normalisées à l'unité. Les courbes sont moyennées sur 100 nuages par point pour le modèle à deux niveaux et 50 nuages par point pour le modèle classique.

4.1.6 Asymétrie des spectres

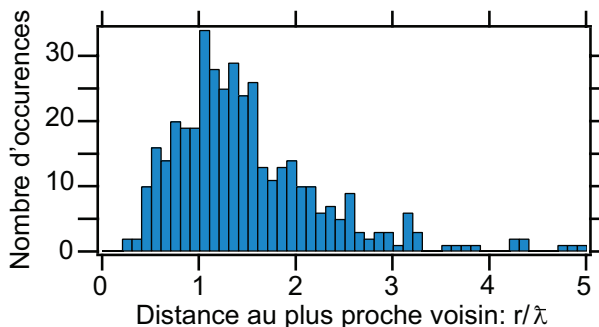
Les courbes de la Figure 4.2 font apparaître une asymétrie. Pour expliquer ce phénomène, on reprend les arguments avancés par (Chomaz *et al.*, 2012). Le spectre d'un seul atome est une lorentzienne, donc symétrique. En présence d'un nombre plus élevé d'atomes, il nous faut regarder les distances interparticulaires. Lorsque $r \leq k^{-1}$, il commence à apparaître une asymétrie dans le spectre. Le principal terme des interactions entre les atomes est $\propto \hbar\Gamma/(kr)^3$.

Afin de comprendre l'argument, considérons dans un premier temps deux atomes avec $r \ll k^{-1}$ soumis à une excitation linéaire polarisée suivant l'axe x et se propageant suivant l'axe z. Si l'on suppose les deux atomes alignés suivant l'axe x, on peut calculer la modification de l'énergie de la paire atomique avec la Formule 3.58. En régime stationnaire, cette énergie est modifiée de la quantité : $\Delta E = -\frac{3}{2} \frac{\hbar\Gamma}{(kr)^3}$. À l'opposé, si

ceux-ci sont positionnés perpendiculairement à l'axe x , leur énergie est modifiée de la quantité : $\Delta E = +\frac{3}{4} \frac{\hbar\Gamma}{(kr)^3}$. La fréquence de résonance est différente dans ces deux cas, que nous nommons le cas rouge et le cas bleu. La condition de résonance est alors satisfaite pour un faisceau exciteur désaccordé de $\delta_{\text{rouge}} = -\frac{3}{2} \frac{\Gamma}{(kr)^3}$ et $\delta_{\text{bleu}} = \frac{3}{4} \frac{\Gamma}{(kr)^3}$. De ces deux désaccords différents, naît l'asymétrie observée. En effet, si l'on vient sonder ces atomes avec un faisceau exciteur désaccordé de $\delta > 0$, la résonance se fera avec des paires distantes de $r_{\text{bleu}} = \frac{1}{k} \left(\frac{3}{4} \frac{\Gamma}{\delta}\right)^{\frac{1}{3}}$. Par contre, pour le désaccord $-\delta$, la résonance se fera avec des paires plus éloignées : $r_{\text{rouge}} = \frac{1}{k} \left(\frac{3}{2} \frac{\Gamma}{|\delta|}\right)^{\frac{1}{3}} > r_{\text{bleu}}$.

Pour conclure, il nous faut connaître la distribution des distances au plus proche voisin. La distribution correspondant au nuage de la Figure 4.2 est représentée sur la Figure 4.5. Pour simplifier le raisonnement, on approxime ici la forme globale du nuage à une sphère et on suppose que les distributions des distances interparticulaires sont angulairement les mêmes. La distribution représentée est croissante entre 0 et λ . Or, on a $r_{\text{bleu}} < r_{\text{rouge}}$. Il y a donc plus de paires résonantes avec le désaccord $-\delta$ qu'avec le désaccord δ , entraînant l'asymétrie des spectres d'excitation.

FIGURE 4.5 – *Histogramme de la distance au plus proche voisin entre les atomes. Le nuage comprend 400 atomes à une température de 150 μK supposés relâchés d'un piège de profondeur $U/k_B = 1$ mK.*



4.1.7 Influence du point d'observation

Expérimentalement, nous étudions la diffusion par les atomes d'un faisceau exciteur dans la direction de collection de la lentille, qui est fixe. Théoriquement, il nous est possible de calculer l'effet des interactions suivant le point d'observation choisi. Celui-ci a une influence sur la forme de la raie d'excitation collective mesurée à cause des interférences entre les champs diffusés par les atomes qui dépendent du point d'observation.

Nous avons donc calculé l'intensité diffusée dans trois directions orthogonales de l'espace en fonction du désaccord du faisceau exciteur. Les trois axes que nous avons choisis sont : l'axe allongé du nuage : axe x (cas expérimental) ; l'axe de propagation du faisceau exciteur : axe z (dans ce cas, nous présentons uniquement la quantité de lumière diffusée par le nuage, sans la lumière d'excitation) et l'axe restant : l'axe y . La Figure 4.6 représente le spectre calculé pour 400 atomes avec les deux modèles, le modèle à deux niveaux et le modèle classique. La lumière d'excitation est toujours supposée polarisée circulairement. On remarque que les spectres d'excitation diffèrent selon la direction d'observation choisie.

Cette inhomogénéité s'explique par la combinaison de deux phénomènes. Le pre-

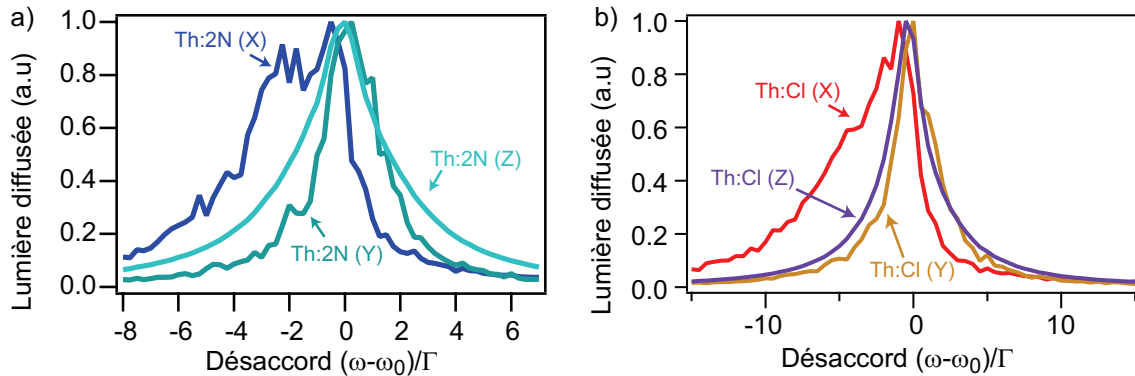


FIGURE 4.6 – *Spectres d'excitation du nuage atomique en fonction du désaccord du faisceau excitateur selon la direction d'observation choisie (X, Y ou Z), calculé avec a) le modèle à deux niveaux et b) le modèle classique. La densité atomique pic est $n = 1.2 \times 10^{14}$ at/cm³ et les 400 atomes à une température de 150 μ K sont supposés relâchés d'un piège $U/k_B = 1$ mK. Les courbes ont toutes été normalisées à l'unité. Les courbes sont moyennées sur 100 nuages par point pour le modèle à deux niveaux et 50 nuages par point pour le modèle classique.*

mier porte sur le diagramme d'émission des modes collectifs. En envoyant un faisceau lumineux sur les atomes, on excite un certain nombre de modes collectifs atomiques. Chacun de ces modes possède un diagramme d'émission qui est assez complexe puisqu'il fait intervenir la position relative des atomes. Le second phénomène correspond aux interférences qui naissent de la superposition des champs lumineux émis par chacun des atomes. La géométrie globale du nuage atomique intervient de façon importante dans ces interférences et elle a fait l'objet de nombreuses études, voir notamment (Friedberg, Hartmann, et Manassah, 1973; Friedberg et Manassah, 2010; Keaveney *et al.*, 2012). Expérimentalement, il ne nous est pas possible de déplacer la lentille de collection par rapport au nuage puisque c'est au travers de celle-ci que passe le faisceau du laser piège. Il est par contre possible de changer l'angle du faisceau excitateur, ce qui constituerait une étude complémentaire à celle du présent manuscrit.

4.1.8 Rôle des termes en $\frac{1}{r^2}$ et $\frac{1}{r^3}$

Pour illustrer l'influence des différents termes qui composent l'expression des interactions entre les atomes, nous avons effectué une simulation qui consiste à supprimer les termes d'interaction de courte portée : $1/r^2$ et $1/r^3$. Cette réduction au seul terme de rayonnement en $1/r$ est souvent effectuée dans le cadre de l'étude de la diffusion de la lumière dans des PMO (Akkermans, Gero, et Kaiser, 2008; Bienaimé *et al.*, 2013). Le résultat du spectre d'excitation est représenté Figure 4.7 pour les deux modèles et suivant les trois axes d'observation. Les formes des spectres d'excitation sont significativement différentes de celles obtenues Figure 4.6. En effet, l'axe des abscisses a ici été modifié afin de pouvoir visualiser clairement ces nouveaux spectres d'excitation. De plus, on remarque qu'ils sont nettement plus chahutés et ce comportement s'est

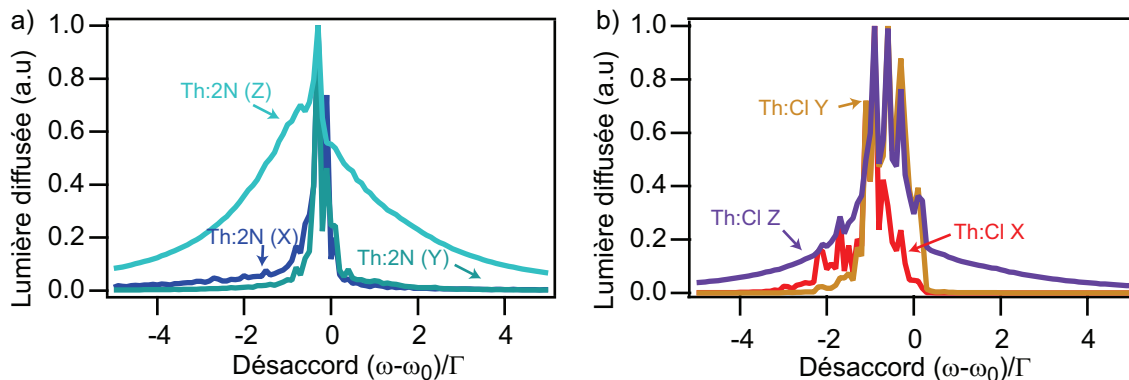


FIGURE 4.7 – Spectres d’excitation du nuage atomique en fonction du désaccord du faisceau excitateur où l’on a supprimé les termes d’interaction en $1/r^2$ et $1/r^3$ pour a) le modèle à deux niveaux et b) le modèle classique. La densité atomique pic est $n = 1.2 \times 10^{14}$ at/cm³ et les 400 atomes à une température de 150 μ K sont supposés relâchés d’un piège $U/k_B = 1$ mK. Les courbes ont toutes été normalisées à l’unité. Les courbes sont moyennées sur 100 nuages par point pour le modèle à deux niveaux et 50 nuages par point pour le modèle classique. L’axe des abscisses a été dilaté par rapport à celui présenté Figure 4.6.

maintenu quel que soit le nombre de nuages utilisés pour effectuer la moyenne. La réduction au seul terme de rayonnement de l’interaction entre les atomes ($1/r$) n’est donc pas possible dans notre cas.

4.1.9 Influence des paires proches

Nous cherchons ici à comprendre l’influence des paires d’atomes très proches sur la forme du spectre d’excitation. En particulier nous étudions l’impact des paires d’atomes comprises entre 0.1λ et λ de la Figure 4.5 sur la raie collective. En effet, cette zone correspond à celle où les termes d’interactions en champ proche ($1/r^3$, $1/r^2$) sont très grands. Pour cela, nous avons calculé les spectres d’excitation avec des sphères d’exclusion autour des atomes qui sont différentes. La première sphère que nous avons utilisée correspond à un diamètre de $a_1 = 10$ nm $\sim 0.1k^{-1}$, soit environ la longueur d’onde thermique de de Broglie des atomes dans le nuage. Cette condition est celle utilisée pour tous les spectres d’excitation dans tout le reste du manuscrit. La seconde sphère d’exclusion que nous avons utilisée correspond à une zone d’exclusion autour des atomes plus importante : $a_2 = k^{-1}$. Cette méthode d’étude s’inspire de celle réalisée par (Chomaz *et al.*, 2012).

Nous avons calculé les spectres d’excitation avec 400 atomes à une température de 150 μ K supposés relâchés d’un piège de profondeur $U/k_B = 1$ mK avec les deux zones d’exclusion et ceci pour les deux modèles : le modèle de l’atome classique (voir Figure 4.8 a)) et le modèle à deux niveaux. Nous avons ensuite effectué le ratio entre les spectres obtenus avec les deux zones d’exclusion, les ratios sont représentés Figure 4.8 b). Les deux modèles donnent des courbes comparables. Sur la zone qui s’étend

de -3Γ à 2Γ , le ratio est égal à l'unité. Ceci suggère que le décalage du centre de la raie d'excitation collective ainsi que les asymétries observés précédemment (qui se produisent dans cette zone de -3Γ à 2Γ) sont des effets des interactions à longue portée ($> \lambda$) puisque le ratio est unitaire. À l'opposé, pour des désaccords en dehors de cet intervalle, le ratio augmente significativement, l'amplitude du spectre d'excitation pour a_1 est plus importante que pour a_2 . Cela indique qu'une forte amplitude dans les ailes des spectres d'excitation se produit uniquement lorsqu'il existe des paires d'atomes très proches.

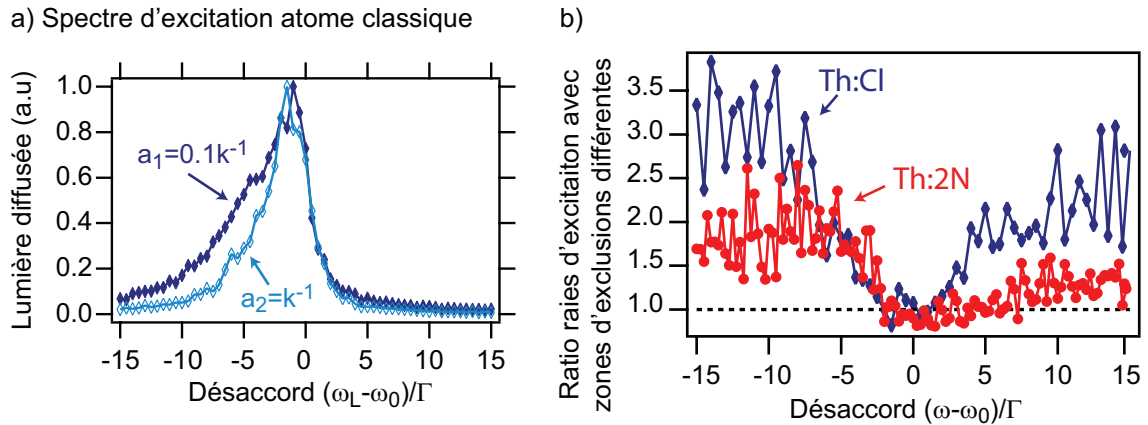


FIGURE 4.8 – a) Spectres d'excitation collectifs avec deux zones d'exclusion autour des atomes différentes : $a_1 = 0.1k^{-1}$ et $a_2 = k^{-1}$ calculés à partir du modèle de l'atome classique. b) Rapports des raies d'excitation collectives calculés avec deux zones d'exclusion autour des atomes qui sont différentes : $a_1 = 0.1k^{-1}$ et $a_2 = k^{-1}$ suivant les deux modèles (les spectres dans le cas du modèle de l'atome classique sont représentés sur la Figure 4.8 a)). La densité atomique pic est $n = 1.2 \times 10^{14}$ at/cm³ et les 400 atomes à une température de $150 \mu\text{K}$ sont supposés relâchés d'un piège $U/k_B = 1$ mK. Les courbes sont moyennées sur 100 nuages par point pour le modèle à deux niveaux et 50 nuages par point pour le modèle classique.

Nous allons maintenant présenter deux méthodes expérimentales de mesures de ces raies d'excitation collectives : la première consiste en l'utilisation d'impulsions de courte durée et la seconde utilise des temps de vol.

4.2 Spectres d'excitation : utilisation d'impulsions courtes

Nous présentons ici la première méthode que nous avons mise en place pour mettre en évidence les effets collectifs dans les nuages d'atomes froids. Cette méthode consiste en l'excitation de nuages atomiques comprenant entre ~ 1 atome et jusqu'à ~ 450 atomes par des impulsions de courte durée.

4.2.1 Description de la méthode

Nous cherchons à mettre en évidence les modifications de la raie d'excitation collective du nuage atomique, causées par les interactions entre les atomes. Pour cela, on mesure la quantité de lumière diffusée par le nuage en fonction du désaccord du faisceau excitateur par rapport à la transition atomique de référence. Plus précisément, nous envoyons des impulsions lumineuses de courte durée (une centaine de nanosecondes), de polarisation σ_+ , à une fréquence d'excitation que l'on fait varier d'un point de mesure à l'autre. Les nuages d'atomes froids sont, au moment de l'envoi du faisceau excitateur, non piégés et préparés dans l'état ($5^2S_{1/2}, F=2$). On collecte la lumière diffusée par ces atomes à un angle de 90° de l'excitation grâce à la lentille asphérique (voir Figure 4.1).

Les séquences expérimentales

La séquence expérimentale dont nous nous sommes servis est représentée Figure 4.9. Cette séquence reprend l'optimisation du chargement de la micro-pince présentée Section 1.4. L'objectif de cette séquence de chargement est d'obtenir un nuage atomique comprenant entre ~ 1 atome et ~ 450 atomes. Succinctement, dans un premier temps, on charge le macro-piège ($\sim 4 \mu\text{m}$) à partir d'un PMO, ce dernier est ensuite éteint. La macro-pince contient jusqu'à 2000 atomes et sert ensuite de réservoir de chargement à une micro-pince ($\sim 1.6 \mu\text{m}$) pendant 220 ms. Après une période d'évaporation libre de 60 ms, la micro-pince de profondeur $U/k_B \sim 1$ mK contient jusqu'à ~ 450 atomes. Pour obtenir des nombres d'atomes plus faibles dans la micro-pince, on diminue la température du four de chargement et/ou on éteint le ralentisseur Zeeman, ce qui permet de diminuer la densité du PMO et donc le nombre d'atomes présents dans la micro-pince à la fin de la séquence de chargement.

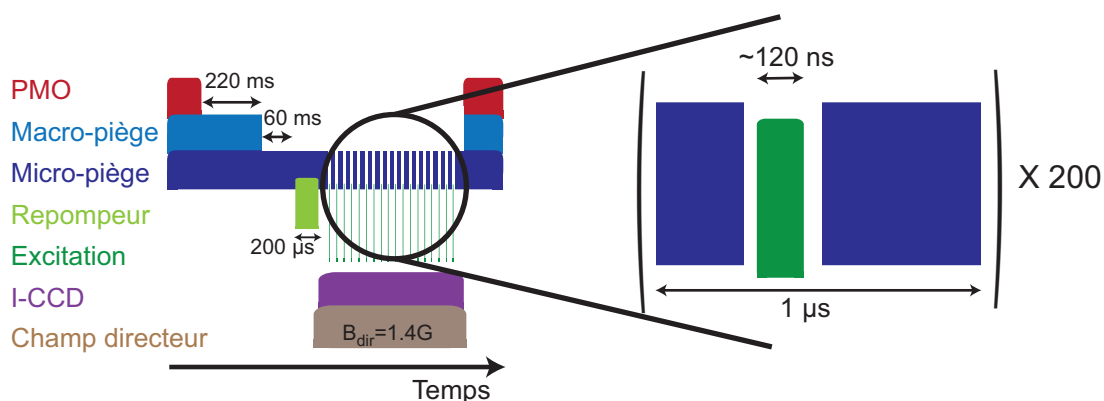


FIGURE 4.9 – *Chronogramme de la séquence expérimentale utilisée pour les mesures avec la méthode des impulsions courtes. La durée totale de la séquence est de 350 ms et comprend 200 impulsions de faisceau excitateur. Expérimentalement, nous utilisons entre quelques dizaines et quelques centaines de séquences par point de mesure.*

À la fin de la période de chargement, les atomes ont une température $\sim 65 \mu\text{K}$ et la densité pic vaut $n_0 = 2.3 \times 10^{14}$ at/cm³ dans le cas comprenant 450 atomes piégés.

Après le chargement de la micro-pince, nous préparons les atomes dans l'état $(5^2S_{1/2}, F=2)$ (voir ci-dessous) puis nous coupons le piège. Nous envoyons alors une impulsion de courte durée sur les atomes, résonante avec la transition $(5^2S_{1/2}, F=2) \leftrightarrow (5^2P_{3/2}, F'=3)$. Le piège est ensuite rallumé pour recapturer les atomes. Nous répétons cette opération d'extinction du piège, d'envoi d'une impulsion lumineuse et enfin de rallumage du piège plusieurs centaines de fois par séquence. L'objectif poursuivi par cette méthode est d'envoyer de nombreuses impulsions courtes sur des atomes libres pour avoir un temps d'accumulation raisonnable tout en maintenant la distance interatomique moyenne globalement constante. Les différents paramètres que nous avons optimisés spécifiquement pour cette séquence de mesure et la façon dont nous les avons optimisés sont les suivants :

- **Préparation des atomes dans l'état $(5^2S_{1/2}, F=2)$.** À la fin du transfert du PMO vers la macro-pince, les atomes sont dans l'état $F=1$. Cette préparation permet d'éviter les collisions hyperfines entre les atomes durant la période de 220 ms utilisée pour transférer les atomes vers la micro-pince et les 60 ms d'évaporation libre qui suivent. Nous utilisons un faisceau repompeur résonant avec la transition $(5^2S_{1/2}, F=1) \leftrightarrow (5^2P_{3/2}, F'=2)$ et de polarisation σ_+ , ce qui permet de transférer les populations atomiques de l'état $F=1$ vers l'état $F=2$. Nous avons optimisé la durée de repompage permettant d'obtenir le meilleur taux transfert de population dans $F=2$ et qui soit la plus courte possible. Nous utilisons donc une durée de 300 μs à une intensité de saturation $s \sim 1$, ce qui permet de repomper $\sim 94\%$ des atomes vers l'état $F=2$.
- **La durée de chaque impulsion.** Les impulsions lumineuses sont envoyées sur le nuage atomique après qu'il a été relâché du piège. La durée de coupure a été choisie pour que la densité atomique (donc la distance moyenne interatomique) ne varie que de 2% au maximum. Cela correspond à une durée de coupure du piège de ~ 300 ns. Le pulse lumineux est alors envoyé pendant cet intervalle où les atomes sont libres. Ce pulse est généré grâce à un EOM. Sa durée à mi-hauteur est 125 ns et possède une forme quasi-rectangulaire (temps de montée 40 ns). Une impulsion est représentée sur la Figure 4.10 b).
- **L'intensité de chaque impulsion.** L'intensité de saturation des impulsions est fixée à $s = I/I_{\text{sat}} = 0.1$. Cette intensité est choisie pour rester dans le régime linéaire de la réponse des atomes (I le plus faible possible) tout en ayant un signal provenant des atomes qui permette de garder des temps de collection des données qui restent raisonnables. La condition de faible saturation des transitions atomiques est une hypothèse importante des modèles théoriques de la diffusion de la lumière dans les milieux denses que nous avons présentés Chapitre 3. L'effet de l'intensité lumineuse sur la diffusion collective de la lumière est présenté expérimentalement Section 4.4. Son étude théorique n'a pas été menée au cours de cette thèse.
- **Le nombre d'impulsions par séquence.** Le nombre d'impulsions est contraint par deux éléments. Le premier est le rapport signal sur bruit que l'on souhaite

le plus grand possible. Pour cela, il s'agit d'utiliser un nombre d'impulsions par séquence qui soit le plus important possible. Le second élément concerne le dépompement des atomes ainsi que leur température. Plus le nombre d'impulsions est important, plus le risque d'exciter hors résonance la transition ($5^2P_{3/2}, F' = 2$) est important, ce qui résulte en un dépompement des atomes dans l'état ($5^2S_{1/2}, F = 1$). Lorsque les atomes tombent dans cet état, ils ne sont plus résonants avec les impulsions lumineuses suivantes, changeant ainsi les conditions expérimentales. Cette contrainte limite le nombre d'impulsions par séquence que l'on peut envoyer sur les atomes. Par ailleurs, la température des atomes doit rester constante au cours de leur excitation, afin que la distance interatomique moyenne le reste aussi. Pour une intensité de saturation de $s = 0.1$, nous avons choisi d'envoyer 200 impulsions par séquence, ce qui permet de limiter le dépompement des atomes dans l'état $F = 1$ à un taux inférieur à 1%. La température, quant à elle augmente de moins de 10%.

La lumière diffusée résultant des impulsions lumineuses est collectée par la lentille de grande ouverture numérique servant à créer le piège dipolaire (voir Figure 4.1). Cette lumière est ensuite dirigée sur l'ICCD. Chaque point de mesure, à une fréquence d'excitation donnée, correspond à l'accumulation de la lumière diffusée pendant plusieurs milliers de séquences (voir ci-dessous).

4.2.2 Spectre d'excitation avec un atome

Dans un premier temps, nous avons appliqué cette méthode de mesure à ~ 1 atome pour comprendre le spectre d'excitation que nous obtenons. Le résultat est représenté sur la Figure 4.10 a). Chaque point de mesure sur la figure correspond à la réalisation d'un nombre de séquences compris entre 1000 et 2000. La barre d'erreur sur la quantité de lumière diffusée correspond à celle du bruit de mesure qui est relativement important ici en raison du faible signal atomique (1 seul atome). Sur cette courbe, nous avons aussi représenté le résultat de la simulation numérique d'un atome à douze niveaux (cinq dans le fondamental et sept excités) avec les équations de Bloch optiques (voir Annexe B). L'atome est supposé soumis à un champ exciteur de saturation $s = 0.1$ dont la forme temporelle correspond à celle utilisée expérimentalement (voir Figure 4.10 b)). Nous avons supposé que les niveaux atomiques sont dégénérés et nous avons négligé tout dépompement vers d'autres états. Les populations atomiques initiales sont supposées équi-réparties dans les sous-niveaux Zeeman du fondamental. La simulation numérique reproduit bien les données expérimentales.

Pour extraire la largeur de la courbe expérimentale, nous avons réalisé un ajustement des données expérimentales par une fonction lorentzienne dont la largeur et l'amplitude constituent les paramètres ajustables. Cet ajustement est représenté en pointillés sur la Figure 4.10 a). Cet ajustement reproduit bien les données et la largeur que l'on extrait de cette courbe correspond à 1.3Γ . Cette largeur est légèrement plus importante que la largeur attendue de la résonance d'un atome (Γ). Cette différence s'explique par l'utilisation d'une impulsion lumineuse de courte durée qui vient légèrement augmenter la largeur naturelle de la résonance par ses composantes

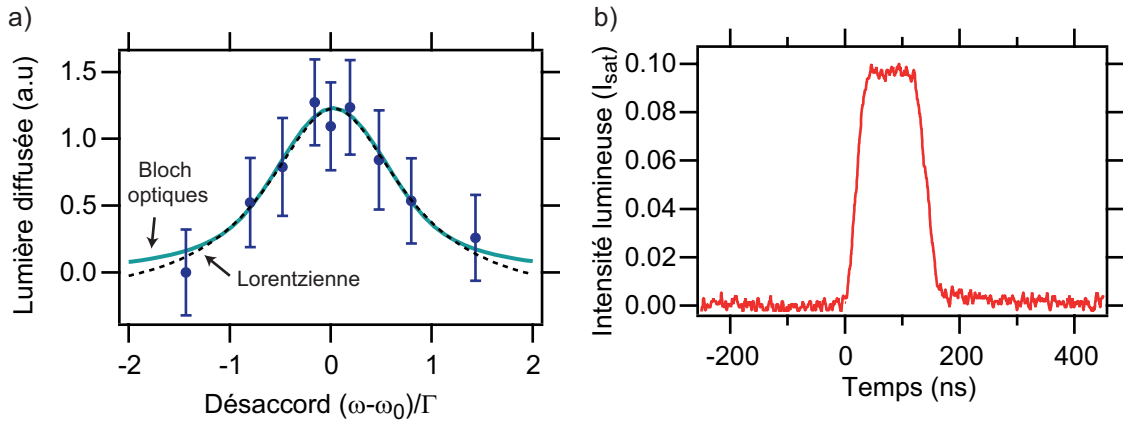


FIGURE 4.10 – *a) Spectre d'excitation de ~ 1 atome par la méthode des courtes impulsions. Le faisceau excitateur possède une intensité de saturation $s=0.1$. En trait continu bleu : la simulation par les équations de Bloch optiques de la quantité de lumière diffusée par un atome soumis au pulse représenté en b). En trait pointillé noir : l'ajustement des points expérimentaux par une fonction lorentzienne. b) Signal temporel de l'intensité d'une impulsion lumineuse.*

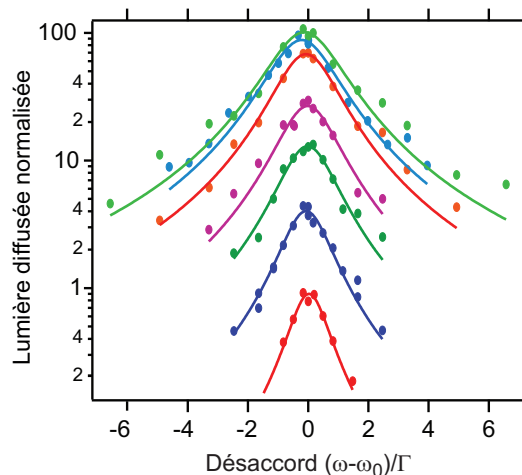
spectrales.

4.2.3 Spectres d'excitation en fonction du nombre d'atomes

Nous avons appliqué cette même méthode de mesure à des ensembles comportant des nombres d'atomes plus importants : compris entre ~ 1 et 450 atomes. Le résultat de cette expérience est représenté Figure 4.11 a). Sur cette figure, sont représentées les quantités de lumière diffusée récoltées dans la direction d'observation, en fonction du désaccord du faisceau excitateur avec la transition atomique de référence. Nous avons ajusté ces différentes courbes par des fonctions lorentziennes dont nous avons extrait la largeur et la position centrale, qui sont présentées dans la Section 4.2.4, ainsi que l'amplitude qui est étudiée Section 4.2.5.

L'utilisation de fonctions lorentziennes pour ajuster les courbes expérimentales, n'est, *a priori*, pas évidente. Notamment, en raison de l'étude effectuée Section 4.1 où des asymétries sont apparues dans les spectres d'excitation des nuages atomiques. Cependant, deux raisons nous indiquent que ces fonctions constituent une bonne approximation des données expérimentales. La première est l'absence expérimentale d'asymétrie dans les spectres d'excitation. Dans ce cas, la déviation des courbes expérimentales avec des fonctions lorentziennes est faible (voir Figure 4.11). La seconde raison tient au modèle de champ moyen que nous avons dérivé Section 3.3.5. En effet, la solution stationnaire à l'Équation 3.52 est $\beta_{TD} = \Omega / (2(\Delta - L_c) + i\Gamma_c)$. Le champ rayonné par ce dipôle moyen, dans la direction \mathbf{k} et en champ lointain est alors $E_{\text{ray}} \propto \beta_{TD} \sum_{j=1}^N e^{i(\mathbf{k}_L - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_j}$. L'intensité du champ rayonné est donc :

FIGURE 4.11 – *Spectre d'excitation en fonction du désaccord du faisceau exciteur pour différents nombres d'atomes dans le nuage. Le faisceau exciteur possède une intensité de saturation $s=0.1$ et une durée de ~ 120 ns. De bas en haut : 0.9, 5, 20, 50, 200, 325, 450 atomes. Toutes les courbes sont normalisées par rapport à la courbe comportant 0.9 atome. Les courbes continues sont des ajustements par des fonctions lorentziennes. L'erreur typique sur la quantité de lumière diffusée est 10% et celle sur la fréquence du faisceau exciteur $\pm 0.2\Gamma$.*



$$I_{\text{ray}} \propto \beta_{\text{TD}}^2 \sum_{j,j'=1}^N e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j'})} \quad (4.3)$$

$$\propto \beta_{\text{TD}}^2 \left(N + \sum_{\substack{j,j'=1 \\ j \neq j'}}^N e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j'})} \right), \quad (4.4)$$

où on a défini $\mathbf{q} = \mathbf{k}_L - \mathbf{k}$. La seconde somme dans l'Équation 4.4 est nulle car le nuage est symétrique et allongé ($r \gg q^{-1}$) dans la direction d'observation. Après un certain temps d'intégration, le nombre de photons diffusés dans la direction \mathbf{k} est donné par la formule simple :

$$n_{\text{ray}}(N, \Delta) = \eta N \frac{\Omega^2}{\Gamma_c^2 + 4(\Delta - L_c)^2}, \quad (4.5)$$

avec η , une constante qui prend en compte la géométrie du nuage et qui est indépendante du nombre d'atomes. Ce modèle prédit que les spectres d'excitation dépendent du désaccord du faisceau exciteur suivant une fonction lorentzienne de largeur Γ_c et dont le centre est décalé de L_c .

4.2.4 Largeur des spectres et fréquence centrale d'excitation

Les largeurs des spectres d'excitation expérimentaux sont représentées Figure 4.12. Ces largeurs sont extraites des points expérimentaux en effectuant des ajustements par des fonctions lorentziennes (voir Section 4.2.3). À nombres d'atomes faibles, la largeur augmente très fortement. Cette évolution est moins importante dès que le nuage comprend ~ 50 atomes. Sur cette même figure sont aussi représentés les centres des ajustements par les fonctions lorentziennes. Un léger décalage du centre apparaît vers les fréquences négatives (rouge de la transition).

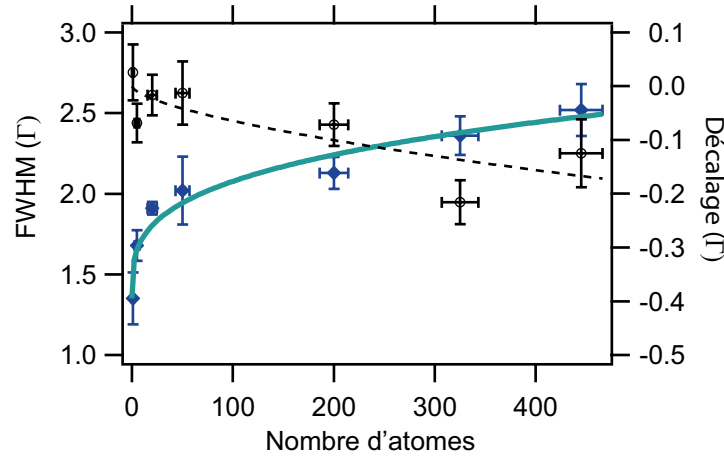


FIGURE 4.12 – Largeur à mi-hauteur (FWHM) des spectres d'excitation expérimentaux et décalage de la fréquence centrale de la résonance, en unités de Γ , en fonction du nombre d'atomes. Le décalage est mesuré par comparaison au cas comprenant 0.9 atome. La ligne continue représente un ajustement par une loi de puissance : $FWHM = 1.35 + (0.19 \pm 0.05) \times N^{(0.29 \pm 0.05)}$ (voir texte). La ligne en traits pointillés indique un ajustement par la loi de puissance phénoménologique $-3 \binom{+3}{-8} \cdot 10^{-3} \times N^{(0.6 \pm 0.4)}$ (voir texte).

Nous ajustons les points expérimentaux par la loi de puissance $FWHM^1 = \Gamma_{1at} + a \times N^b$. Il s'agit de la même loi que celle que nous avons présentée Section 4.1. La largeur des spectres d'excitation expérimentaux est bien reproduite par la loi de puissance $FWHM = 1.35 + (0.19 \pm 0.05) \times N^{(0.29 \pm 0.05)}$ où la constante est la largeur expérimentale mesurée pour ~ 1 atome.

Le décalage de la fréquence centrale des spectres d'excitation est aussi ajusté par une loi de puissance $a \times N^b$. Il s'agit, là aussi, de la même loi que celle que nous avons présentée Section 4.1. Nous obtenons $-3 \binom{+3}{-8} \cdot 10^{-3} \times N^{(0.6 \pm 0.4)}$. L'ajustement est cette fois nettement moins bon. Cela est en grande partie dû à la dispersion des points expérimentaux.

Comparaison avec le modèle de champ moyen Timed Dicke

La largeur et le décalage de la fréquence centrale d'excitation attendus dans le cadre du champ moyen Timed Dicke sont donnés Équation 3.53. En particulier, ces lois prédisent des comportements linéaires en fonction du nombre d'atomes. Le décalage de la fréquence centrale de la résonance mesurée est compatible avec une dépendance linéaire au nombre d'atomes. Par contre, la largeur totale des raies d'excitation, qui est la somme de la largeur d'un atome à laquelle est ajoutée une largeur collective, ne dépend pas linéairement du nombre d'atomes. Un modèle de champ moyen tel que le modèle de Timed Dicke n'est donc pas satisfaisant pour décrire le comportement observé. Les effets que nous mesurons sont des effets qui vont au-delà du modèle de champ moyen.

1. En toute exactitude, cette formule ne fonctionne pas pour le cas d'un seul atome.

Comparaison avec les modèles classique et à deux niveaux

Afin de comparer les données avec les modèles de l'atome à deux niveaux et celui de l'atome classique, il nous faut faire attention à plusieurs aspects. Tout d'abord, lorsque le nombre d'atomes est faible, les atomes sont soumis à un champ exciteur de polarisation σ_+ . Les atomes vont donc cycloer sur la transition extrême entre l'état $|5^2S_{1/2}, F=2, M=2\rangle$ et $|5^2P_{3/2}, F'=3, M'=3\rangle$ qui est caractérisé par un coefficient de couplage maximum. On s'attend donc, pour les faibles nombres d'atomes, à une dépendance qui est décrite par la résolution des Équations 3.41 qui sont étudiées en détail Section 4.1. Par contre, pour des nombres d'atomes plus importants, les champs rediffusés par les atomes modifient la polarisation de la lumière reçue par les atomes, ce qui implique que tous les sous-niveaux Zeeman de la transition interviennent. Pour cette raison, à fort nombre d'atomes, il faut comparer les données aux prédictions théoriques faites en incluant les facteurs prenant en compte la sous-structure Zeeman qui ont été dérivées Section 3.3.4 et Section 3.4.2. Par ailleurs, nous rappelons que nous supposons que le volume thermique n'évolue pas au cours des impulsions.

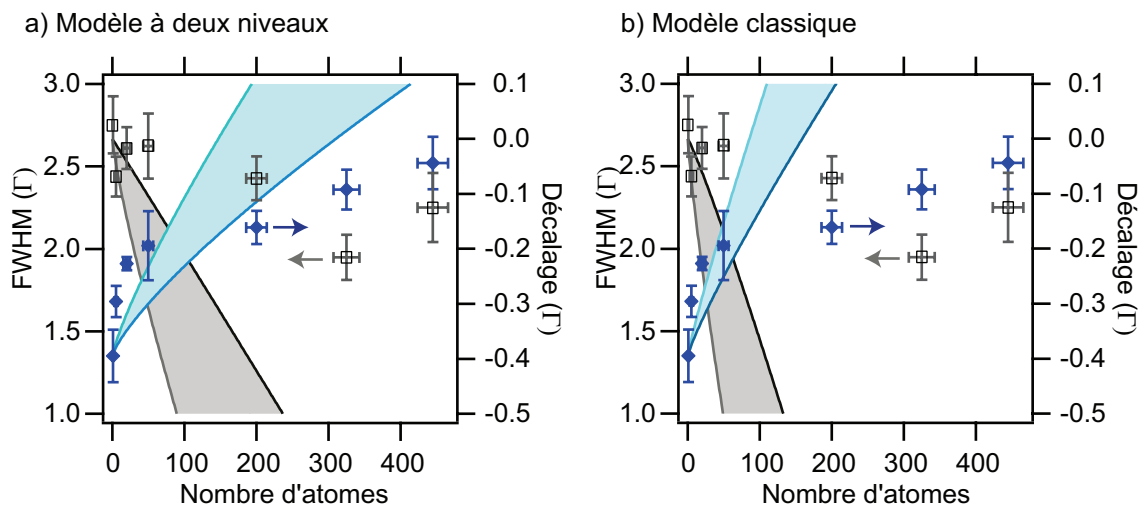


FIGURE 4.13 – *Largeur à mi-hauteur (FWHM) des spectres d'excitation expérimentaux et décalage de la fréquence centrale de la résonance, en unités de Γ , en fonction du nombre d'atomes comparés aux modèles théoriques (voir texte). a) Comparaison avec le modèle à deux niveaux. b) Comparaison avec le modèle classique. Dans les deux cas, la force de l'interaction dipôle-dipôle est comprise entre sa valeur maximale et la moyenne sur les coefficients de Clebsh-Gordan (voir texte).*

La comparaison de ces deux modèles avec les données expérimentales est effectuée sur la Figure 4.13 a) et la Figure 4.13 b). Les modèles ont été évalués numériquement afin de reproduire le plus fidèlement possible la situation expérimentale. Ces modèles sont évalués dans les deux cas présentés : avec l'interaction dipôle-dipôle complète et avec l'interaction dipôle-dipôle prenant en compte la réduction de la sous-structure Zeeman.

Dans le cas du modèle à deux niveaux de la Figure 4.13 a), le modèle ne reproduit que moyennement la dépendance expérimentale de la largeur des spectres d'excita-

tion. En effet, ceux-ci sont plus larges que la prédiction théorique pour les faibles nombres d'atomes. Pour les nombres d'atomes plus importants, le modèle prédit des largeurs plus importantes que celles mesurées expérimentalement. Pour les décalages de la fréquence centrale, le modèle prédit, pour tous les paramètres, des décalages plus importants que ceux observés expérimentalement.

Quant à la comparaison des données avec le modèle classique¹ représenté sur la Figure 4.13 b), elle est tout aussi insatisfaisante pour les grands nombres d'atomes. À faibles nombres d'atomes, le modèle est très proche des données expérimentales, cependant, dès que le nombre d'atomes en interactions dépasse les ~ 50 , le modèle prédit des effets plus importants tant pour la largeur du spectre d'excitation que pour le décalage de la fréquence centrale.

Les différences entre les modèles des dipôles couplés à deux niveaux ou classiques avec les données expérimentales s'expliquent par les mêmes insuffisances des modèles. La première d'entre elles concerne la prise en compte de la dynamique interne des populations atomiques entre les sous-niveaux Zeeman. Nous avons, en partie, abordé cette difficulté par l'utilisation d'un facteur correcteur de l'amplitude des interactions dipôle-dipôle lors de la réduction de la sous-structure Zeeman, cependant, nous n'avons pas pris en compte une possible évolution des populations atomiques dans les différents sous-niveaux. Le second élément non pris en compte concerne la force dipôle-dipôle induite par le faisceau lumineux sur les atomes. Celle-ci est négligeable pour un seul pulse. En revanche, son effet cumulé sur toutes les impulsions à l'intérieur d'une même séquence peut diminuer la densité spatiale et donc les interactions. Ces effets sont très difficiles à modéliser.

4.2.5 Quantité de lumière diffusée récoltée

En dernier lieu, nous extrayons la quantité de lumière diffusée et récoltée des spectres d'excitation expérimentaux de la Figure 4.11 en fonction du nombre d'atomes. Cette quantité de lumière diffusée est représentée pour différents désaccords sur la Figure 4.14 a). La quantité de lumière diffusée est normalisée à celle obtenue, pour chaque désaccord, pour un atome. Si les atomes se comportaient indépendamment, la quantité de lumière diffusée devrait varier linéairement avec le nombre d'atomes (courbe pointillée sur la Figure 4.14 a)). Les points expérimentaux dévient de cette courbe, et, à résonance, on observe une importante suppression de l'excitation quand le nombre d'atomes augmente. Quand le laser est désaccordé, la quantité de lumière diffusée se rapproche de celle attendue pour des atomes indépendants. Cette suppression de l'excitation est l'analogue de la suppression observée avec le blocage de Rydberg (Comparat et Pillet, 2010). En effet, les interactions dipôle-dipôle (non-résonantes dans ce cas) entre atomes de Rydberg réduisent la probabilité d'excitation

1. Les calculs présentés prennent en compte la sélectivité en polarisation du système d'imagerie. Nous avons vérifié numériquement que la largeur du spectre d'excitation collectif n'est pas différente pour l'angle spécifique de polarisation dont nous nous servons (55° de l'axe y , dans le plan OYZ). Par contre, la sélection en polarisation influe sur la quantité de lumière diffusée récoltée et fait l'objet d'une étude spécifique Section 4.5.

lorsque la densité atomique augmente.

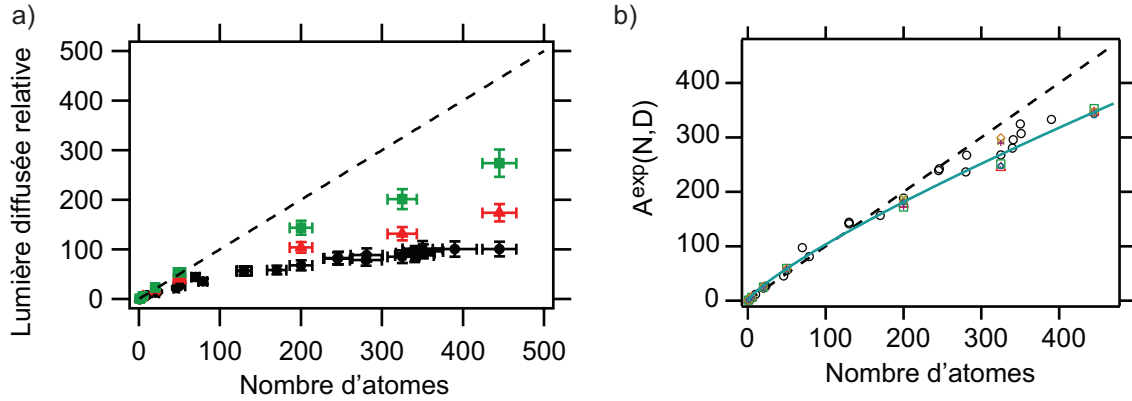


FIGURE 4.14 – a) *Quantité de lumière diffusée relative en fonction du nombre d'atomes dans le nuage, pour différents désaccords du faisceau excitateur, extraite de la Figure 4.11 a)* La quantité de lumière diffusée est normalisée à celle mesurée par un seul atome. Les désaccords représentés sont : $\Delta = 0$ (ronds noirs), $\Delta = \Gamma$ (triangles rouges) et $\Delta = 2.5\Gamma$ (carrés verts). La ligne pointillée noire correspond à la quantité de lumière diffusée attendue pour des atomes indépendants. b) *Quantité de lumière diffusée par les atomes, extraite de la Figure 4.11 a) multipliée par le facteur $\frac{\Gamma_c^2 + 4(\Delta - L_c)^2}{\eta\Omega^2}$ prédit par l'équation 4.5.* Les désaccords représentés sont : $\Delta = (-2.5, -1, -0.5, 0, 0.5, 1, 2.5)\Gamma$. La ligne continue indique un ajustement moyen des données par une loi de puissance : $a \times N^b$. On obtient : $b_{\text{moy}} = 0.83 \pm 0.02$.

La quantité de lumière diffusée attendue dans le cadre de la théorie de champ moyen Timed Dicke est donnée par l'Équation 4.5. Nous avons multiplié la quantité de lumière diffusée obtenue expérimentalement $n_{\text{ray}}^{\text{exp}}(N, \Delta)$ par le facteur $\frac{\Gamma_c^2 + 4(\Delta - L_c)^2}{\eta\Omega^2}$. Nous appelons cette quantité $A^{\text{exp}}(N, \Delta)$. Si le modèle de Timed Dicke s'applique à notre système, alors, d'après l'Équation 4.5, nous devrions obtenir que $A^{\text{exp}}(N, \Delta)$ est proportionnel au nombre d'atomes. Cette quantité est représentée sur la Figure 4.14 b) pour les désaccords $\Delta = (-2.5, -1, -0.5, 0, 0.5, 1, 2.5)\Gamma$. À faible nombre d'atomes, les données expérimentales et la théorie de Timed Dicke sont très comparables (ligne en traits pointillés). Cependant, dès que le nombre d'atomes dépasse $N \sim 200$, une différence apparaît pour devenir supérieure à 30% pour 450 atomes. Cette déviation de la courbe en traits pointillés indique que la diffusion de la lumière présentée ici va au-delà d'un modèle de champ moyen. Nous avons ajusté les données expérimentales par une loi de puissance $a \times N^b$. Cet ajustement est représenté sur la Figure 4.14 b). On obtient une dépendance au nombre d'atomes $b_{\text{moy}} = 0.83 \pm 0.02$. Cette puissance est effectivement plus faible que l'unité, ce qui confirme la déviation au modèle de champ moyen observée.

4.2.6 Conclusion sur l'étude avec des impulsions courtes

En conclusion, cette étude réalisée à partir d'impulsions courtes de lumière a permis de mettre en évidence le comportement collectif des atomes soumis à une excitation lumineuse de faible intensité de saturation. Nous avons notamment pu mettre en évidence un élargissement du spectre d'excitation des atomes qui s'accompagne d'un décalage de la fréquence centrale d'excitation. Par ailleurs, nous avons montré que les effets collectifs induisent une suppression de l'excitation du nuage par rapport au cas d'atomes indépendants. Nous avons comparé cette suppression de l'excitation à la prédiction du modèle de champ moyen Timed Dicke et avons montré que la diffusion qui se produit dans notre nuage ne peut pas être reproduite par un modèle de champ moyen.

L'étude menée dans cette section nous a permis de mettre en évidence l'apparition d'effets collectifs entre les atomes lorsque leur nombre devenait suffisamment important, c'est-à-dire lorsque la distance moyenne inter-particule devenait suffisamment faible (le volume étant constant). Nous avons donc fait varier la densité du milieu en modifiant uniquement le nombre d'atomes présents. Afin de valider cette approche, nous avons mené une seconde étude, dans la Section 4.3, qui adopte un point de vue opposé quant à la variation de la densité. Il consiste à travailler avec un nombre d'atomes dans le milieu qui est maintenu constant et à se servir d'un temps de vol pour faire varier le volume du nuage.

4.3 Spectres d'excitation : excitation longue et utilisation des temps de vol

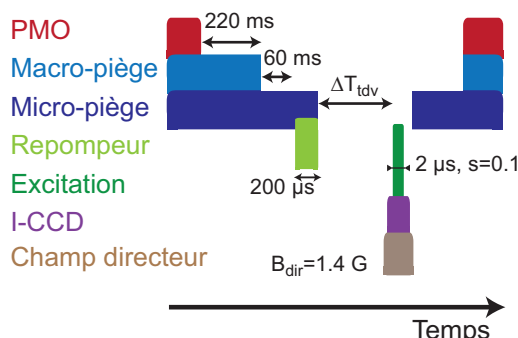
Nous avons mis en place une seconde méthode de mesure des spectres d'excitation reposant sur une excitation plus longue du nuage ($\sim 2 \mu\text{s}$). Nous avons ici réalisé la mesure de la raie d'excitation collective sur des ensembles atomiques contenant un nombre d'atomes fixé mais dont la densité, et donc la distance moyenne inter-particule, est modifiée en attendant pendant un temps de vol plus ou moins long avant d'envoyer l'impulsion d'excitation lumineuse.

4.3.1 Description

Le principe de la mesure est proche de celui présenté pour des impulsions courtes Section 4.2. Elle s'en différencie cependant sous deux aspects. D'une part, on ne sert que d'une seule impulsion par séquence, celle-ci étant plus longue $\sim 2 \mu\text{s}$. D'autre part, on utilise ici des nuages comportant un nombre fixe d'atomes ~ 450 , dont on fait varier la densité atomique en effectuant un temps de vol après avoir relâché les atomes du piège.

La séquence expérimentale utilisée pour la mesure est représentée Figure 4.15. Succinctement, la séquence commence par la formation d'un PMO qui sert à charger une macro-pince ($\sim 4 \mu\text{m}$), le PMO est ensuite éteint. La macro-pince sert ensuite de réservoir de chargement pour une micro-pince ($\sim 1.6 \mu\text{m}$) pendant 220 ms. À la

FIGURE 4.15 – *Chronogramme de la séquence expérimentale utilisée pour les mesures avec la méthode des temps de vol.* Les durées des temps de vol utilisés sont $\Delta T_{tdv} = (0.7, 1.7, 6.7, 8.7, 20.7) \mu s$. La durée totale de la séquence est de 350 ms. Expérimentalement, nous utilisons quelques centaines de séquences par point de mesure.



suite de ce chargement, la macro-pince est éteinte. Après 60 ms laissées aux atomes présents dans la micro-pince pour thermaliser, la pince contient (~ 450) atomes à une température $\sim 110 \mu K$. Les atomes sont ensuite pompés en 200 μs dans les états ($5^2S_{1/2}, F=2$) par un faisceau résonant avec la transition entre l'état ($5^2S_{1/2}, F=1$) et l'état ($5^2P_{3/2}, F'=2$).

Après cette étape de préparation du nuage atomique, les atomes sont relâchés en espace libre. Après un temps d'attente ΔT_{tdv} variable, un pulse lumineux de faible intensité de saturation $s=0.1$, d'une durée $\sim 2 \mu s$, proche de résonance avec la transition ($5^2S_{1/2}, F=2$) et l'état ($5^2P_{3/2}, F'=3$) et de polarisation σ_+ , est envoyé sur les atomes. La fréquence de ce faisceau exciteur est changée d'un point de mesure à un autre. La quantité de lumière diffusée par les atomes est collectée par la lentille asphérique servant à créer le piège dipolaire. Cette quantité de lumière diffusée est ensuite dirigée vers l'ICCD qui accumule la quantité de lumière diffusée par les atomes sur plusieurs centaines de séquences. Un faible champ magnétique de 1.4 G est appliqué selon l'axe z, parallèlement à l'axe du faisceau exciteur et il joue le rôle d'axe de quantification.

4.3.2 Spectre d'excitation en fonction du nombre d'atomes

Nous avons appliqué la séquence de mesure décrite ci-dessus pour déterminer le spectre d'excitation du nuage atomique. En raison de la forte densité atomique (à $\Delta T_{tdv} = 0$, $n_0 = 3.3 \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$), on s'attend à ce que la raie d'excitation collective du nuage soit fortement modifiée via les interactions dipôle-dipôle entre les atomes. Nous avons mesuré le spectre d'excitation collectif pour différents temps de vol $\Delta T_{tdv} = (0.7, 1.7, 2.7, 3.7, 4.7, 6.7, 8.7, 20.7) \mu s$ après que les atomes ont été relâchés du piège. Les densités atomiques pics correspondantes sont $(3.3, 2.1, 1.1, 0.7, 0.5, 0.25, 0.16, 0.022) \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$ (voir détails du calcul Section 1.4.1). La Figure 4.16 représente les résultats de cette mesure pour quelques temps de vols sélectionnés.

Plusieurs éléments apparaissent sur cette figure. Tout d'abord, lorsque le temps de vol augmente, la quantité de lumière diffusée par le nuage augmente, cet effet est étudié en détails dans la Section 4.3.5. Deuxièmement, la largeur des spectres d'excitation est d'autant plus importante que le temps de vol est court, *i.e.* que la densité atomique est élevée. Cet effet est présenté dans la Section 4.3.3. Afin d'extraire

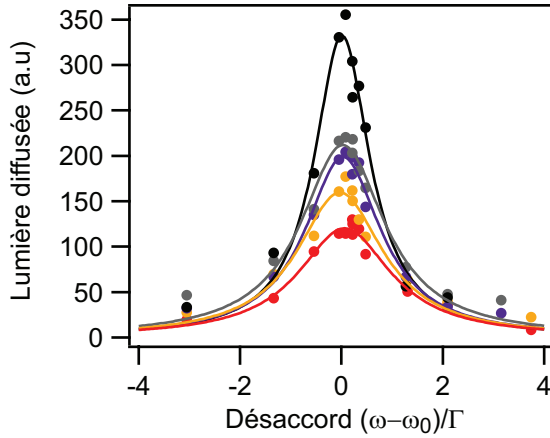


FIGURE 4.16 – *Spectre d'excitation en fonction du désaccord du faisceau excitateur pour ~ 450 atomes pour différents temps de vol. Le faisceau excitateur possède une intensité de saturation $s=0.1$ et sa durée est $\sim 2 \mu s$. De bas en haut : $(0.7, 1.7, 6.7, 8.7, 20.7) \mu s$. Les courbes continues sont des ajustements par des fonctions lorentziennes. L'erreur typique sur la quantité de lumière diffusée est 10% et celle sur la fréquence du faisceau excitateur $\pm 0.2\Gamma$.*

ces paramètres expérimentaux, nous avons ajusté les données expérimentales de la Figure 4.16 par des fonctions lorentziennes.

4.3.3 Largeur des spectres et fréquence centrale d'excitation

À partir des ajustements lorentziens réalisés sur les données expérimentales de la Figure 4.16, nous avons extrait les largeurs ainsi que le centre des raies d'excitation collectives. Ces largeurs et fréquences centrales sont représentées sur la Figure 4.17. La figure représente les données en fonction de la densité atomique. La densité étant d'autant plus grande que le temps de vol utilisé est faible.

À faible densité, la largeur des spectres d'excitation tend vers Γ , la largeur naturelle attendue pour des atomes indépendants. Par contre, à plus forte densité atomique, c'est-à-dire à plus faible temps de vol, la raie d'excitation est plus large, en raison de la plus faible distance moyenne inter-particule qui implique des interactions dipôle-dipôle plus importantes. La largeur est bien ajustée par une loi de puissance phénoménologique $\text{FWHM} = 1 + (1.12 \pm 0.03) \times n^{(0.15 \pm 0.06)}$ où la constante a été fixée à 1. Cette condition sur la constante revient à supposer qu'à densité infiniment faible, la largeur du spectre est équivalente à celle d'un seul atome indépendant.

Le décalage de la fréquence centrale des spectres d'excitation mesuré est compatible avec un décalage nul. Nous avons aussi ajusté les données par la loi de puissance : $(2.4 \pm 2) \cdot 10^{-2} \times n^{(0.1 \pm 0.6)}$.

Comparaison avec les modèles de l'atome à deux niveaux et celui de l'atome classique

Nous avons calculé numériquement le spectre d'excitation en utilisant les deux modèles théoriques développés Section 3.3.3, modélisant l'atome comme étant un atome à deux niveaux et le modèle de l'atome classique présenté Section 3.4.1. Nous reprenons ici l'analyse effectuée Section 4.2.4 pour l'étude des spectres d'excitation avec des impulsions courtes.

Succinctement, nous évaluons ces deux modèles en modulant la force des interactions entre les atomes. Cette modulation de l'amplitude des interactions est effec-

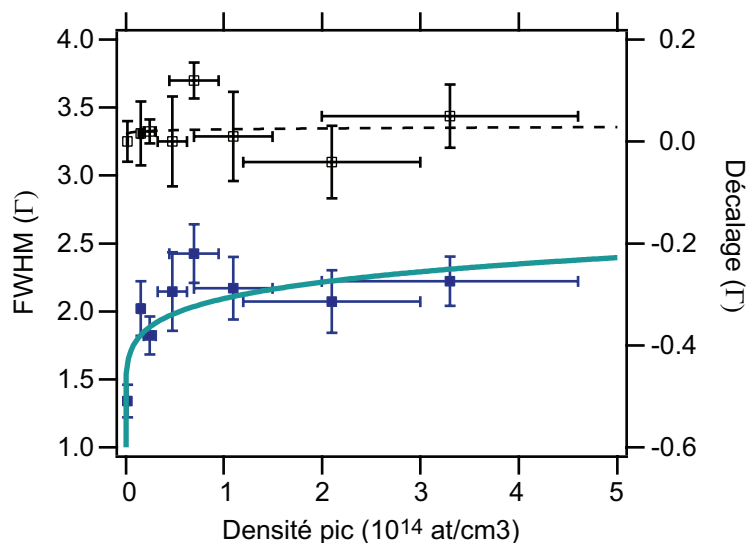


FIGURE 4.17 – Largeur à mi-hauteur (*FWHM*) des spectres d’excitation expérimentaux et décalage de la fréquence centrale de la résonance, en unités de Γ , en fonction de la densité pic. Le décalage est mesuré par comparaison au cas de la plus faible densité. La ligne continue représente un ajustement par une loi de puissance : $FWHM = 1 + (1.12 \pm 0.09) \times n^{(0.15 \pm 0.06)}$ (voir texte). La ligne en traits pointillés indique un ajustement par la loi de puissance : $(2.4 \pm 2) \cdot 10^{-2} \times n^{(0.1 \pm 0.6)}$ (voir texte).

tuée entre sa valeur nominale et un facteur réducteur permettant de modéliser la sous-structure Zeeman de la transition étudiée ($5^2S_{1/2}, F=2 \leftrightarrow 5^2P_{3/2}, F'=3$). La Figure 4.18 représente les données expérimentales avec les deux modèles.

Les modèles ne reproduisent que partiellement le comportement observé expérimentalement, des désaccords similaires avaient été observés Section 4.2.4. Les insuffisances des modèles présentées dans cette précédente section expliquent également le désaccord observé.

4.3.4 Comparaison avec la méthode des impulsions courtes

La Figure 4.19 a) représente les largeurs mesurées avec les deux méthodes de mesure en fonction de la densité atomique. Les largeurs des spectres d’excitation sont très similaires dans les deux cas. En particulier, on remarque que l’augmentation très rapide de la largeur se produit à des densités atomiques comparables. Pour des densités plus élevées, l’augmentation de la largeur est plus faible dans les deux cas et ce phénomène est d’importance comparable. Concernant la fréquence centrale d’excitation, dans le cas des impulsions courtes, nous avons mis en évidence une dépendance au nombre d’atomes, qui ne se retrouve pas lors de l’utilisation des impulsions plus longues avec des temps de vol.

La similitude des résultats portant sur la largeur des spectres d’excitation nous indique que la densité atomique semble être un paramètre permettant de prédire l’apparition d’effets collectifs. Ce résultat est étonnant, en premier lieu parce que la méthode des impulsions courtes induit un élargissement des spectres d’excitation

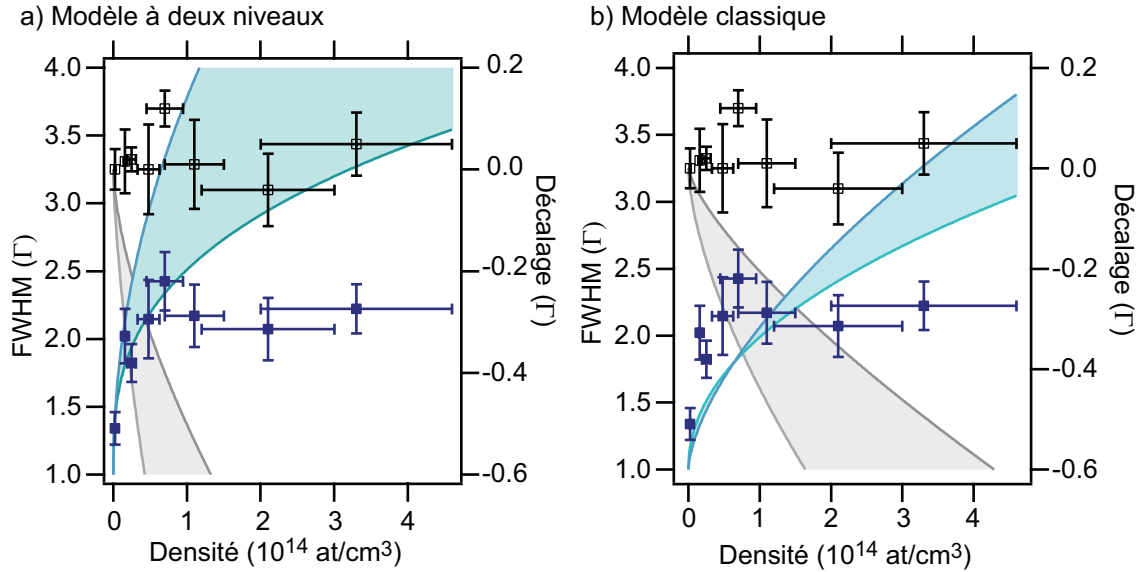


FIGURE 4.18 – *Largeur à mi-hauteur (FWHM) des spectres d'excitation expérimentaux, ainsi que le décalage de la fréquence centrale de la résonance, en unités de Γ , en fonction de la densité aux modèles théoriques (voir texte). a) Comparaison avec le modèle à deux niveaux. b) Comparaison avec le modèle classique. Dans les deux cas, la force des interactions dipôle-dipôle est comprise entre sa valeur maximale et la moyenne sur les coefficients de Clebsch-Gordan (voir texte).*

par les composantes spectrales liées à la brièveté de l'impulsion ($\sim 0.3\Gamma$, voir Section 4.2.2). On note cependant que les barres d'erreurs ne semblent pas totalement exclure un accord entre les deux méthodes si les largeurs des spectres d'excitation réalisés avec les impulsions courtes sont diminuées de $\sim 0.3\Gamma$. En second lieu, il est surprenant parce que nous avons présenté Section 4.1.5, une étude sur les effets particuliers liés à la taille finie des ensembles que nous manipulons et qui indiquent que la densité atomique n'est pas un paramètre universel.

4.3.5 Quantité de lumière diffusée récoltée

Le second élément que nous extrayons des spectres d'excitation est la quantité de lumière diffusée par le nuage dans la direction de détection, en fonction de la densité. La Figure 4.20 représente la quantité de lumière diffusée par les nuages atomiques à trois désaccords différents $\Delta = (0, 0.5, 1)\Gamma$ normalisé au cas de plus faible densité atomique. À résonance, la quantité de lumière diffusée normalisée diminue significativement lorsque la densité atomique augmente. Cet effet de suppression de l'excitation est atténué lorsque l'on se désaccorde de la résonance, ce qui est attendu en raison de l'élargissement des spectres d'excitation dont sont extraites les quantités de lumière diffusée. Dans le cas d'atomes indépendants, la quantité de lumière diffusée attendue est une constante. Celle-ci est aussi indiquée sur la Figure 4.20. Les données expérimentales dévient significativement de cette droite, indiquant un comportement collectif de la diffusion de la lumière. Nous pouvons comparer ces données avec celles

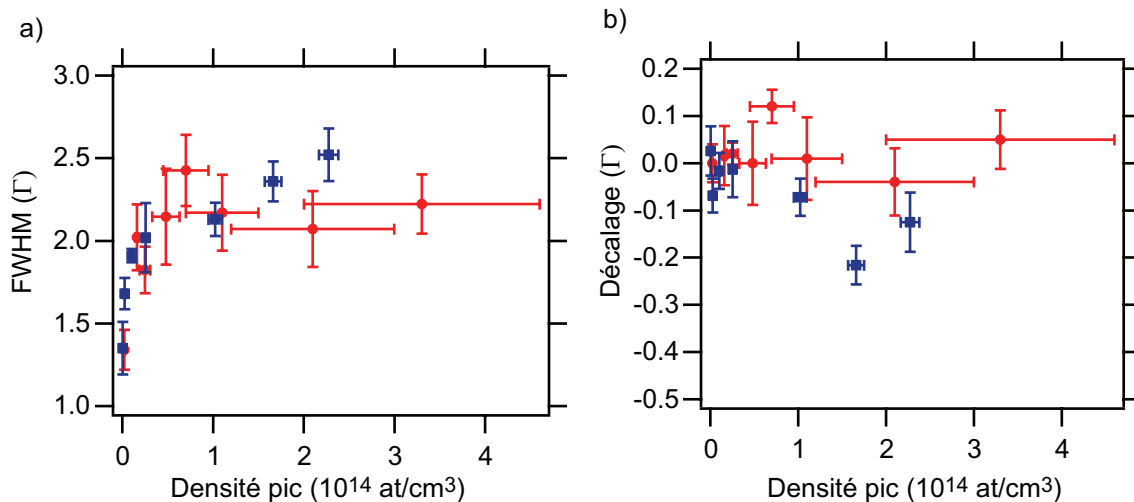


FIGURE 4.19 – *a) Largeur à mi-hauteur (FWHM) des spectres d’excitation collectifs avec les deux méthodes expérimentales en fonction de la densité, en unités de Γ . b) Décalage de la fréquence centrale de la raie d’excitation collective en unités de Γ . En carrés bleus : la méthode des impulsions courtes (Section 4.2) et en ronds rouges : la méthode des impulsions plus longues avec le temps de vol.*

obtenues lors de l’étude avec les impulsions courtes présentées Section 4.2.5. En particulier, la réduction de la quantité de lumière diffusée à résonance, pour la plus forte densité, par rapport au cas d’atomes indépendants est de l’ordre de 65%. Sur la Figure 4.14 a), nous avons trouvé une réduction de l’ordre de 75% de la quantité de lumière diffusée à résonance pour la plus forte densité. Ces facteurs de réduction étant très proches, ils nous indiquent ici aussi que ces deux méthodes d’études sont compatibles et complémentaires.

Nous avons comparé ces quantités de lumière diffusée au modèle de Timed Dicke déjà utilisé dans la Section 4.2.5 pour reproduire les données prises avec la méthode des impulsions courtes. Ici, la densité étant modifiée par un temps de vol et non pas en changeant le nombre d’atomes, l’application de la Formule 4.5 est encore plus simple. En effet, celle-ci ne dépend pas du volume du nuage, mais uniquement de sa géométrie globale, qui reste une constante lors d’un temps de vol. Nous avons calculé la quantité de lumière diffusée prédite par ce modèle et l’avons représentée sur la Figure 4.20 en utilisant les valeurs de Γ_c et L_c présentées Section 4.3.3. Il n’y a aucun paramètre libre dans ce modèle, et les données sont présentées en normalisant par la quantité de lumière diffusée attendue dans le cas de plus faible densité. Le modèle de Timed Dicke reproduit globalement le comportement observé, mais sans donner d’accord quantitatif. Cependant, le modèle reproduit bien la quantité de lumière diffusée obtenue pour la densité atomique la plus élevée. À la différence de l’étude effectuée Section 4.2.5, nous ne pouvons conclure ici quant à la déviation des données expérimentales avec le modèle de champ moyen.

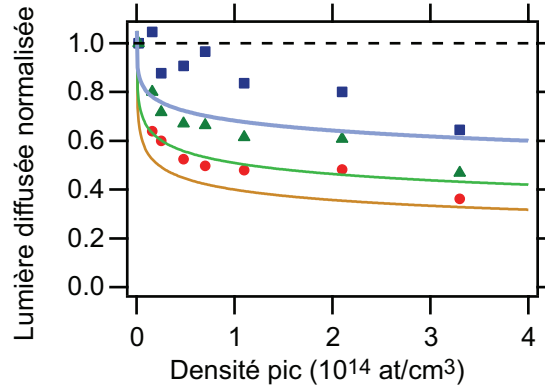


FIGURE 4.20 – Quantités de lumière diffusée en fonction de la densité dans le nuage extraites de la Figure 4.16, pour différents désaccords du faisceau exciteur. Les désaccords représentés sont : $\Delta=0$ (ronds rouges), $\Delta=0.5\Gamma$ (triangles verts) et $\Delta=1\Gamma$ (carrés bleus). Les courbes en traits continus correspondent à la prédiction de l'Équation 4.5 dont les paramètres $\Gamma_c(N)$ et L_c sont les valeurs expérimentales extraites des spectres d'excitation de la Figure 4.17. Les données expérimentales sont normalisées au cas de plus faible densité. Les barres d'erreurs sur les quantités de lumière diffusée sont de l'ordre de 10% et celles sur la densité sont les mêmes que celles indiquées sur la Figure 4.18 (ces barres d'erreurs n'ont pas été portées sur la figure pour des raisons de clarté). La ligne en traits pointillés indique le comportement attendu pour des atomes indépendants.

4.3.6 Conclusion sur l'étude avec des impulsions longues

En conclusion, cette seconde méthode d'étude des modifications du spectre d'excitation d'un ensemble atomique, en utilisant des impulsions plus longues, a aussi permis de mettre en évidence des effets collectifs importants. En particulier nous avons présenté de forts élargissements des spectres d'excitation lorsque la densité atomique est de l'ordre de 10^{14} at/cm 3 . Par contre, nous n'avons pas observé de décalage de la fréquence centrale d'excitation. Nous avons mis en évidence une suppression de l'excitation du nuage qui est bien reproduite par le modèle de Timed Dicke.

Cette étude a été effectuée avec un faisceau d'excitation faiblement saturant ($s=0.1$), nous allons maintenant étudier le rôle de l'intensité du faisceau exciteur dans ces effets collectifs.

4.4 Influence de l'intensité d'excitation sur les effets collectifs

Les précédentes sections se sont concentrées sur l'étude des effets collectifs avec un faisceau exciteur de faible intensité ($s=0.1$). Dans cette section, nous présentons l'évolution du comportement d'un nuage d'atomes lorsque l'intensité est modifiée sur plusieurs ordres de grandeur de $s=0.001$ à $s=50$. Cette étude est motivée par deux objectifs : l'étude du domaine de validité d'une approche de faible excitation et la mise en évidence d'effets liés à l'intensité de saturation dans les interactions entre

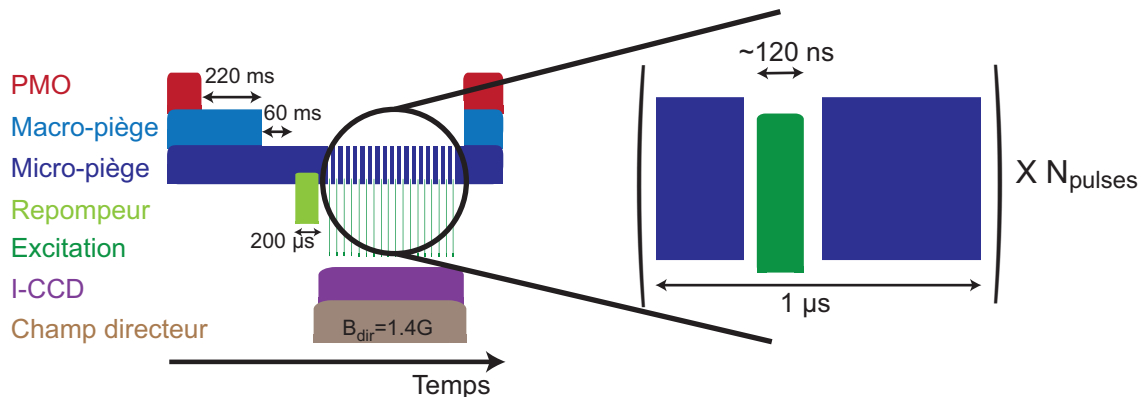


FIGURE 4.21 – *Chronogramme de la séquence expérimentale utilisée pour les mesures avec la méthode des impulsions courtes. Les intensités de saturation utilisées sont $0.001 < s < 56.3$ (voir détails Figure 4.22). La durée totale de la séquence est de 350 ms et comprend $2400 > N_{\text{pulses}} > 4$ impulsions de faisceau excitateur. Expérimentalement, nous utilisons entre quelques dizaines et quelques centaines de séquences par point de mesure.*

les atomes. L'explication des phénomènes observés sera principalement qualitative car aucune théorie ne prédit le comportement d'un ensemble atomique dense soumis à une forte excitation dès que $N \geq 10$. Des travaux théoriques ont été récemment présentés dans cette direction (Ott *et al.*, 2013) mais ils ne concernent, pour le moment, que des ensembles dilués.

4.4.1 Méthode expérimentale

Nous avons mesuré le spectre d'excitation des nuages atomiques en utilisant la méthode des impulsions courtes déjà présentée Section 4.2.1. La gamme des intensités de saturation du faisceau excitateur explorée pour cette étude s'étend sur plus de quatre ordres de grandeur avec $0.001 < s < 56.3$. Le nombre d'impulsions utilisées par séquence a été ajusté en conséquence. Le choix du nombre d'impulsions a été effectué en cherchant à envoyer le maximum d'impulsions (afin de maximiser le rapport signal sur bruit) tout en maintenant l'élévation de la température résultante des impulsions inférieure à 10% ainsi qu'un taux de dépompage d'atome dans l'état $F=1$ qui soit inférieur à 1% (voir Section 4.2.1). Nous avons utilisé $2400 > N_{\text{pulses}} > 4$ impulsions de faisceau excitateur par séquence. Le chronogramme de la séquence expérimentale est représenté Figure 4.21.

Le nombre d'atomes à l'intérieur de la micro-pince pour cette étude est $N = 300 \pm 100$ atomes à des températures $T = 150 \pm 30 \mu\text{K}$. La densité atomique correspondante est $n_0 = 1.0 \pm 0.7 \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$.

4.4.2 Spectres d'excitation en fonction de l'intensité du faisceau exciteur

La Figure 4.22 représente la largeur à mi-hauteur en fonction de l'intensité de saturation du faisceau exciteur utilisé. Lorsque les atomes sont fortement excités, on observe une augmentation importante de la largeur de la raie, un phénomène que l'on attribue à la saturation de la transition. En effet, dans ce régime, la largeur de la résonance des atomes suit la largeur attendue pour un seul atome à deux niveaux soumis à une excitation identique (ligne en traits pointillés sur la figure). Cette largeur s'exprime ainsi :

$$\Gamma_{\text{1at}} = \Gamma \sqrt{1 + I/I_{\text{sat}}} . \quad (4.6)$$

L'élargissement prononcé observé à forte saturation est donc principalement dominé par l'élargissement lié à l'intensité de saturation importante du faisceau. Cette conclusion est en accord avec la discussion qualitative présentée à la fin de (Chomaz *et al.*, 2012).

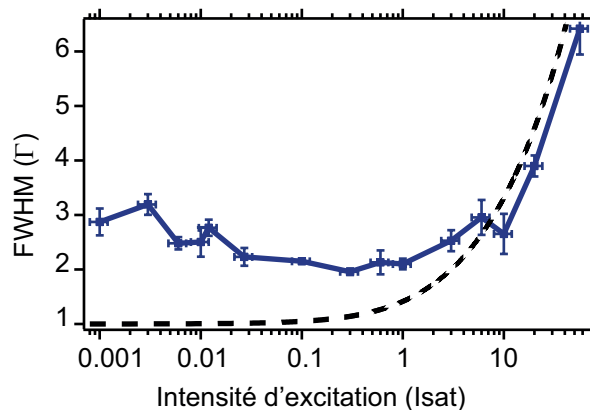


FIGURE 4.22 – *Largeur à mi-hauteur (FWHM) des spectres d'excitation collectifs, en unités de Γ , en fonction de l'intensité de l'excitation.* Les intensités de saturation utilisées sont $s = (56.3, 20, 10, 6, 3, 1, 0.6, 0.3, 0.1, 0.1, 0.1, 0.027, 0.012, 0.01, 0.006, 0.006, 0.006, 0.003, 0.003, 0.001, 0.001)$ correspondant à $N_{\text{pulses}} = (4, 4, 12, 12, 12, 70, 70, 70, 200, 200, 200, 300, 300, 200, 2400, 2400, 2400, 2400, 2400, 2400, 2400)$ impulsions de faisceau exciteur. La courbe en traits pointillés noirs correspond à la largeur attendue pour un seul atome à deux niveaux.

En revanche, le comportement à faible intensité est, lui, inattendu : la largeur de la résonance augmente de 2Γ à 3Γ lorsque l'intensité passe de $s = 0.1$ à $s = 0.001$. Nous n'avons pas été en mesure d'explorer des intensités lumineuses moins fortes en raison du signal collecté sur l'ICCD qui devenait trop faible pour être mesuré avec une précision suffisante en un temps raisonnable (quelques heures). Néanmoins, le comportement mis en évidence ici est en contradiction avec les modèles présentés Section 3.3 et Section 3.4 dans lesquels la largeur de la raie d'excitation collective doit être indépendante de l'intensité du faisceau exciteur. Afin d'expliquer ce comportement, nous présentons un modèle simple, inspiré du blocage de Rydberg (voir,

par exemple (Comparat et Pillet, 2010)).

Le champ rayonné par un dipôle excité par un champ laser E_L peut s'écrire, à une distance r et en ne gardant que le terme de rayonnement afin de simplifier l'approche :

$$E_{\text{ray}} = \frac{3}{2} \frac{E_L}{kr} e^{ikr} . \quad (4.7)$$

Le champ laser d'amplitude E_L est relié à l'intensité laser et à l'intensité de saturation de l'atome par : $E_L = E_{\text{sat}} \sqrt{I/I_{\text{sat}}}$, où E_{sat} est le champ électrique associé à l'intensité de saturation. Cette expression signifie que si l'on place deux atomes à une distance inférieure à $1/k$, le champ rayonné par un atome peut saturer le second, bien que le champ exciteur E_L soit plus faible que l'intensité de saturation. De plus, deux raisons peuvent expliquer que lorsqu'un atome est saturé, il ne contribue plus au rayonnement. La première est que si un atome est saturé par un de ses voisins, il est transparent pour les photons du laser exciteur et ne peut donc pas les diffuser. La seconde est que si un atome est saturé, il émet des photons à la fréquence de la transition atomique ω_0 . Ces photons sont incohérents avec ceux du laser exciteur et ils n'interfèrent donc pas avec les photons diffusés par les atomes. Ainsi, tous les atomes situés dans une sphère de rayon r_B autour d'un atome, avec $kr_B = \sqrt{I/I_{\text{sat}}}$, sont saturés et ils ne contribuent donc pas au rayonnement. L'énergie d'interaction la plus importante entre une paire d'atomes est $\langle V_{\text{dip-dip}} \rangle \sim \hbar\Gamma/kr_B \sim \hbar\Gamma \sqrt{I_{\text{sat}}/I}$. Si l'on fait l'hypothèse que la largeur de la raie d'excitation collective est celle de l'interaction dipôle-dipôle la plus importante, alors ce petit modèle prédit que la largeur est d'autant plus importante que l'intensité du faisceau exciteur est faible, ce qui correspond à ce que nous avons mesuré.

Le modèle simple prédit donc que l'augmentation de la largeur résultant de l'abaissement de l'intensité d'excitation, est une signature d'un effet de blocage dû à l'interaction dipôle-dipôle. Nous avons présenté cet effet Section 3.1. Bien que ce modèle reproduise qualitativement le comportement expérimental observé, la façon de relier ce dernier aux modèles présentés Section 3.3 et Section 3.4 est peu évidente. En effet ces deux modèles prédisent que la largeur de la raie d'excitation collective est indépendante de l'intensité de l'excitation. En particulier, le petit modèle que l'on vient de développer implique que l'hypothèse de diffusion élastique, à la base des modèles de la Section 3.3 et de la Section 3.4, est impossible à satisfaire avec des ensembles d'atomes interagissant par l'interaction dipôle-dipôle résonante : quelle que soit l'intensité d'excitation, il est impossible d'avoir une excitation unique dans le nuage si les atomes sont suffisamment proches.

4.4.3 Quantité de lumière diffusée à résonance en fonction de l'intensité du faisceau exciteur

Nous avons aussi mesuré la quantité de lumière diffusée par les atomes en fonction de l'intensité de l'excitation à résonance ($\Delta = 0$). Cette quantité de lumière diffusée est représentée sur la Figure 4.23. Nous avons normalisé la quantité de lumière diffusée par le nombre d'atomes présents dans l'ensemble atomique ainsi que par le nombre de pulses d'excitation utilisés (voir Section 4.4.1) afin d'obtenir un signal qui

soit proportionnel au nombre de photons détectés par atome durant un seul pulse d'excitation.

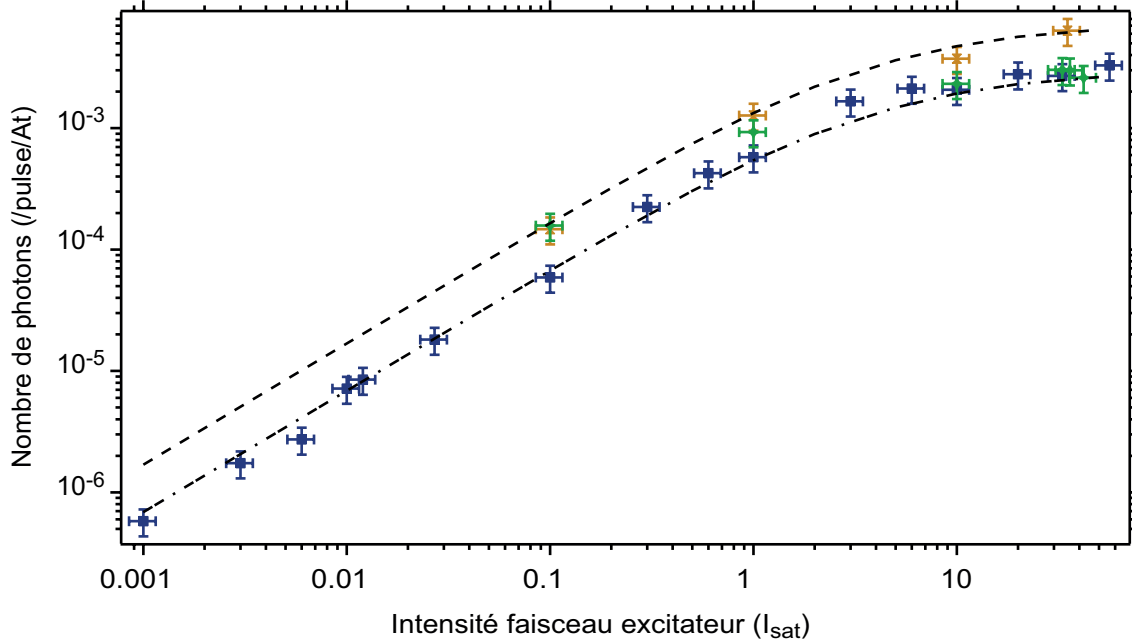


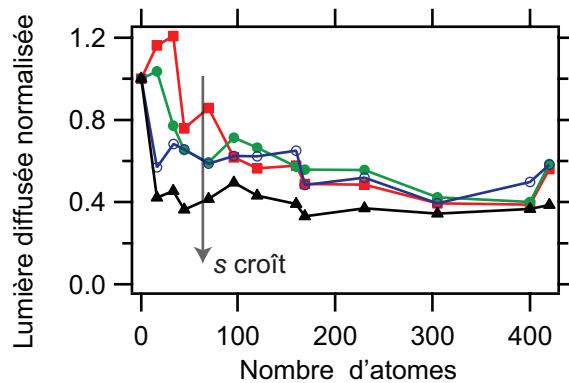
FIGURE 4.23 – *Nombre de photons diffusés par atome, pendant une seule impulsion d'excitation, en fonction de l'intensité de faisceau exciteur. En croix oranges : avec un seul atome ; en losanges verts : 100 ± 30 atomes et en carrés bleus : 300 ± 100 atomes. En traits pointillés noirs, la modélisation à douze niveaux par les équations de Bloch optiques pour un atome unique (voir texte). En traits points : la même courbe que pour un atome unique mais multipliée par un facteur réducteur (voir texte).*

Trois types de nuages sont étudiés. Le premier comprend un seul atome et correspond aux points émettant la quantité de lumière diffusée la plus importante sur la Figure (croix oranges). Nous avons modélisé la réponse d'un atome à partir des équations de Bloch optiques à douze niveaux (voir Annexe B) en prenant pour l'excitation le pulse expérimental représenté Figure 4.10 b). Nous avons supposé une équi-répartition des populations dans les cinq états fondamentaux. Le nombre de photons émis en fonction de l'intensité du faisceau exciteur est représenté en traits pointillés noirs sur la Figure 4.23. Nous avons dû ajuster la courbe obtenue d'un facteur 1.2. Ce facteur est compatible avec l'incertitude sur la détectivité de notre système d'imagerie (voir Section 1.2.3). Cette simulation numérique reproduit bien la quantité de lumière diffusée obtenue expérimentalement avec un seul atome.

Sur la Figure 4.23, deux autres cas sont aussi représentés : un cas où la densité atomique est forte et un cas où elle est moyenne. Le cas à forte densité correspond à des nuages comprenant 300 ± 10 atomes, c'est-à-dire une densité atomique pic $n_0 = 1 \pm 0.7 \times 10^{14}$ at/cm³. De façon phénoménologique, nous avons reproduit la courbe de la quantité de lumière diffusée, que nous avons calculée numériquement pour un

atome, sur ces données, en multipliant la courbe par un facteur numérique que nous avons ajusté à 0.4. Cette courbe reproduit étonnamment bien les données obtenues dans ce cas de nuages denses. Ce résultat est surprenant au sens où le comportement collectif de cette assemblée d'atomes semble être identique à celui d'un seul atome à un facteur de réduction unique quelle que soit l'intensité du faisceau exciteur. Le dernier cas étudié est un cas intermédiaire entre l'atome unique et les nuages denses. Nous avons utilisé des nuages comprenant 100 ± 30 atomes c'est-à-dire ayant une densité atomique pic $n_0 = 3 \pm 1 \times 10^{13}$ at/cm³. À faible intensité de saturation, la quantité de lumière diffusée par atome est identique à celle d'un atome isolé. Par contre, lorsque l'intensité de saturation est plus élevée, la quantité de lumière diffusée diminue et devient identique à celle obtenue dans le cas des nuages denses. Ce cas d'une densité atomique intermédiaire illustre la zone de transition entre le cas d'un macro-atome et celui d'atomes indépendants. Afin d'étudier plus en détail ce phénomène, nous avons effectué une étude de la quantité de lumière diffusée en fonction du nombre d'atomes à des intensités de saturation différentes.

FIGURE 4.24 – *Nombre de photons diffusés par atome, durant une excitation, normalisé au cas d'un atome, en fonction du nombre d'atomes. L'intensité du faisceau exciteur est $s=0.1$ (carrés rouges), 1 (ronds verts), 10 (cercles bleus) et 33 (triangles noirs).*



La Figure 4.24 représente le nombre de photons collectés par atome, normalisé au cas d'un seul atome, en fonction du nombre d'atomes dans le nuage. Cette courbe est représentée pour différentes intensités de saturation du faisceau exciteur $s = (0.1, 1, 10, 33)$. Le cas $s = 0.1$ correspond à celui déjà étudié Section 4.2.5 mais où la quantité de lumière diffusée est maintenant divisée par le nombre d'atomes. On observe que lorsque le nombre d'atomes devient suffisamment important, la quantité de lumière diffusée, par rapport au cas à un atome, semble indépendante de l'intensité du faisceau exciteur. Cette quantité tend vers la valeur asymptotique de ~ 0.4 . Cette valeur est atteinte pour des nombres d'atomes d'autant plus faibles que l'intensité du faisceau exciteur est importante. Une explication possible de ce comportement vient du pompage optique. Comme présenté Section 3.4 (voir aussi (Balik *et al.*, 2009, 2013)), quand le nombre d'atomes présents dans un nuage augmente, les champs diffusés possèdent une polarisation très complexe et dans ce cas, tous les sous-états Zeeman de la transition de l'état ($5^2S_{1/2}, F = 2$) vers l'état ($5^2P_{3/2}, F' = 3$) participent au rayonnement. On reprend ici le calcul effectué Section 3.3.4 qui permet de réduire la sous-structure Zeeman à une seule transition à deux niveaux en appliquant un facteur réduisant l'amplitude de l'interaction par rapport à la transition extrême entre l'état $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ et l'état $|5^2P_{3/2}, F' = 3, m'_F = 3\rangle$. Nous

avons alors trouvé un facteur 0.34. Cette valeur est très proche de la valeur mesurée expérimentalement. Quand l'intensité du faisceau excitateur augmente, le pompage optique étant plus efficace, l'asymptote est alors atteinte pour un nombre d'atomes plus faible. La modélisation théorique exacte de ces phénomènes est extrêmement difficile, notamment en raison de la complexité du calcul de la polarisation du champ à l'intérieur du nuage.

4.4.4 Conclusion sur l'influence de l'intensité

Nous avons étudié l'influence de l'intensité de saturation du faisceau excitateur sur la forme des spectres d'excitation ainsi que la quantité de lumière diffusée obtenue. Nous avons pu mettre en évidence des comportements liés à cette saturation que nous avons expliqués qualitativement par un modèle simple. La modélisation exacte de ces phénomènes est particulièrement complexe car elle nécessite d'introduire la saturation des transitions atomiques, une telle modélisation pour des atomes dans un nuage dense va au-delà de ce manuscrit.

Au cours de cette étude, pour expliquer le comportement de la quantité de lumière diffusée détectée en fonction du nombre d'atomes, nous avons émis des hypothèses concernant des modifications de la polarisation de la lumière émise par les atomes qui nous ont permis d'expliquer le comportement observé. Nous avons poussé cette étude de la polarisation de la lumière émise par les atomes plus en détail et cette étude fait l'objet de la section ci-dessous.

4.5 Modification de la polarisation de la lumière émise par les atomes du nuage

Afin de comprendre l'incidence de la structure interne des atomes sur la diffusion de la lumière à forte intensité, nous avons analysé la polarisation de la lumière émise par les atomes. Nous avons effectué cette analyse, dans un premier temps, avec un seul atome et, dans un second temps, avec un ensemble d'atomes en faisant varier la densité atomique.

4.5.1 Analyse de la polarisation : cas d'un seul atome

Dans un premier temps, nous avons effectué l'analyse de la polarisation de la lumière émise par un seul atome. Le principe de la mesure est représenté sur la Figure 4.25 a) qui reprend notre système d'imagerie. L'atome diffuse de la lumière sous l'effet d'un champ excitateur de polarisation σ_+ . L'axe de quantification est créé par un faible champ magnétique suivant l'axe z . La lumière diffusée par l'atome est collectée par une lentille de grande ouverture numérique. Cette lumière diffusée est, par la suite, divisée par un cube séparateur de polarisation devant lequel est placée une lame $\lambda/2$ que l'on va tourner. À la sortie du cube, la lumière diffusée est collectée soit par la photodiode à avalanche, soit par la caméra intensifiée.

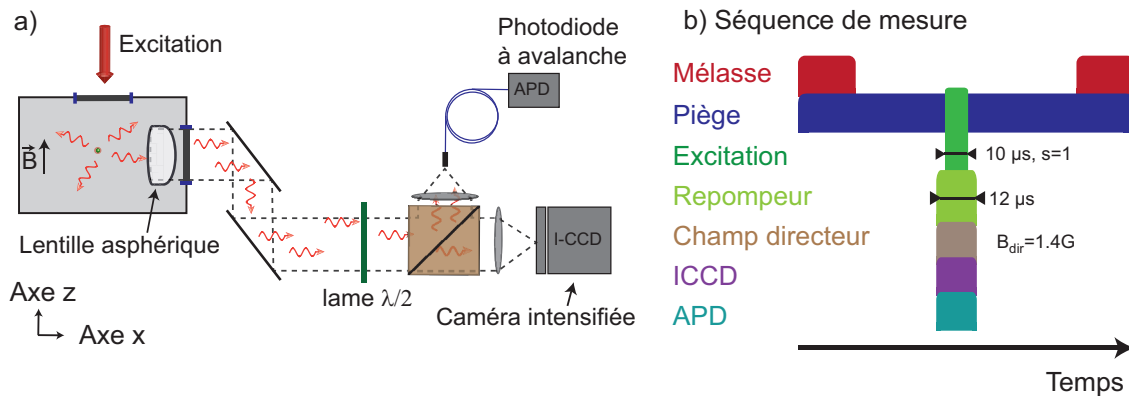


FIGURE 4.25 – a) *Système d'imagerie de notre dispositif expérimental. L'analyse de la quantité de lumière diffusée est effectuée en modifiant l'angle de la lame $\lambda/2$.* b) *Chronogramme de la séquence expérimentale utilisée pour analyser la polarisation de la quantité de lumière diffusée par un atome unique. La profondeur de la micro-pince optique est $U_{0,\text{micro}}/k_B = 1.5 \text{ mK}$ et sa taille est $1.6 \mu\text{m}$.*

L'atome étant soumis à un champ exciteur de polarisation σ_+ se propageant suivant l'axe z, la polarisation de la lumière collectée par la lentille asphérique est majoritairement orientée suivant l'axe y. Du fait de sa grande ouverture numérique, la polarisation exacte de la lumière collectée par la lentille n'est pas purement linéaire. L'Annexe D présente une étude détaillée de cette polarisation ainsi que de sa propagation au travers du système d'imagerie. En tournant la lame $\lambda/2$ devant le cube séparateur de polarisation, il est possible d'analyser cette polarisation en mesurant la quantité de lumière diffusée collectée sur l'APD et sur l'ICCD en fonction de l'angle de la lame.

Le chronogramme de la séquence expérimentale utilisée pour réaliser cette analyse est représenté sur la Figure 4.25 b). Nous formons une mélasse optique qui sert à charger la micro-pince optique avec exactement un atome. Nous envoyons sur l'atome un faisceau repompeur résonnant avec la transition entre l'état ($5^2S_{1/2}, F=1$) et l'état ($5^2P_{3/2}, F'=2$) qui permet de s'assurer que la population atomique est bien dans l'état $F=2$. Nous faisons alors diffuser l'atome grâce à un faisceau exciteur résonnant avec la transition entre l'état ($5^2S_{1/2}, F=2$) et l'état ($5^2P_{3/2}, F'=3$). La lumière diffusée est récoltée et analysée suivant la méthode décrite précédemment.

La quantité de lumière diffusée collectée sur la caméra, ainsi que sur la photodiode à avalanche, en fonction de l'angle de la lame $\lambda/2$, est représentée sur la Figure 4.26. Les données présentent un bruit assez important en raison du processus de déclenchement des expériences en atome unique qui utilise la marche fluorescence qui se produit lorsqu'un atome entre dans la pince optique. La fluorescence provenant de l'atome étant récoltée par la photodiode à avalanche, lorsque l'on tourne la lame $\lambda/2$ du système d'imagerie, la marche de fluorescence est parfois très faible, ce qui rend le déclenchement sur un atome unique incertain. En dépit d'une dispersion des points, une tendance claire se dessine : la lumière diffusée est soit dirigée vers la photodiode à avalanche, soit vers la caméra, supportant ainsi l'hypothèse d'une

polarisation principalement linéaire de la lumière. Nous avons ajusté les données expérimentales par des fonctions sinusoïdales qui sont représentées en traits continus sur la Figure 4.26. Nous avons imposé la période angulaire à 90° dans l'ajustement. Les deux courbes ajustées sont quasiment parfaitement opposées en phase, l'écart entre les deux étant de $\sim 5^\circ$.

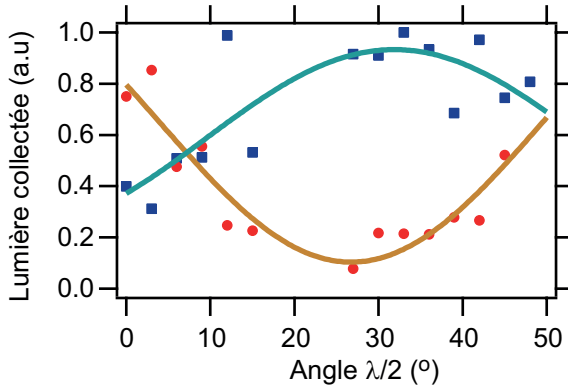


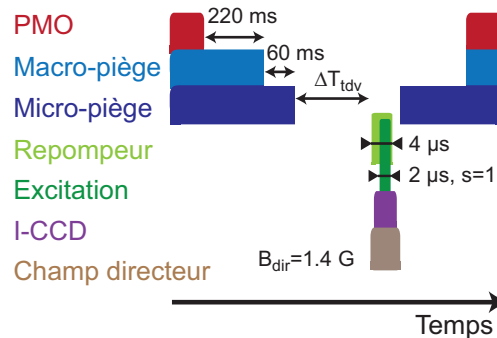
FIGURE 4.26 – *Quantité de lumière, en unité arbitraire, collectée sur la caméra intensifiée (carrés bleus) et sur la photodiode à avalanche (ronds rouges) en fonction de l'angle, en degrés, de la lame $\lambda/2$ du système d'imagerie (voir Figure 4.25 a)). Le zéro sur l'axe des abscisses est placé arbitrairement pour le premier point. La barre d'erreur typique sur les données est de 15%. Les données sont ajustées par des fonctions sinusoïdales dont la période est égale à 90° .*

4.5.2 Analyse de la polarisation : cas d'un milieu dense

Nous avons réalisé la même expérience que celle faite avec un seul atome mais avec un nuage dense comprenant ~ 450 atomes froids et pour différents temps de vol afin de faire varier la densité atomique. La séquence expérimentale est représentée sur la Figure 4.27. Cette séquence est très proche de celle utilisée Section 4.3 pour mesurer le spectre d'excitation à la différence que nous faisons ici varier l'angle de lame $\lambda/2$ du système d'imagerie au lieu de la fréquence du faisceau exciteur. Succinctement, la séquence commence par la formation d'un PMO qui sert à charger une macro-pince ($\sim 4 \mu\text{m}$), ce dernier est ensuite éteint. La macro-pince sert ensuite de réservoir de chargement pour une micro-pince ($\sim 1.6 \mu\text{m}$) pendant 220 ms. À la suite de ce chargement, la macro-pince est éteinte. Après 60 ms laissés aux atomes présents dans la micro-pince pour thermaliser, la pince contient (~ 450) atomes à une température $\sim 110 \mu\text{K}$. Les atomes sont alors relâchés en espace libre. Après un temps d'attente ΔT_{tdv} variable, un pulse lumineux de forte intensité de saturation $s = 1$, d'une durée $\sim 2 \mu\text{s}$, proche de résonance avec la transition ($5^2S_{1/2}, F = 2$) et l'état ($5^2P_{3/2}, F' = 3$), et de polarisation σ_+ , est envoyé sur les atomes. Un faisceau repompeur est allumé $2 \mu\text{s}$ avant le début du pulse d'excitation et est maintenu allumé afin que toute la population atomique soit dans l'état ($5^2S_{1/2}, F = 2$). La lumière diffusée par les atomes est collectée par la caméra intensifiée. Chaque point de mesure correspond à la réalisation d'un nombre compris entre 50 et 100 séquences, à la suite de quoi, l'angle de lame $\lambda/2$ est changé.

Le résultat de l'expérience est représenté sur la Figure 4.28. L'expérience a été réalisée avec quatre temps de vol différents $\Delta T_{\text{tdv}} = (0, 10, 30, 60) \mu\text{s}$ avec ~ 450 atomes à chaque fois. À temps de vol long, il est quasiment possible d'annuler la quantité de

FIGURE 4.27 – Chronogramme de la séquence expérimentale utilisée pour mesurer la modification de la polarisation de la lumière émise par les atomes en fonction du temps de vol. La profondeur de la micro-pince optique est $U_{0,\text{micro}}/k_B = 1.5$ mK et sa taille est $1.6 \mu\text{m}$.



lumière diffusée par les atomes lorsque l'on fait tourner la lame $\lambda/2$. La polarisation atomique est donc proche d'être linéaire, ce qui est attendu en raison de la faible densité atomique ($n_0 \sim 10^{11}$ at/cm³). À temps de vol plus court, les interactions entre les atomes jouent un rôle : elles viennent modifier la polarisation de la lumière émise par les atomes. En effet, plus le temps de vol est court, moins l'oscillation est contrastée, preuve que la polarisation de la lumière n'est plus uniquement linéaire.

Lumière diffusée (a.u) collectée sur l'ICCD:

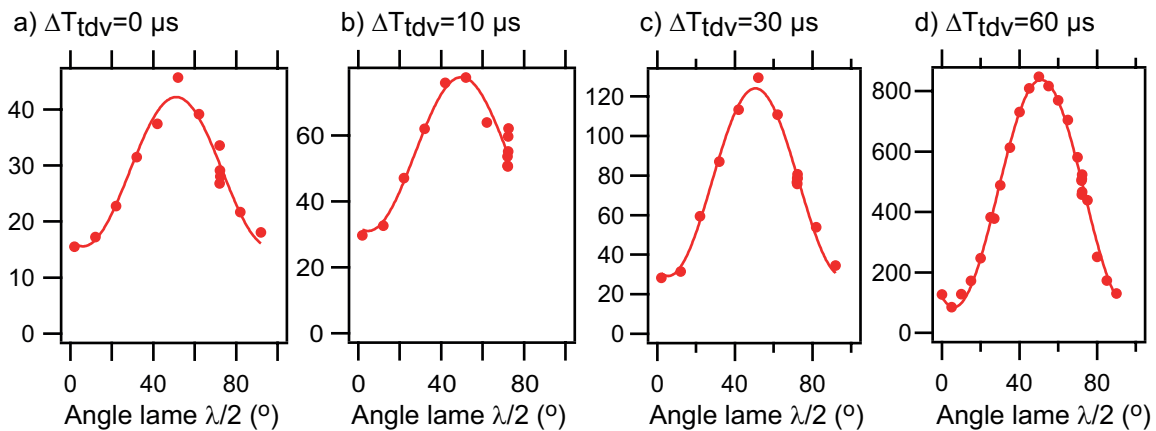


FIGURE 4.28 – Quantité de lumière diffusée récoltée sur la caméra en fonction de l'angle de la lame $\lambda/2$ du système d'imagerie pour différents temps de vol : a) $0 \mu\text{s}$, b) $10 \mu\text{s}$, c) $30 \mu\text{s}$ et d) $60 \mu\text{s}$. La barre d'erreur typique correspond à 10% et a été mesurée par répétabilité. Les données sont ajustées par des fonctions sinusoidales de période 90° .

À partir des oscillations observées sur la Figure 4.28, nous avons extrait le contraste : $C = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$. Celui-ci est représenté sur la Figure 4.29. Nous avons aussi représenté sur cette figure le contraste maximum attendu pour notre système d'imagerie $C = 0.92$ (voir Annexe D).

Pour le temps de vol maximum que nous avons mesuré, le contraste obtenu est proche de la limite maximale. Par contre, pour un temps de vol plus faible, le contraste chute, preuve de l'importance de la structure interne de l'atome dans le processus de diffusion résonnante de la lumière à une intensité de saturation $s = 1$ du faisceau exci-

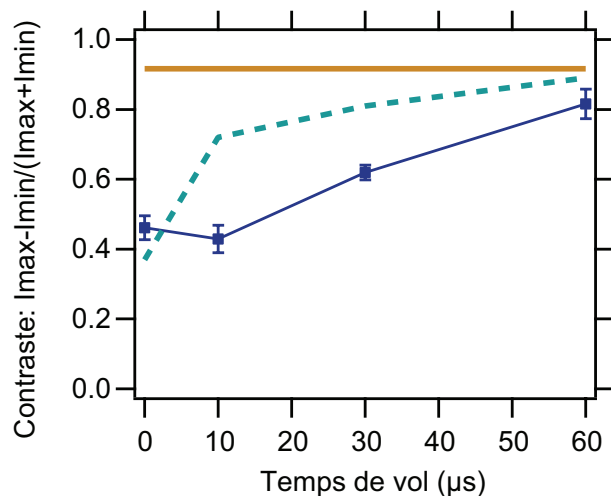


FIGURE 4.29 – *Contraste obtenu dans l’analyse en polarisation de la lumière émise par les atomes en fonction du temps de vol avant la mesure. En carrés bleus : les contrastes extraits de la Figure 4.28. En trait continu orange : la limite maximale de contraste attendue pour notre système d’imagerie. En traits pointillés : la simulation théorique à partir du modèle des dipôles couplés classiques.*

tateur. Nous avons fait une simulation numérique du contraste à partir des équations des dipôles couplés classiques dans des conditions identiques aux conditions expérimentales. Le résultat de cette simulation est représenté sur la Figure 4.29. À fort temps de vol, le contraste mesuré et celui simulé sont très proches. Pour des temps de vol moins longs, la simulation prédit aussi une diminution du contraste mais à un temps de vol plus faible, soit à une densité plus élevée que celle mesurée expérimentalement. Nous attribuons cette différence d’une part, à la simplicité du modèle des dipôles classiques qui ne prend pas en compte la sous-structure Zeeman complète du rubidium responsable du changement de la polarisation émise par les atomes. D’autre part, l’hypothèse de dipôles classiques ne prend pas en compte les aspects liés à l’intensité de saturation $s = 1$ utilisée ici, qui peuvent être non négligeables.

4.5.3 Conclusion sur la modification de la polarisation

Nous avons démontré que lorsque la densité atomique d’un nuage devient suffisamment importante, la polarisation émise par les atomes change en raison de la sous-structure Zeeman complexe des atomes de rubidium. Nous avons comparé ces données au modèle simple des dipôles classiques qui reproduit partiellement le comportement observé sans donner un accord exact quant à la densité atomique à partir de laquelle cette modification de la polarisation devient importante. Cette étude nous permet de confirmer l’importance de la modification de la polarisation dans la diffusion de la lumière par un milieu dense, une hypothèse que nous avons émise Section 4.4.3 pour expliquer la quantité de lumière diffusée en fonction de l’intensité de saturation.

Il faut noter que l’étude présentée ici a été effectuée à intensité de saturation élevée. En particulier, ces résultats ne s’appliquent pas aux études présentées Section 4.2 et Section 4.3 qui utilisent des intensités faibles. Nous avons effectué une étude préliminaire de la modification de la polarisation de la lumière diffusée à une intensité de saturation plus faible ($s = 0.1$), qui indique que les effets sont significativement réduits (facteur de réduction >10) par rapport au cas présenté ici. Il n’est donc pas possible d’expliquer la suppression de l’excitation observée Sections 4.2.5 et 4.3.5 par

des effets de polarisation.

4.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté notre étude de la modification de la raie d'excitation collective du rubidium en présence de l'interaction dipôle-dipôle résonnante. Nous avons montré, avec deux méthodes différentes, un élargissement de la raie d'excitation que nous avons interprété comme une signature d'un comportement collectif des atomes du nuage. Nous avons comparé les données obtenues aux modèles développés dans le Chapitre 3 qui reproduisent le comportement observé sans donner un accord numérique satisfaisant. Nous avons démontré que les données indiquent clairement un comportement au-delà du modèle de champ moyen "Timed Dicke". Nous avons présenté nos résultats concernant la modification de la raie d'excitation collective lorsque l'intensité de saturation était modifiée et avons démontré une claire dépendance des effets collectifs avec l'intensité du faisceau exciteur. Finalement, nous avons présenté une étude de la polarisation émise par les atomes en interactions et avons démontré l'importance de la sous-structure Zeeman lorsque l'intensité de saturation est élevée.

Ce chapitre s'est intéressé à l'étude spectrale de la diffusion de la lumière. La largeur de la raie d'excitation collective correspond aussi à la durée de vie des modes collectifs excités à l'intérieur du nuage. Le chapitre suivant présente quant à lui le début d'étude temporelle de la diffusion de la lumière dans les milieux denses que nous avons jusqu'à présent effectuée.

Chapitre 5

Étude temporelle de la diffusion de la lumière par un nuage dense

Sommaire

5.1	Mise en évidence expérimentale du retard de Wigner avec un seul atome	164
5.1.1	Retard de Wigner pour la diffusion d'une onde	165
5.1.2	Séquence expérimentale	166
5.1.3	Retard de Wigner pour un atome	167
5.1.4	Nombre de photons diffusés	169
5.1.5	Retard de Wigner avec plusieurs atomes en interactions : quelques prédictions	169
5.2	Modes sousradiants et superradiants : analyse temporelle théorique	170
5.2.1	Solutions des équations des dipôles couplés en fonction du temps	170
5.2.2	Énergie stockée dans le nuage en fonction du temps	171
5.2.3	Quantité de lumière diffusée en fonction du temps	173
5.2.4	Diffusion multiple dans le nuage	175
5.3	Conclusion	175

Lors du précédent chapitre, nous avons mis en évidence l'une des conséquences des interactions dipôle-dipôle qu'est la modification des spectres d'excitation collectifs des nuages atomiques. Nous avons notamment démontré que ces spectres d'excitation s'élargissent. Or, ces élargissements dans le domaine spectral peuvent aussi être vus comme des modifications des durées de vie des états collectifs du nuage. C'est pourquoi nous étudierons, dans le présent chapitre, la diffusion de la lumière d'un point de vue temporel et notamment les modifications qui apparaissent dans la forme temporelle de la désexcitation d'un nuage atomique liées aux interactions dipôle-dipôle.

Ce chapitre commence par une étude de la diffusion d'une impulsion gaussienne de lumière par un seul atome nous permettant de mettre en évidence le retard de Wigner. Nous présentons aussi différents arguments sur le comportement attendu en présence de plus d'un atome dans l'ensemble. Ensuite, nous étudions théoriquement les équations des dipôles couplés présentées dans le Chapitre 3, qui sont appliquées à l'étude de la désexcitation d'un ensemble d'atomes faiblement excités. Nous étudions notamment les régimes expérimentaux prometteurs pour la mise en évidence de la sousradianance et de la superradianance avec des ensembles mésoscopiques.

5.1 Mise en évidence expérimentale du retard de Wigner avec un seul atome

Lorsqu'une onde est envoyée sur un atome, un processus de diffusion élastique et inélastique de cette onde prend place. Si l'intensité de saturation du faisceau excitateur est faible, l'onde est principalement diffusée élastiquement (Cohen-Tannoudji, Dupont-Roc, et Grynberg, 1988). Au cours de ce processus, la fréquence de la lumière diffusée reste égale à la fréquence d'excitation. De plus, d'un point de vue temporel, la diffusion élastique d'une onde par un dipôle, atome ou tout autre entité, est un processus à retard. Cet effet a été dérivé pour la première fois par (Wigner, 1955; Smith, 1960). Ce retard peut être vu comme la durée de vie de l'état résonnant qui se forme lors de la diffusion. Ce retard est important dans l'étude temporelle de la diffusion de la lumière dans un nuage dense, puisque c'est cette durée qui gouverne le temps de transport de l'énergie (Lagendijkalb et Van Tiggelen, 1996; Labeyrie *et al.*, 2003; Van Tiggelen *et al.*, 1992). De nombreuses études théoriques ont aussi été portées sur ce retard, en particulier dans les milieux aléatoires (Nussenzveig, 1997; Lagendijkalb et Van Tiggelen, 1996; Van Tiggelen *et al.*, 1999).

Les processus de diffusion élastique sont des processus qui apparaissent dans de nombreux domaines de la physique, cependant, dans la plupart des cas, le retard - dit retard de Wigner - associé à la diffusion, est très faible. En effet, ce temps dépend directement de la durée de vie de la résonance qui s'avère très courte dans de nombreux cas. La première mise en évidence de ce retard a été réalisée par (Maroni, Massa, et Vannini, 1976). Les auteurs ont mis en évidence un retard de 10^{-20} s dans la diffusion de protons sur une cible de carbone, et ce, en utilisant les interférences dans le rayonnement Bremsstrahlung. En utilisant la réflexion d'un laser femtoseconde sur une surface métallique, les auteurs (Chauvat *et al.*, 2000) ont pu mesurer le retard de Wigner associé à la résonance du plasmon présent sur la surface métallique. Plus récemment, la métrologie attoseconde a permis la mesure de retard de 10 à 100 as lors de l'émission de photoélectrons d'une surface d'un cristal de tungsten (Cavaliere *et al.*, 2007) et d'une vapeur atomique (Schultze *et al.*, 2010).

Nous présentons ici notre étude de ce retard, que nous avons mesuré en réalisant l'expérience de pensée de Wigner, à savoir la diffusion d'une onde par un diffuseur unique, *i.e.* un atome unique dans notre cas.

5.1.1 Retard de Wigner pour la diffusion d'une onde

Supposons un atome à deux niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$. En présence d'un champ faiblement excitateur, l'atome présente un dipôle $d(\omega) = \alpha(\omega)E_0(\omega)$, avec $\alpha(\omega)$, la polarisabilité complexe de l'atome définie par :

$$\alpha(\omega) = -\frac{d_{ef}}{\hbar} \frac{1}{\omega - \omega_0 + i\frac{\Gamma}{2}}, \quad (5.1)$$

où on réutilise les notations des chapitres précédents : ω , la fréquence de la lumière excitatrice, ω_0 , la fréquence de la transition entre les états $|f\rangle$ et $|e\rangle$ et $\tau = 1/\Gamma$, la durée de vie de cette transition. Cette expression n'est valable que si l'intensité de saturation du faisceau excitateur est faible, c'est-à-dire si $s = I/I_{\text{sat}} \ll 1$, avec I_{sat} qui indique toujours l'intensité de saturation de la transition considérée. Le champ diffusé par l'atome peut s'écrire, en champ lointain et à la position r :

$$E_{\text{ray}}(\omega, r, t) = \frac{\omega^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} d(\omega) \frac{e^{i\omega(t-\frac{r}{c})}}{r} f, \quad (5.2)$$

où f est un facteur qui comprend la dépendance spatiale de la diffusion. Afin de visualiser ce retard, nous allons maintenant supposer que l'excitation possède une forme temporelle dont le centre est aisément identifiable. Nous avons choisi une forme temporelle gaussienne.

Cas d'une excitation par un pulse gaussien

Considérons maintenant le cas d'un atome excité par un pulse lumineux dont la dépendance temporelle suit une loi gaussienne. On peut écrire le champ lumineux suivant $E(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{2\Delta t^2}} e^{i\omega_L t}$, dont la fréquence centrale est ω_L et sa largeur temporelle est Δt . Sa distribution fréquentielle est $\tilde{E}(\omega) \propto e^{-\frac{(\omega-\omega_L)^2}{2\Delta\omega^2}}$, avec $\Delta\omega = 1/\Delta t$.

Le champ diffusé par le dipôle atomique est donc :

$$E_{\text{ray}}(r, t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \omega^2 |\alpha(\omega)| e^{-i\Phi(\omega)} \tilde{E}(\omega) \frac{e^{i\omega(t-\frac{r}{c})}}{r} d\omega, \quad (5.3)$$

avec $\alpha(\omega) = |\alpha(\omega)| e^{-i\Phi(\omega)}$ et $\Phi(\omega) = \arctan\left(\frac{\Gamma}{2(\omega_0-\omega)}\right)$, le décalage de phase. Dans la limite $\Delta t \gg \tau$, c'est-à-dire $\Delta\omega \ll \Gamma$, la polarisabilité varie lentement par rapport à $\tilde{E}(\omega)$ qui est centré autour de ω_L . On effectue donc le développement de $\Phi(\omega)$ autour de ω_L , ce qui nous permet de dériver l'amplitude du champ dans une certaine direction :

$$E_{\text{ray}}(r, t) \propto |\alpha(\omega_L)| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(\omega-\omega_L)^2}{2\Delta\omega^2}} e^{i\omega[t-\frac{r}{c}-\frac{d\Phi}{d\omega}(\omega_L)]} d\omega. \quad (5.4)$$

L'intensité diffusée, est dans ce cas :

$$|E_{\text{ray}}|^2 \propto \frac{1}{1 + 4\left(\frac{\omega_L - \omega_0}{\Gamma}\right)^2} e^{-\frac{\left[t - \frac{r}{c} - \frac{d\Phi}{d\omega}(\omega_L)\right]^2}{\Delta t^2}}. \quad (5.5)$$

La forme temporelle de l'intensité diffusée est la même que celle du pulse gaussien incident, à la différence d'un retard par rapport au cas sans diffuseur, qui est le retard de Wigner :

$$\tau_W(\omega_L) = \frac{d\Phi}{d\omega}(\omega_L) = \frac{2}{\Gamma} \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{\omega_L - \omega_0}{\Gamma}\right)^2}. \quad (5.6)$$

Le retard est donc maximum à résonance et vaut $2/\Gamma$, soit plusieurs dizaines de nanosecondes pour les transitions atomiques optiques. Par ailleurs, la dépendance attendue avec le désaccord correspond à une fonction lorentzienne. Ce modèle simple prédit également que l'amplitude du signal diffusé varie aussi suivant une fonction lorentzienne.

Ce retard à la diffusion apparaît dès qu'une résonance intervient dans le processus. Par exemple, cet effet peut apparaître dans un Fabry-Pérot.

Nous avons réalisé expérimentalement une mesure du retard de Wigner sur un atome unique et présentons nos résultats dans la section ci-dessous.

5.1.2 Séquence expérimentale

Afin de réaliser cette expérience dans le cas idéal d'un seul diffuseur, nous utilisons expérimentalement le régime de l'atome unique déjà présenté Section 1.3.1. Le chronogramme de la séquence expérimentale utilisée est représenté sur la Figure 5.1. La séquence commence par le chargement d'un atome unique dans la pince. Celui-ci est pompé dans l'état ($5^2S_{1/2}, F=2$) en maintenant les faisceaux repompeurs de la mélasse allumés pendant 5 ms après l'extinction des faisceaux principaux. L'atome est ensuite relâché en espace libre. Un pulse lumineux gaussien d'intensité de saturation maximale $s = I/I_{\text{sat}} = 0.1$, de polarisation σ_+ et proche de résonance avec la transition atomique est alors envoyé sur l'atome (voir Figure 5.2 a)). La lumière diffusée par l'atome est collectée par la lentille asphérique, soit à 90° de la direction de propagation du faisceau incident. La lumière diffusée est détectée par la photodiode à avalanche qui est connectée à une carte de comptage rapide (voir Section 1.2.4). Cette carte mesure la différence entre les temps d'arrivée de deux impulsions électriques. La photodiode est branchée sur l'entrée "Start" de la carte et un signal numérique délivré par l'ordinateur est envoyé sur l'entrée "Stop" de la carte. Ce signal est envoyé sur la carte 1 μs après l'envoi de l'impulsion lumineuse sur l'atome. Le micro-piège dipolaire est ensuite rallumé afin de recapturer l'atome.

L'atome est relâché, excité puis recapturé 50 fois d'affilé avant que les faisceaux de la mélasse ne soient rallumés pour le refroidir pendant 1 ms. Afin d'optimiser la quantité de lumière récoltée, ce schéma temporel est répété 120 fois avant qu'un nouvel atome soit à nouveau chargé. Un total de 6000 pulses gaussiens est envoyé sur l'atome avant qu'un nouvel atome ne soit chargé dans la pince. Nous répétons cette séquence expérimentale typiquement 2000 fois avant d'obtenir un signal suffisant. Ensuite, nous changeons la fréquence centrale du faisceau d'excitation.

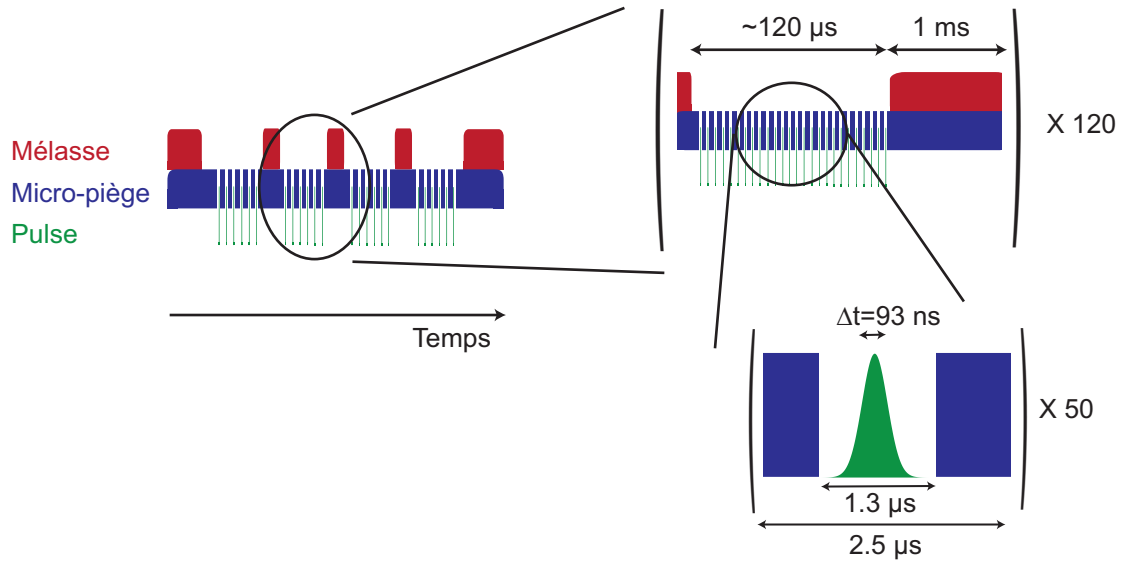


FIGURE 5.1 – *Chronogramme de la séquence expérimentale utilisée pour mesurer le retard de Wigner avec un atome unique. La profondeur du piège est de $U/k = 0.9$ mK à une longueur d'onde 850 nm et pour une taille de ~ 1.6 μm . La durée totale de la séquence est de ~ 140 ms.*

5.1.3 Retard de Wigner pour un atome

La Figure 5.2 b) représente des histogrammes des instants de détection des photons pour différents désaccords $\Delta = (\omega_L - \omega_0)/\Gamma = (0, -0.3, 2)$. Plusieurs éléments notables apparaissent sur cette figure. Tout d'abord, la quantité de lumière diffusée collectée diminue lorsque le désaccord augmente, cet effet est étudié dans la section qui suit. Ensuite, le centre de la gaussienne se déplace lorsque le désaccord augmente. Nous avons ajusté les données par des fonctions gaussiennes telles que prédites par l'Équation 5.5, celles-ci reproduisent bien les données. Nous avons extrait de ces ajustements les centres des gaussiennes qui sont représentés sur la Figure 5.3.

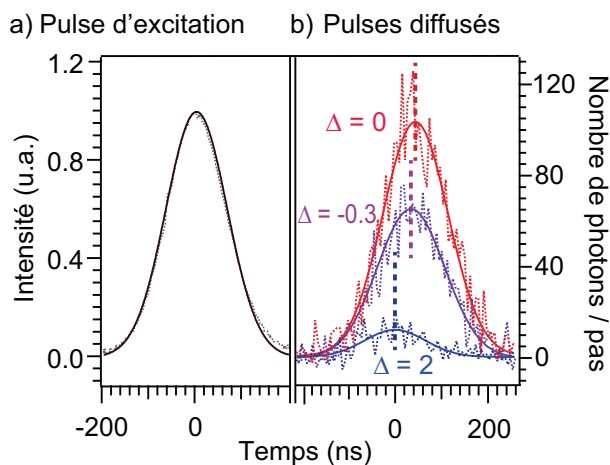
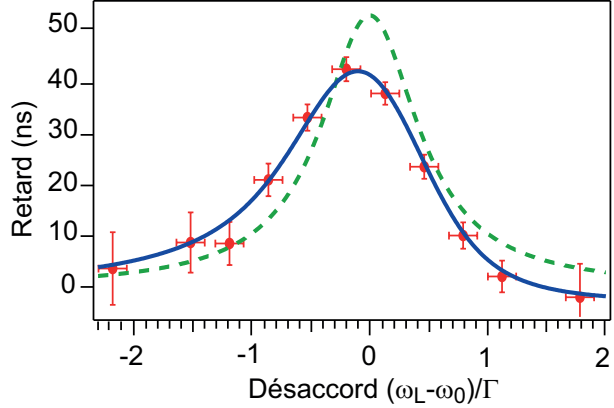


FIGURE 5.2 – *a) Intensité mesurée du pulse exciteur de largeur temporelle 66 ns correspondant à $\Delta t = 93$ ns. En pointillés, la mesure effectuée à partir d'une photodiode rapide et en trait plein, l'ajustement par une fonction gaussienne. b) Pulses diffusés par l'atome pour les désaccords $\Delta = (\omega_L - \omega_0)/\Gamma = (0, -0.3, 2)$. Les pas temporels sont de 5.9 ns. En pointillés : les points expérimentaux et en trait plein : les ajustements par des fonctions gaussiennes.*

FIGURE 5.3 – Retard du pulse diffusé par l'atome en fonction du désaccord du faisceau excitateur. En traits pointillés, la prédiction de l'Équation 5.6. La ligne bleue continue indique la solution de l'Équation 5.7 qui modélise un atome à deux niveaux excité par le pulse de la Figure 5.2 a), et dont le taux de chirp est $\alpha/2\pi = 5 \pm 0.8$ MHz/ μ s. Les barres d'erreurs verticales sont celles des ajustements des pulses diffusés. Les barres d'erreurs horizontales correspondent à l'écart-type de la fréquence centrale du laser (0.12Γ).



En comparant les centres des gaussiennes fortement hors résonance avec celui à désaccord nul, on trouve le retard de Wigner $\tau_W \sim 42 \pm 2$ ns. Cette valeur est assez proche de $2/\Gamma = 52$ ns prédite par l'équation 5.6.

La différence entre les mesures et le modèle simple présenté précédemment est due aux conditions $\Delta \ll \Gamma$ et $I/I_{\text{sat}} \ll 1$ qui ne sont pas entièrement remplies ici. En particulier le fait que la condition $I \ll I_{\text{sat}}$ n'est pas remplie implique que la diffusion n'est pas uniquement élastique, mais qu'elle possède aussi une partie inélastique, contrairement à ce qui est implicitement supposé dans le modèle. Afin de modéliser plus précisément le comportement atomique, nous avons calculé la matrice densité d'un atome comportant deux niveaux soumis au pulse Figure 5.2 a), en nous servant des équations de Bloch optiques. Ces équations, dans le cadre de l'approximation des ondes tournantes, s'écrivent (Cohen-Tannoudji, Dupont-Roc, et Grynberg, 1988) :

$$\dot{\tilde{\rho}}_{eg} = i(\omega_L - \omega_0(r))\tilde{\rho}_{eg} + i\frac{\Omega(t)}{2}(2\rho_{ee} - 1) - \frac{\Gamma}{2}\tilde{\rho}_{eg}, \quad (5.7)$$

$$\dot{\rho}_{ee} = i\frac{\Omega(t)}{2}(\tilde{\rho}_{eg} - \tilde{\rho}_{ge}) - \Gamma\rho_{ee}, \quad (5.8)$$

où $\tilde{\rho}_{eg} = \rho_{rg} \exp(i\omega_L t)$, $\tilde{\rho}_{eg} = \tilde{\rho}_{ge}^*$, $\Omega(t) = \Omega e^{-t^2/(4\Delta t^2)}$ et $2\Omega^2/\Gamma^2 = I/I_{\text{sat}}$. Les données présentant une légère asymétrie, nous avons autorisé la fréquence de la transition atomique à varier légèrement au cours du pulse : $\omega_0(t) = \omega_0 + \alpha t$. L'origine de ce chirp est toujours en cours d'étude. Il pourrait en partie provenir de la coupure trop lente du piège qui induit une variation du déplacement lumineux vu par les atomes. La résolution des Équations 5.7 et 5.8 permet d'obtenir la population dans l'état excité en fonction du temps $\rho_{ee}(t)$, qui est proportionnelle à l'intensité diffusée $I_{\text{ray}}(t)$. La forme temporelle de $I_{\text{ray}}(t)$ est très proche d'une fonction gaussienne, permettant de déterminer le retard de Wigner facilement. L'ajustement des données de la Figure 5.3 nous permet de déterminer le seul paramètre ajustable du modèle : le taux de chirp $\alpha = 5 \pm 0.8$ MHz/ μ s. On extrait le délai maximal qui vaut 42 ns, à résonance. En prenant $I/I_{\text{sat}} < 0.01$, $\Delta t > 10/\Gamma$ et $\alpha = 0$, nous avons vérifié que nous retrouvons

la valeur asymptotique du retard de $2/\Gamma$, indiquant un comportement de diffusion élastique et ce, à mieux que 2%.

5.1.4 Nombre de photons diffusés

Le second élément que nous avons étudié, qui permet de caractériser complètement la diffusion par l'atome, est le nombre de photons émis par l'atome en fonction du désaccord du faisceau exciteur. Pour cela, nous avons intégré le nombre total de photons collectés pendant toute la durée du pulse, pris sur la Figure 5.2 b). Ce nombre de photons collectés est représenté sur la Figure 5.4 après intégration sur 2000 séquences comprenant chacune 6000 envois d'impulsion sur l'atome.

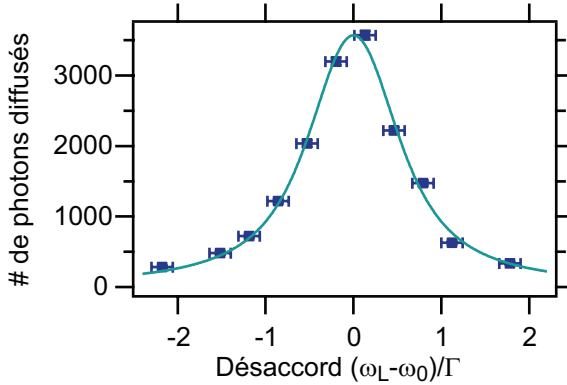


FIGURE 5.4 – Nombre de photons diffusés par l'atome en fonction du désaccord de faisceau exciteur. La ligne continue est la solution des équations de Bloch optiques 5.7. Les barres d'erreurs horizontales correspondent à l'écart-type de la fréquence centrale du laser (0.12Γ). Le signal est intégré sur 2000 séquences comprenant chacune 6000 envois d'impulsion sur l'atome à une intensité de saturation $s = 0.1$.

Nous avons utilisé les Équations 5.7 et 5.8 afin de modéliser cette quantité de lumière diffusée. Le modèle utilise les mêmes paramètres que ceux indiqués dans la section précédente. L'accord entre les données et le modèle est très bon et permet de faire apparaître une largeur à mi-hauteur de 1.2Γ , légèrement plus grande que celle de la lorentzienne prédite par l'Équation 5.5. Nous expliquons, ici aussi, cette différence par les deux conditions $I/I_{\text{sat}} \ll 1$ et $\Delta t \gg 1/\Gamma$ qui ne sont pas intégralement remplies expérimentalement.

5.1.5 Retard de Wigner avec plusieurs atomes en interactions : quelques prédictions

Pour un seul diffuseur, le retard de Wigner maximum est égal à $2/\Gamma$, soit deux fois l'inverse de la largeur de la transition étudiée. Pour prédire le comportement du retard de Wigner lorsque plusieurs atomes sont en interactions, nous faisons appel à deux arguments.

Le premier argument concerne la largeur du spectre d'excitation. En effet, en présence de plusieurs centaines d'atomes, nous avons pu mettre en évidence, dans le Chapitre 4, certains des effets résultant de l'interaction dipôle-dipôle résonante entre des atomes, à savoir un élargissement significatif du spectre d'excitation collectif. Les largeurs que nous avons mesurées sont, à faible excitation, de l'ordre de 3Γ . Si l'on considère que l'atome peut être modélisé comme un macro-atome possédant les

propriétés collectives des atomes en interactions, alors cette modification de la largeur de la transition collective doit avoir pour conséquence une modification du retard de Wigner d'un ordre de grandeur équivalent. Le retard de Wigner attendu en présence d'interactions, par rapport à un seul atome, devrait donc être diminué d'un facteur 3.

Le second argument concerne la taille non négligeable du milieu. Un ensemble atomique de taille $\ll \lambda$ peut être considéré comme un diffuseur unique. Cependant, la taille des ensembles dont nous nous servons est, certes, proche de cette limite suivant la direction radiale du piège ($r \sim 200$ nm), par contre, suivant la direction longitudinale, sa taille est nettement supérieure à cette limite ($r \sim 1$ μ m). De plus, cette direction longitudinale correspond à la direction de collection de la lumière. En raison de cette élongation du nuage, des phénomènes de rediffusion de la lumière peuvent prendre place à l'intérieur du nuage. En effet, en raison de la forte densité atomique qui y règne, le libre parcours moyen des atomes est $l = 1/(n3\lambda^2/(2\pi)) \sim 200$ nm. A chaque rediffusion, un nouveau retard de Wigner s'ajoute à la durée de diffusion.

Ces deux arguments simples vont dans des directions opposées et un modèle plus précis est nécessaire pour prédire le comportement exact attendu pour un ensemble d'atomes très dense. Ils nous permettent cependant de mettre en évidence l'intérêt de ce régime, que nous souhaitons étudier prochainement. Une étude expérimentale de ces phénomènes est, par ailleurs, prévue pour de tels ensembles mésoscopiques denses.

5.2 Modes sousradiants et superradiants : analyse temporelle théorique

Lors de l'étude des valeurs propres que nous avons effectuée Section 3.6.1, nous avons mis en évidence une forte modification des durées de vie des modes collectifs dans des nuages denses. Nous avons étudié dans le Chapitre 4, la façon dont ces modifications des valeurs propres des atomes en interactions affectent les spectres d'excitation collectifs. Dans la section présente, nous regardons comment ces nouvelles énergies propres modifient la désexcitation du nuage atomique d'un point de vue temporel, en calculant théoriquement la quantité de lumière diffusée par les atomes après extinction d'un faisceau exciteur.

5.2.1 Solutions des équations des dipôles couplés en fonction du temps

Nous considérons un ensemble d'atomes libres ayant été soumis à un faisceau exciteur de durée infiniment longue et qui se propage suivant l'axe Z. Ce faisceau est désaccordé de la résonance atomique de $\Delta = (\omega_L - \omega_0)$. Nous étudions ici la façon dont la quantité de lumière émise par les atomes évolue, dans les différentes directions de l'espace, à partir du moment où le faisceau exciteur est éteint.

Nous partons de l'Équation 3.64. On transforme cette équation à partir des vecteurs propres de l'hamiltonien $H_1 = (i\frac{\Gamma}{2})I + [V]$:

$$\frac{d}{dt}(\gamma(t)) = i \left(\Delta + i\frac{\Gamma}{2} \right) I(\gamma(t)) + i\Lambda(\gamma(t)) - iP^{-1}\frac{\Omega(\mathbf{r}, t)}{2}, \quad (5.9)$$

où P est la matrice des vecteurs propres de H_1 . On a $\gamma(t) = P^{-1}(\phi(t))$ et $\Lambda = P^{-1}[V]P$, la matrice diagonale des valeurs propres de $[V]$. Nous supposons maintenant que le champ excitateur est éteint, soit que $\Omega(\mathbf{r}, t) = 0$ et $\Delta = 0$. La solution de l'équation est donc :

$$\gamma_\alpha(t) = \gamma_\alpha(0)e^{-\frac{\Gamma}{2}t + i\Lambda_\alpha t}, \quad (5.10)$$

avec Λ_α , les éléments de Λ et $\gamma_\alpha(0)$ qui sera déterminé par les conditions initiales. Les $\gamma_\alpha(t)$ forment la base des vecteurs propres de H_1 . Cette base est non-orthogonale en raison du caractère non hermitien de la matrice H_1 .

Déterminons maintenant les conditions initiales. Le nuage est supposé avoir été excité pendant un temps infiniment long, on peut donc considérer que les dipôles sont dans l'état stationnaire $\frac{d}{dt}\gamma(t) = 0$. La solution est donc $\gamma_\alpha(0) = ((H_{tot}^{diago})^{-1}P^{-1}\frac{\Omega}{2})_\alpha$. Avec $H_{tot}^{diago} = P^{-1}H_{tot}P$ et $H_{tot} = H_1 + \Delta I$. Les dipôles s'obtiennent par $\phi(t) = P\gamma(t)$, soit :

$$\phi(t) = P((H_{tot}^{diago})^{-1}P^{-1}\frac{\Omega}{2})e^{-\frac{\Gamma}{2}t + i\Lambda t} \quad (5.11)$$

L'amplitude des dipôles en fonction du temps étant maintenant connue, on applique la Formule 4.1 pour déterminer le champ émis par ces dipôles. L'intensité diffusée, dans une direction donnée étant $I_{ray} = |E|^2$. Par ailleurs, l'énergie totale comprise à l'intérieur du nuage s'écrit :

$$U \propto \sum_i |\phi_i(t)|^2. \quad (5.12)$$

5.2.2 Énergie stockée dans le nuage en fonction du temps

La Figure 5.5 représente l'énergie contenue dans le nuage définie par l'Équation 5.12 en fonction du temps. Le nuage est supposé avoir été excité par un faisceau de faible intensité de saturation et désaccordé de 10Γ de la résonance atomique. Utiliser un faisceau fortement désaccordé permet de s'assurer que le phénomène de rediffusion de la lumière ne gouverne pas la dynamique d'évolution de l'énergie contenue dans le nuage. En effet, la section efficace de diffusion varie comme $\sigma = \sigma_0 \frac{1}{1+4\Delta^2/\Gamma^2}$. À fort désaccord, la lumière diffusée par un atome a une probabilité très faible d'être rediffusée par un second atome. Ce phénomène de diffusion multiple est étudié dans le Section 5.2.4.

La Figure 5.5 a) considère le cas d'un atome à deux niveaux. La décroissance de l'énergie en présence d'un seul atome correspond à une droite (en échelle logarithmique), dont la constante de temps est la durée de vie de l'atome ($1/\Gamma$). Quand le nombre d'atomes croît, la décroissance initiale devient de plus en plus raide. Par

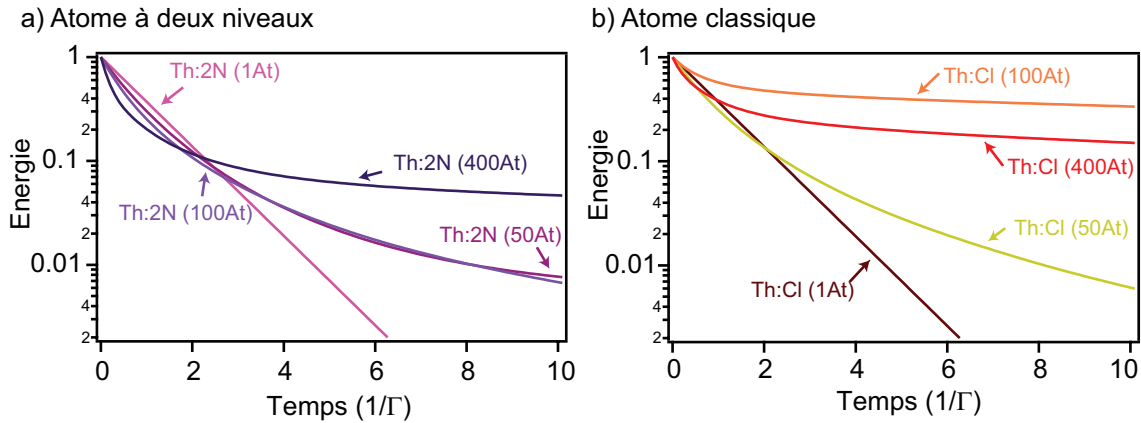


FIGURE 5.5 – Évolution de l'énergie présente dans le nuage atomique en fonction du temps, après l'extinction d'une excitation désaccordée de $\Delta = 10\Gamma$. Le nuage comporte un nombre variable d'atomes, à une température de $150 \mu K$ et supposés relâchés d'un piège de profondeur $U/k_B = 1 mK$. Les énergies sont normalisées à l'unité à temps nul. a) Cas d'un atome à deux niveaux. En rose, 1 atome; en rose foncé, 50 atomes; en violet, 100 atomes et en violet foncé, 400 atomes. L'énergie a été moyennée sur 100 configurations. b) Cas d'un atome classique. En marron, 1 atome; en jaune, 50 atomes; en orange, 100 atomes et en rouge 400 atomes. L'énergie a été moyennée sur 50 configurations.

exemple, pour 400 atomes, la constante de temps à $t = 0$ de la décroissance est plus que doublée par rapport au cas à un atome. Il s'agit du phénomène de superradiance à un photon. Les modes collectifs du nuage, qui possèdent une durée de vie réduite, se désexcitent très vite, ce qui explique cette rapide décroissance du signal. Pour des temps plus longs ($t > 2/\Gamma$), la décroissance de l'énergie ralentit et devient moins rapide que l'exponentielle de l'atome unique. Cet effet est appelé sousradiance.

Il est possible de comparer ces prédictions à celle réalisée dans des systèmes comportant plus d'atomes mais à une densité atomique plus faible (Bienaimé, Piovela, et Kaiser, 2012). Dans cette étude, les auteurs considèrent l'interaction dipôle-dipôle réduite à son terme de rayonnement ($1/r$). Ils prédisent un comportement qualitatif très proche de celui que nous avons calculé, en particulier pour la superradiance. Cependant, dans notre cas, la force de l'interaction plus importante ($1/r^2$ et $1/r^3$) semble donner lieu à une manifestation plus prononcée de la sousradiance dans le milieu.

Nous avons conduit la même étude avec le modèle de l'atome classique, représentée sur la Figure 5.5 b). Les deux phénomènes de sousradiance et superradiance apparaissent dans ce cas aussi, sans n'être plus coordonnés toutefois. En effet, avec 100 atomes dans le milieu, le phénomène de sousradiance se manifeste de façon importante et maintient l'énergie dans le système efficacement avec des durées de vie des états $> 10\Gamma$. Cependant, si le nombre d'atomes est augmenté à 400, le même phénomène de sousradiance apparaît aux temps longs. Par contre, aux temps courts, on observe une apparition de la superradiance dans le milieu qui n'était pas présente avec 100 atomes.

Bien que les deux modèles donnent des ordres d'apparition différents en fonction

du nombre d'atomes, plusieurs phénomènes leur sont communs : la superradiance pour les temps courts ainsi que la sousradiance pour les temps longs pour des nuages comportant 400 atomes.

5.2.3 Quantité de lumière diffusée en fonction du temps

L'évolution temporelle de l'énergie stockée dans le nuage permet de mettre en évidence les phénomènes de la sousradiance et de la superradiance. Cependant, expérimentalement, seule la quantité de lumière diffusée dans une direction donnée nous est accessible. En raison d'interférences entre les champs rayonnés par les différents dipôles, l'évolution de la quantité de lumière diffusée peut varier significativement selon les directions d'observation.

Nous avons donc calculé l'intensité diffusée, dans les directions de l'espace (X, Y et Z), en champ lointain ($r \gg 100\lambda$). Cette intensité en fonction du temps est représentée sur la Figure 5.6 a) en utilisant le modèle de l'atome à deux niveaux et en b) avec le modèle de l'atome classique.

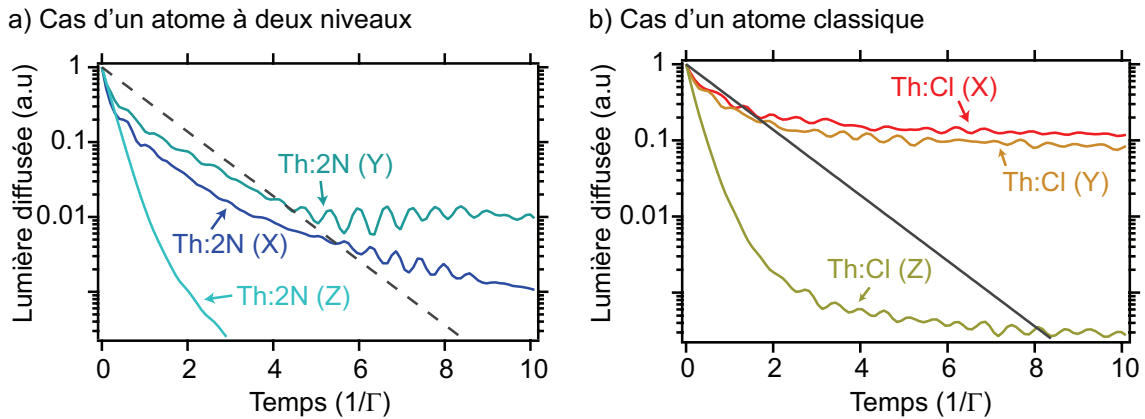


FIGURE 5.6 – Évolution de la quantité de lumière diffusée par le nuage atomique en fonction du temps, après l'extinction d'une excitation désaccordée de $\Delta = 10\Gamma$ et suivant les trois directions de l'espace. Le nuage comporte 400 atomes fixes, à une température de $150 \mu\text{K}$ et supposés relâchés d'un piège de profondeur $U/k_B = 1 \text{ mK}$. Les intensités sont normalisées à l'unité à temps nul. a) Cas d'un atome à deux niveaux. En bleu, l'axe X (axe allongé) ; en bleu clair, l'axe Z (axe de propagation du faisceau excitateur) ; en turquoise, l'axe Y. La quantité de lumière diffusée a été moyennée sur 100 configurations. b) Cas d'un atome classique. En rouge, l'axe X ; en orange, l'axe Y et en vert, l'axe Z. La quantité de lumière diffusée a été moyennée sur 50 configurations.

La quantité de lumière diffusée par les atomes dans des directions données comporte des similarités mais aussi des différences non négligeables avec l'évolution de la quantité d'énergie dans le milieu représenté sur la Figure 5.5. Tout d'abord, dans le cas d'atomes à deux niveaux (Figure 5.6 a)), le phénomène de superradiance prend place juste après l'extinction du faisceau excitateur, corrélativement à la diminution d'énergie observée dans le milieu. Ici, nous voyons que le taux de décroissance de la quantité de lumière diffusée est suffisamment significatif (réduction de la quantité de

lumière d'un facteur >2 par rapport à un atome unique au bout d'un temps $1/\Gamma$ pour permettre une mesure de cet effet avec une quantité de lumière diffusée mesurable (seulement 10 fois moins de fluorescence qu'à temps $t=0$), et ce quelle que soit la direction d'observation. Par ailleurs, on remarque que c'est suivant l'axe de propagation du faisceau excitateur que ce phénomène est le plus marqué, un effet largement étudié dans la littérature (Bienaimé, Piovella, et Kaiser, 2012).

Ici, en revanche, le phénomène de sousradiance n'apparaît pas aussi rapidement que sur l'évolution de l'énergie stockée dans le nuage. Expérimentalement, notre lentille collecte la lumière émise dans la direction X. La mise en évidence de la sousradiance implique d'avoir accès à des quantités de lumière diffusée qui soient 100 voire 1000 fois plus faibles qu'à $t=0$, ce qui rendrait la mesure complexe à réaliser.

Dans le cas d'une modélisation par un atome classique, nous observons aussi l'apparition très rapide de superradiance. Cependant, aux temps longs, la sousradiance se manifeste beaucoup plus violemment dans les directions X et Y et la quantité de lumière diffusée est très importante. Une mesure d'un tel effet serait particulièrement aisée. On remarque, une nouvelle fois, que la quantité de lumière diffusée suivant l'axe Z est fortement superradiante.

Ces deux modèles nous permettent de prédire le comportement temporel qualitatif d'une assemblée de dipôles en interactions. Cependant, nous avons précédemment montré que ces modèles ne reproduisent pas quantitativement certains comportements observés expérimentalement. Les raisons que nous avons évoquées Chapitre 4 et notamment la structure interne des atomes de rubidium qui peut significativement influencer sur le comportement des atomes, peuvent aussi s'appliquer ici, motivant une fois de plus, la nécessité d'une étude expérimentale approfondie de ces phénomènes.

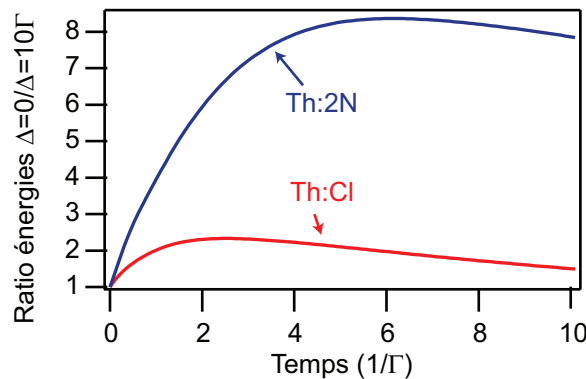


FIGURE 5.7 – Ratio entre les énergies des atomes lorsqu'ils sont excités par un faisceau à résonance et lorsque ce faisceau est désaccordé de 10Γ . Le nuage comporte 400 atomes fixes, à une température de $150 \mu K$ et supposés relâchés d'un piège de profondeur $U/k_B=1 mK$. Les énergies sont normalisées à l'unité à temps nul avant d'appliquer la division. En bleu, cas d'atomes à deux niveaux et en rouge, cas d'atomes classiques. La quantité de lumière diffusée a été moyennée sur 100 configurations pour le modèle à deux niveaux et 100 fois pour le modèle classique.

5.2.4 Diffusion multiple dans le nuage

Nous avons évoqué dans la Section 5.2.2 l'importance qu'il y a d'appliquer un fort désaccord du faisceau d'excitation afin d'éviter le phénomène de diffusion multiple de la lumière dans le nuage. Nous étudions ici ce phénomène plus en détails.

La sousradianance correspond à la désexcitation plus lente de modes collectifs présents dans le nuage. À contrario, la diffusion multiple, présente dans des ensembles suffisamment grands par rapport au libre parcours moyen de la lumière, correspond à une marche aléatoire de la lumière qui est rediffusée plusieurs fois avant de quitter le milieu. Nous cherchons à nous assurer que ce deuxième phénomène ne se produit pas dans nos nuages atomiques.

Pour nous prémunir de cet effet, nous avons indiqué Section 5.2.2 qu'il est nécessaire de désaccorder fortement le faisceau d'excitation afin de diminuer la section efficace de diffusion des atomes et ainsi de se prémunir de tout phénomène de rediffusion. Afin de mettre en évidence l'importance d'utiliser un faisceau exciteur fortement désaccordé pour exciter le nuage atomique, nous avons calculé la variation de l'énergie dans le nuage en fonction du temps pour deux désaccords différents : à résonance et à un désaccord $\Delta = 10\Gamma$. Après avoir normalisé ces courbes, nous avons effectué leur ratio. Il est représenté sur la Figure 5.7 pour les deux modèles : l'atome à deux niveaux et l'atome classique. Pour les deux modèles, on voit que le ratio augmente très vite. Cela indique que l'énergie qui reste stockée dans le nuage est beaucoup plus importante à résonance qu'à fort désaccord. Nous attribuons cet effet à un phénomène de diffusion multiple apparaissant dans notre nuage.

5.3 Conclusion

Ce chapitre a présenté, dans un premier temps, la mesure du retard de Wigner associé à la diffusion de la lumière par un seul atome (Bourgain *et al.*, 2013b). Ce retard est de 42 ± 2 ns pour un seul atome, proche de la prédiction effectuée par Wigner, dans le cas idéal, de $2/\Gamma$. La différence entre ces deux valeurs s'explique par les contraintes expérimentales et elle est bien reproduit par les équations de Bloch optiques. Dans une seconde partie, nous avons présenté notre étude théorique temporelle de la diffusion de la lumière dans un milieu dense. En particulier, nous avons étudié la quantité de lumière diffusée par le nuage atomique en fonction du temps, suivant l'extinction d'un faisceau exciteur. Nous avons cherché à mettre en évidence les régimes permettant la visualisation expérimentale de la sousradianance et de la superradianance.

Nous avons mené des expériences préliminaires dans ce sens et avons pu observer des décroissances non exponentielles de la lumière diffusée ainsi que des extinctions plus rapides que la durée de vie des atomes de rubidium. Ces expériences préliminaires nécessiteront de nouvelles mesures pour être pleinement confirmées.

Conclusion générale et perspectives

Cette thèse a présenté l'étude d'ensembles atomiques mésoscopiques comprenant entre exactement un atome et jusqu'à quelques centaines d'atomes. Ces ensembles atomiques sont préparés expérimentalement sur un dispositif utilisant une lentille de grande ouverture numérique pour piéger les atomes ainsi que pour les observer. L'utilisation d'un atome unique dans une pince optique permet de calibrer les différents paramètres expérimentaux comme la profondeur du piège, de compenser les champs magnétiques ou encore de déterminer l'intensité de saturation des faisceaux lumineux. Quand il est maximale, les densités atomiques qu'il est possible d'obtenir à l'intérieur du piège sont de l'ordre de 10^{14} at/cm³.

Nous avons réalisé une étude de l'évaporation forcée avec ces ensembles mésoscopiques et avons démontré la possibilité d'obtenir des ensembles contenant quelques dizaines d'atomes à une densité dans l'espace des phases proche de un. Cette étude a permis de mettre en évidence les spécificités liées à l'utilisation d'ensembles mésoscopiques très denses, par exemple sur la dynamique de l'évaporation ou encore la visualisation de la transition de phase.

L'utilisation d'ensembles atomiques denses nous a permis de mettre en évidence des effets collectifs entre les atomes, tel l'élargissement de la raie d'excitation collective (doublement de la raie), ou encore la suppression de l'excitation du nuage (facteur 3). Ces effets sont des manifestations de l'interaction dipôle-dipôle résonante entre les atomes, qui, aux densités étudiées, intervient avec toutes ses contributions ($1/r^3$, $1/r^2$ et $1/r$). Nous avons aussi étudié l'influence de l'intensité de l'excitation et avons pu présenter des effets inattendus et montré qu'une approche théorique à faible excitation ne permet d'aborder qu'une partie des phénomènes collectifs.

D'un point de vue temporel, nous avons effectué la première mesure du retard de Wigner avec un diffuseur unique, soit la mesure du retard accumulé par un paquet d'ondes pendant sa diffusion élastique sur un atome. Nous avons ainsi mesuré un retard de 42 ns proche de la prédiction de 52 ns effectuée par Wigner en 1955. Nous avons montré que les ensembles atomiques dont nous nous servons sont d'excellents candidats pour l'observation de la sousradiance et de la superradiance. Des résultats expérimentaux préliminaires dans ce sens nous indiquent que cet objectif est à notre portée.

À moyen terme, nous comptons pousser l'étude de ces milieux denses suivant

deux directions. La première concerne la mesure du paramètre de corrélation $g^{(2)}(\tau)$ dans un milieu dense. En effet, la mesure de ce paramètre pour un atome unique indique un dégroupement de photons (Diedrich et Walther, 1987). En présence d'un ensemble d'atomes sans interactions, le dégroupement de photons disparaît (Hennrich, Kuhn, et Rempe, 2005). Par contre, le comportement attendu pour un ensemble dense d'atomes en interactions est beaucoup moins clair. On s'attend à ce que les interactions modifient la statistique photonique et donc le comportement du paramètre de corrélation. La seconde direction concerne la mesure du triplet de Mollow. Cette mesure consiste à faire la spectroscopie des photons émis par un diffuseur. En présence de fortes interactions entre les atomes, il a été calculé que le spectre des photons émis est modifié (Ott *et al.*, 2013). Nous comptons mener une étude de ces effets, notamment afin de mieux comprendre le comportement collectif des atomes soumis à une forte excitation.

Ce travail s'inscrit dans le cadre de l'étude de la diffusion de la lumière proche de résonance ainsi que de l'émission collective de la lumière en présence d'interactions entre des particules. Notre approche, utilisant des atomes, constitue un dispositif permettant l'étude de ces phénomènes. Cette problématique est beaucoup plus large que le domaine des atomes froids puisque ces mêmes phénomènes se manifestent dans de nombreux autres domaines, par exemple dans la physique de la matière condensée pour un ensemble de centres NV (Nitrogen-Vacancy) couplés à des nano-antennes (Kubo *et al.*, 2010) ou encore à des boîtes quantiques couplées à une micro-cavité (Delteil *et al.*, 2012). Tous ces ensembles permettent d'étudier différentes facettes complémentaires de ce même problème. L'avenir de ce projet ambitieux nécessite une approche pluridisciplinaire de cette problématique, qui est actuellement en cours de développement. Cette approche comporte de nécessaires développements théoriques, notamment pour la prise en compte des excitations lumineuses fortes, intégrant une approche intégralement quantique du problème, tant pour l'atome que pour le champ. D'un point de vue expérimental, l'observation des phénomènes que sont la superradiance et sousradiance dans un cadre théorique unifié, dans ces différents systèmes, constitue l'un des objectifs des années à venir, de paire avec l'observation de signatures des interactions dipôle-dipôle entre les diffuseurs.

D'un point de vue plus global, cette étude s'inscrit dans trois problématiques générales de la physique.

Tout d'abord, celle de l'étude des systèmes comprenant N corps en interactions, pour lesquels aucune théorie générale n'existe. Comme pour beaucoup de systèmes en physique, les lois permettent de décrire les comportements au niveau macroscopique, cependant, elles ne s'appliquent pas quand le nombre d'éléments considérés est de l'ordre de la dizaine. Le programme de recherche mené a pour but de déterminer différentes méthodes d'approximations pour prédire les comportements sans recourir à des calculs complets.

Ensuite, les interactions entre les particules que nous étudions sont des interactions

à longue portée qui font l'objet d'études dans de nombreux domaines, allant des colloïdes, aux plasmas chargés ou encore aux systèmes gravitationnels. Dans ce cadre, notre système possède l'avantage d'avoir un environnement très bien contrôlé, ce qui en fait un système test dont les conclusions peuvent s'étendre à de nombreuses autres communautés.

Finalement, la possibilité de stocker des photons portant de l'information quantique dans ces systèmes en fait de bons candidats (Hammerer, Sorensen, et Polzik, 2010) à la production de mémoires quantiques. En effet, ces mémoires constituent l'un des blocs nécessaires au développement de nombreuses technologies quantiques, telles que les calculateurs quantiques ou encore des systèmes de communication qui seraient sécurisés quantiquement.

Annexes

Annexe A

Constantes fondamentales et propriétés du Rubidium 87

A.1 Constantes fondamentales

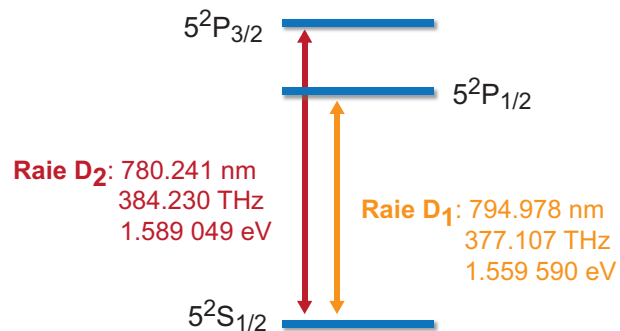
Quelques constantes fondamentales utilisées dans les différentes parties de la thèse ; source CODATA 2010 (Mohr, Taylor, et Newell, 2012) :

ϵ_0	$8.854\,18 \cdot 10^{-12} \text{ kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{A}^2 \cdot \text{s}^4$	Permittivité du vide
μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{A}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$	Perméabilité du vide
c	$2.997\,92 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	Vitesse de la lumière dans le vide
e	$1.602\,189\,2 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	Charge de l'électron
h	$6.626\,068\,96 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$	Constante de Planck
$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	$1.054\,571\,73 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$	Constante de Planck réduite
k_B	$1.380\,6504 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$	Constante de Boltzmann
μ_B	$h \cdot 1.399\,624\,604 \text{ MHz/Gauss}$	Magnéton de Bohr
a_0	$0.529\,177\,208\,3(19) \cdot 10^{-10} \text{ m}$	Rayon de Bohr

TABLE A.1 – Constantes fondamentales dans le système d'unités internationales.

A.2 Niveaux du rubidium 87

FIGURE A.1 – Différentes raies du rubidium 87 avec les fréquences associées. (Steck, 2003)



A.3 Propriétés du rubidium 87

Quelques propriétés du rubidium 87 utilisées dans les différentes parties de la thèse (Steck, 2003) :

Γ	$2\pi \cdot 6.065$ MHz	Taux de décroissance ($5^2P_{3/2} \rightarrow 5^2S_{1/2}$)
$T = \frac{1}{\Gamma}$	26.372 ns	Durée de vie ($5^2P_{3/2} \rightarrow 5^2S_{1/2}$)
m	$1.443\,160 \cdot 10^{-25}$ kg	Masse du rubidium 87
λ, λ_2	780.241 nm	Longueur d'onde (D2) ($5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{3/2}$)
λ_1	794.978 nm	Longueur d'onde (D1) ($5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{1/2}$)
ω_0, ω_2	$2\pi \cdot c/\lambda = 384.230\,484$ THz	Fréquence (D2) ($5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{3/2}$)
ω_1	$2\pi \cdot c/\lambda_1 = 377.107\,463$ THz	Fréquence (D1) ($5^2S_{1/2} \leftrightarrow 5^2P_{1/2}$)
Δ_1	$\omega_{dip} - \omega_1$	Désaccord du laser piège (D1)
Δ_2	$\omega_{dip} - \omega_2$	Désaccord du laser piège (D2)
k	$2\pi/\lambda$	Vecteur d'onde (D2)
k^{-1}	124.18 nm	Inverse du vecteur d'onde (D2)
v_{rec}	$\hbar k/m = 5.8845$ m/s	Vitesse de recul (D2)
E_{rec}	$(1/2)mv_{rec}^2/h = 3.78$ kHz $E_{rec}/k_B = 120$ nK	Énergie de recul (D2)
$T_{Doppler}$	$h\Gamma/(2k_B) = 146$ μ K	Température Doppler (D2)
I_{sat}	16.693 W/m ²	Intensité de saturation de $ 5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2\rangle \leftrightarrow$ $ 5^2P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = \pm 3\rangle$
a	5 nm	Longueur de diffusion (D2)
σ_0	$4\pi a^2 = 3.14 \cdot 10^{-16}$ m ²	Section efficace de diffusion élastique (D2)
λ_{th}	$\frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}}$	Longueur d'onde thermique de De Broglie
ρ	$n\lambda_{th}^3$	Densité dans l'espace des phases
\bar{w}	$(w_x w_y w_z)^{1/3}$	Moyenne géométrique des fréquences d'oscillation
$\langle J = 1/2 er J = 3/2 \rangle$	4.227 ea_0	Élément de la matrice dipolaire (D2)

TABLE A.2 – Constantes et propriétés du rubidium 87 dans le système d'unités internationales.

A.4 Détails de la raie D2 du rubidium 87

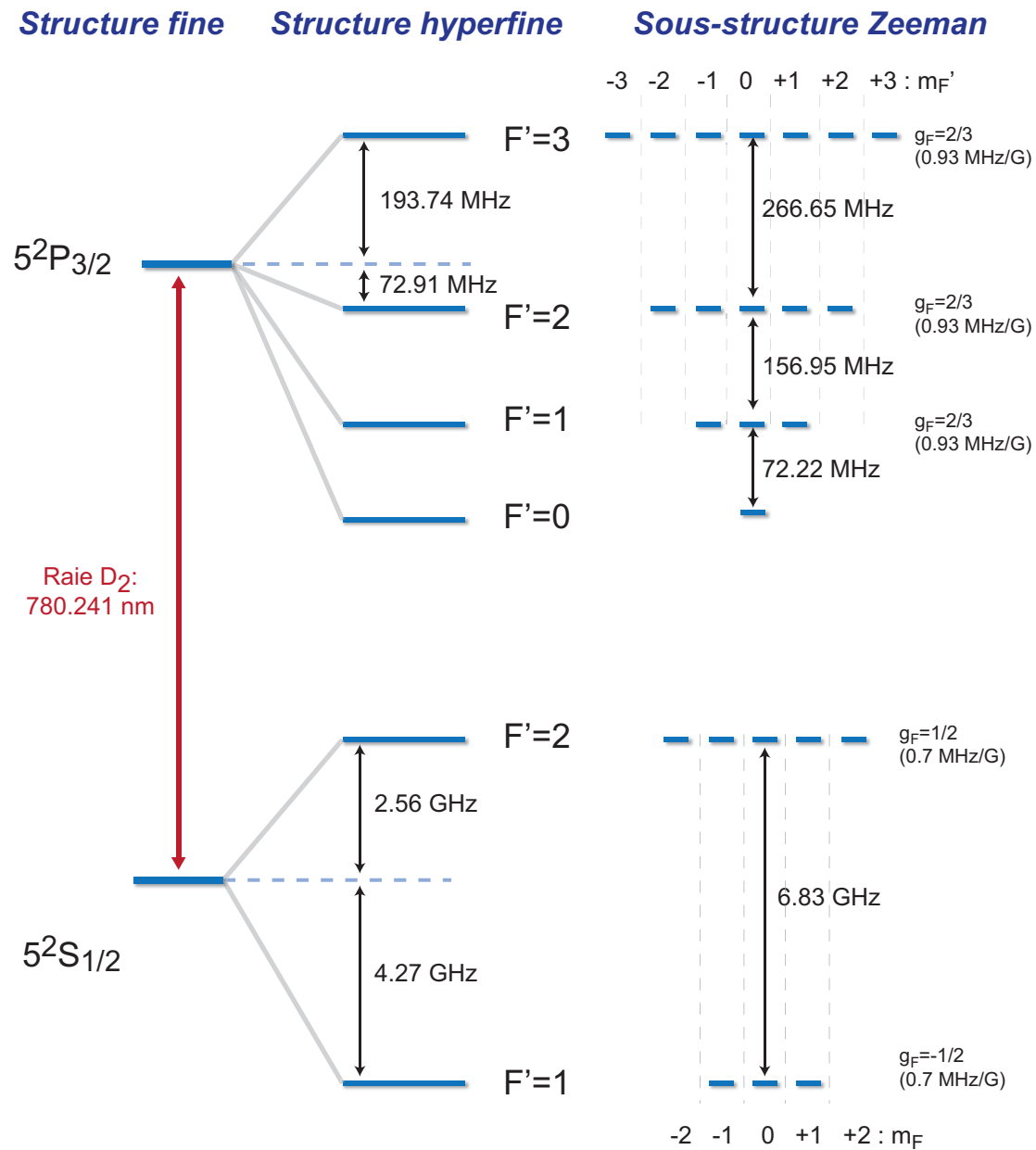


FIGURE A.2 – Détails des différents niveaux et sous-niveaux de la raie D2 du rubidium 87. (Steck, 2003)

A.5 Coefficients de Clebsch-Gordan du rubidium 87

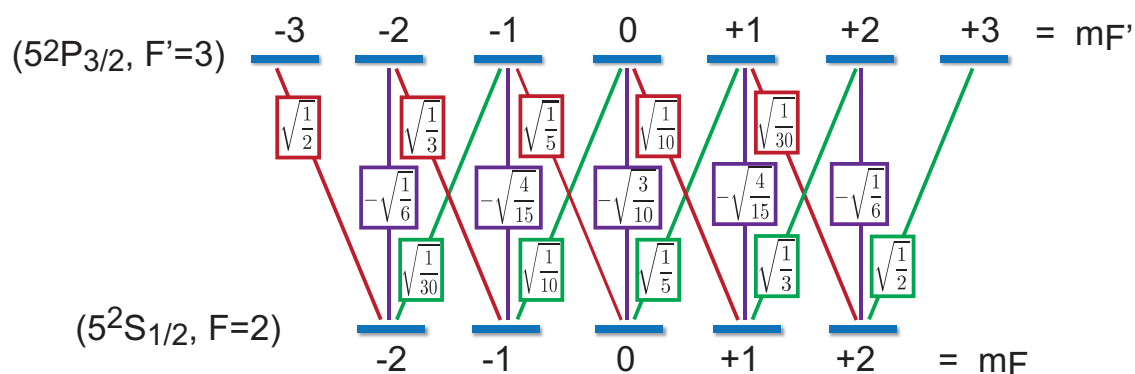


FIGURE A.3 – Coefficients de Clebsch-Gordan pour les transitions entre les sous-états des transitions entre $(5^2S_{1/2}, F=2) \iff (5^2P_{1/2}, F'=3)$ exprimés en unités de $\langle J=1/2 || er || J=3/2 \rangle$. (Steck, 2003)

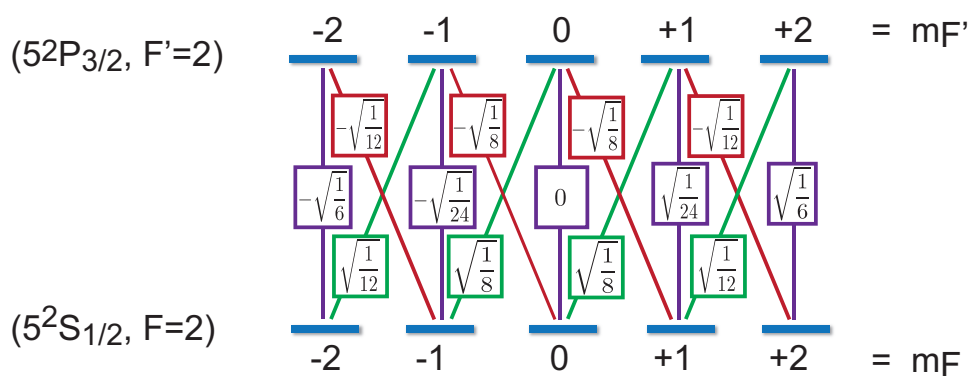


FIGURE A.4 – Coefficients de Clebsch-Gordan pour les transitions entre les sous-états des transitions entre $(5^2S_{1/2}, F=2) \iff (5^2P_{1/2}, F'=2)$ exprimés en unités de $\langle J=1/2 || er || J=3/2 \rangle$. (Steck, 2003)

Annexe B

Équations de Bloch optiques pour le rubidium 87

B.1 Cas de la transition $(5^2S_{1/2}, F=2) \iff (5^2P_{3/2}, F'=3)$ du ^{87}Rb

On considère ici le cas d'un atome de rubidium 87, initialement préparé dans l'état $(5^2S_{1/2}, F=2)$ et soumis à un laser exciteur de fréquence de Rabi Ω et de polarisation σ_+ , π ou σ_- . L'excitation hors résonance de l'état $(5^2P_{3/2}, F'=2)$ n'est pas prise en compte tout comme d'éventuelles désexcitations vers l'état $(5^2S_{1/2}, F=1)$ qui en résulteraient. On se place dans le cadre de l'approximation des ondes tournantes ($|\omega_0 - \omega_L| \ll \omega_0, \omega_L$, (Cohen-Tannoudji, Dupont-Roc, et Grynberg, 1988)).

La matrice densité ρ est une matrice 12×12 permettant de modéliser les 5 sous-niveaux Zeeman de l'état $(5^2S_{1/2}, F=2)$, notés de 1 à 5 et les 7 sous-niveaux Zeeman de l'état $(5^2P_{3/2}, F'=3)$, notés de 6 à 12. La détermination des populations et des cohérences s'effectue en résolvant l'équation suivante (Steck, 2003) :

$$\dot{\hat{\rho}} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{L}_\rho, \quad (\text{B.1})$$

Avec H qui va dépendre de la polarisation du laser incident : $H = H_{\sigma_+}, H_\pi$ ou H_{σ_-} . Dans la base : $\{|F=2, m_F = -2; -1; 0; 1; 2\rangle; |F'=3, m_{F'} = -3; -2; -1; 0; 1; 2; 3\rangle\}$, ces hamiltoniens sont définis par :

La désexcitation des différents états et cohérences par émission spontanée :

$$\hat{L}_\rho =$$

$$\left(\begin{array}{cccccccccccc} \Upsilon_{1,1}(t) & \Upsilon_{1,2}(t) & \Upsilon_{1,3}(t) & \Upsilon_{1,4}(t) & \Upsilon_{1,5}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{1,6}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{1,7}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{1,8}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{1,9}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{1,10}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{1,11}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{1,12}(t) \\ \Upsilon_{2,1}(t) & \Upsilon_{2,2}(t) & \Upsilon_{2,3}(t) & \Upsilon_{2,4}(t) & \Upsilon_{2,5}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{2,6}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{2,7}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{2,8}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{2,9}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{2,10}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{2,11}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{2,12}(t) \\ \Upsilon_{3,1}(t) & \Upsilon_{3,2}(t) & \Upsilon_{3,3}(t) & \Upsilon_{3,4}(t) & \Upsilon_{3,5}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{3,6}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{3,7}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{3,8}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{3,9}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{3,10}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{3,11}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{3,12}(t) \\ \Upsilon_{4,1}(t) & \Upsilon_{4,2}(t) & \Upsilon_{4,3}(t) & \Upsilon_{4,4}(t) & \Upsilon_{4,5}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{4,6}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{4,7}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{4,8}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{4,9}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{4,10}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{4,11}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{4,12}(t) \\ \Upsilon_{5,1}(t) & \Upsilon_{5,2}(t) & \Upsilon_{5,3}(t) & \Upsilon_{5,4}(t) & \Upsilon_{5,5}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{5,6}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{5,7}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{5,8}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{5,9}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{5,10}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{5,11}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{5,12}(t) \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{6,1}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{6,2}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{6,3}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{6,4}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{6,5}(t) & -\Gamma\rho_{6,6}(t) & -\Gamma\rho_{6,7}(t) & -\Gamma\rho_{6,8}(t) & -\Gamma\rho_{6,9}(t) & -\Gamma\rho_{6,10}(t) & -\Gamma\rho_{6,11}(t) & -\Gamma\rho_{6,12}(t) \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{7,1}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{7,2}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{7,3}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{7,4}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{7,5}(t) & -\Gamma\rho_{7,6}(t) & -\Gamma\rho_{7,7}(t) & -\Gamma\rho_{7,8}(t) & -\Gamma\rho_{7,9}(t) & -\Gamma\rho_{7,10}(t) & -\Gamma\rho_{7,11}(t) & -\Gamma\rho_{7,12}(t) \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{8,1}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{8,2}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{8,3}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{8,4}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{8,5}(t) & -\Gamma\rho_{8,6}(t) & -\Gamma\rho_{8,7}(t) & -\Gamma\rho_{8,8}(t) & -\Gamma\rho_{8,9}(t) & -\Gamma\rho_{8,10}(t) & -\Gamma\rho_{8,11}(t) & -\Gamma\rho_{8,12}(t) \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{9,1}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{9,2}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{9,3}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{9,4}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{9,5}(t) & -\Gamma\rho_{9,6}(t) & -\Gamma\rho_{9,7}(t) & -\Gamma\rho_{9,8}(t) & -\Gamma\rho_{9,9}(t) & -\Gamma\rho_{9,10}(t) & -\Gamma\rho_{9,11}(t) & -\Gamma\rho_{9,12}(t) \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{10,1}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{10,2}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{10,3}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{10,4}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{10,5}(t) & -\Gamma\rho_{10,6}(t) & -\Gamma\rho_{10,7}(t) & -\Gamma\rho_{10,8}(t) & -\Gamma\rho_{10,9}(t) & -\Gamma\rho_{10,10}(t) & -\Gamma\rho_{10,11}(t) & -\Gamma\rho_{10,12}(t) \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{11,1}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{11,2}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{11,3}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{11,4}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{11,5}(t) & -\Gamma\rho_{11,6}(t) & -\Gamma\rho_{11,7}(t) & -\Gamma\rho_{11,8}(t) & -\Gamma\rho_{11,9}(t) & -\Gamma\rho_{11,10}(t) & -\Gamma\rho_{11,11}(t) & -\Gamma\rho_{11,12}(t) \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{12,1}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{12,2}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{12,3}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{12,4}(t) & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{12,5}(t) & -\Gamma\rho_{12,5}(t) & -\Gamma\rho_{12,7}(t) & -\Gamma\rho_{12,8}(t) & -\Gamma\rho_{12,9}(t) & -\Gamma\rho_{12,10}(t) & -\Gamma\rho_{12,11}(t) & -\Gamma\rho_{12,12}(t) \end{array} \right) \quad (\text{B.5})$$

Avec :

$$\begin{aligned} \Upsilon_{1,1}(t) &= \Gamma\rho_{6,6}(t) + \frac{\Gamma}{3}\rho_{7,7}(t) + \frac{\Gamma}{15}\rho_{8,8}(t) \\ \Upsilon_{1,2}(t) &= \sqrt{\frac{2}{3}}\Gamma\rho_{6,7}(t) + \sqrt{\frac{8}{45}}\Gamma\rho_{7,8}(t) + \sqrt{\frac{1}{75}}\Gamma\rho_{8,9}(t) \\ \Upsilon_{1,3}(t) &= \sqrt{\frac{2}{5}}\Gamma\rho_{6,8}(t) + \sqrt{\frac{1}{5}}\Gamma\rho_{7,9}(t) + \sqrt{\frac{2}{75}}\Gamma\rho_{8,10}(t) \\ \Upsilon_{1,4}(t) &= \sqrt{\frac{1}{5}}\Gamma\rho_{6,9}(t) + \sqrt{\frac{8}{45}}\Gamma\rho_{7,10}(t) + \sqrt{\frac{2}{45}}\Gamma\rho_{8,11}(t) \\ \Upsilon_{1,5}(t) &= \sqrt{\frac{1}{15}}\Gamma\rho_{6,10}(t) + \frac{1}{3}\Gamma\rho_{7,11}(t) + \sqrt{\frac{1}{15}}\Gamma\rho_{8,12}(t) \\ \\ \Upsilon_{2,1}(t) &= \Upsilon_{1,2}(t) \\ \Upsilon_{2,2}(t) &= \frac{2\Gamma}{3}\rho_{7,7}(t) + \frac{8\Gamma}{15}\rho_{8,8}(t) + \frac{\Gamma}{5}\rho_{9,9}(t) \\ \Upsilon_{2,3}(t) &= \frac{2}{\sqrt{15}}\Gamma\rho_{7,8}(t) + \sqrt{\frac{8}{45}}\Gamma\rho_{8,9}(t) + \frac{\sqrt{2}}{5}\Gamma\rho_{9,10}(t) \\ \Upsilon_{2,4}(t) &= \sqrt{\frac{2}{15}}\Gamma\rho_{7,9}(t) + \frac{8\Gamma}{15}\rho_{8,10}(t) + \sqrt{\frac{2}{15}}\Gamma\rho_{9,11}(t) \\ \Upsilon_{2,5}(t) &= \sqrt{\frac{2}{45}}\Gamma\rho_{7,10}(t) + \sqrt{\frac{8}{45}}\Gamma\rho_{8,11}(t) + \sqrt{\frac{1}{5}}\Gamma\rho_{9,12}(t) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Upsilon_{3,1}(t) &= \Upsilon_{1,3}(t) \\
\Upsilon_{3,2}(t) &= \Upsilon_{2,3}(t) \\
\Upsilon_{3,3}(t) &= \frac{2\Gamma}{5}\rho_{8,8}(t) + \frac{3\Gamma}{5}\rho_{9,9}(t) + \frac{2\Gamma}{5}\rho_{10,10}(t) \\
\Upsilon_{3,4}(t) &= \frac{\sqrt{2}}{5}\Gamma\rho_{8,9}(t) + \sqrt{\frac{8}{45}}\Gamma\rho_{9,10}(t) + \frac{2}{\sqrt{15}}\Gamma\rho_{10,11}(t) \\
\Upsilon_{3,5}(t) &= \sqrt{\frac{2}{75}}\Gamma\rho_{8,10}(t) + \sqrt{\frac{1}{5}}\Gamma\rho_{9,11}(t) + \sqrt{\frac{2}{5}}\Gamma\rho_{10,12}(t)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Upsilon_{4,1}(t) &= \Upsilon_{1,4}(t) \\
\Upsilon_{4,2}(t) &= \Upsilon_{2,4}(t) \\
\Upsilon_{4,3}(t) &= \Upsilon_{3,4}(t) \\
\Upsilon_{4,4}(t) &= \frac{\Gamma}{5}\rho_{9,9}(t) + \frac{8\Gamma}{15}\rho_{10,10}(t) + \frac{2\Gamma}{3}\rho_{11,11}(t) \\
\Upsilon_{4,5}(t) &= \sqrt{\frac{1}{75}}\Gamma\rho_{9,10}(t) + \sqrt{\frac{8}{45}}\Gamma\rho_{10,11}(t) + \sqrt{\frac{2}{3}}\Gamma\rho_{11,12}(t)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Upsilon_{5,1}(t) &= \Upsilon_{1,5}(t) \\
\Upsilon_{5,2}(t) &= \Upsilon_{2,5}(t) \\
\Upsilon_{5,3}(t) &= \Upsilon_{3,5}(t) \\
\Upsilon_{5,4}(t) &= \Upsilon_{4,5}(t) \\
\Upsilon_{5,5}(t) &= \frac{\Gamma}{15}\rho_{10,10}(t) + \frac{\Gamma}{3}\rho_{11,11}(t) + \Gamma\rho_{12,12}(t)
\end{aligned}$$

Annexe C

Système d'asservissement de la puissance laser

C.1 Principe

Le principe général de l'asservissement présenté ici consiste en l'asservissement de la puissance d'un faisceau laser dont une tension représentative est donnée par une photodiode. Le boîtier d'asservissement contrôle la puissance du faisceau laser au moyen un oscillateur contrôlé par tension (VCO), qui alimente lui-même un modulateur acousto-optique (AOM). L'asservissement est de type proportionnel intégral dont le gain est réglable par un potentiomètre. Le principe de l'asservissement est représenté Schéma C.1.

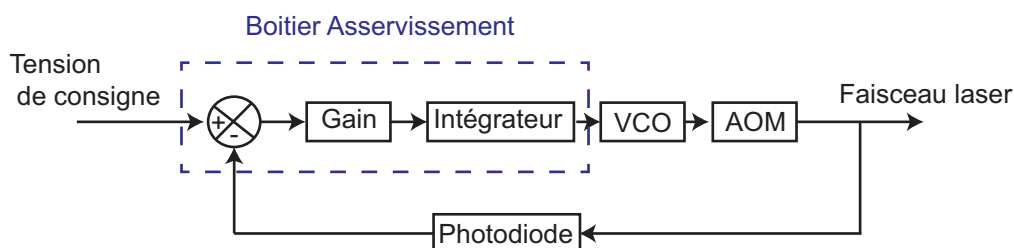


FIGURE C.1 – Schéma simplifié de l'asservissement employé pour contrôler la puissance d'un faisceau laser.

C.2 Description

La fonction principale de l'asservissement est d'asservir une tension. Un certain nombre de fonctions supplémentaires ont cependant été ajoutées. Le schéma global de l'asservissement est représenté Schéma C.2.

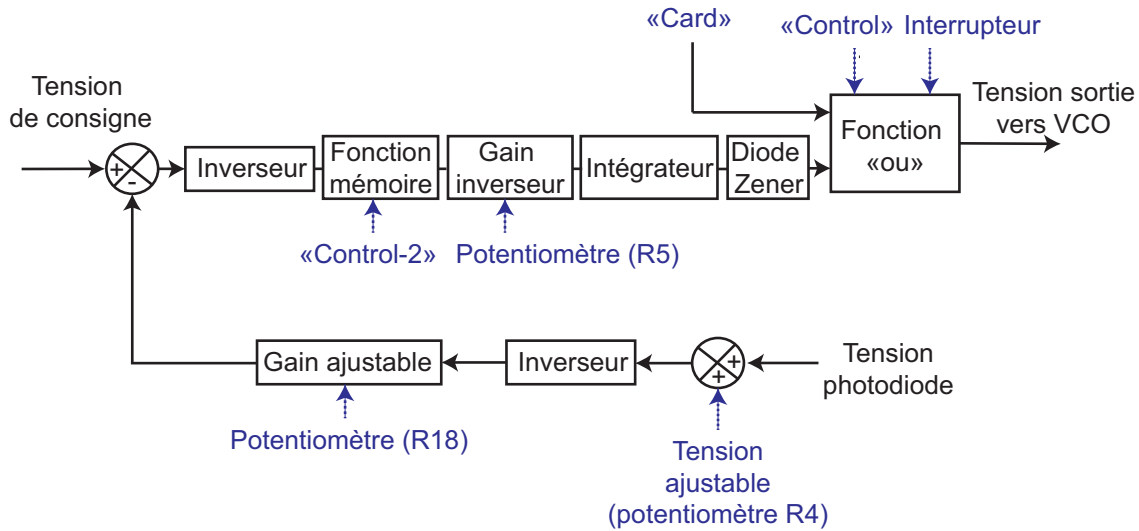


FIGURE C.2 – *Schéma détaillé des fonctions de l'asservissement.* En bleu pontillé, sont représentés les contrôles supplémentaires liés aux fonctions détaillées dans le texte. Les annotations entre parenthèses correspondent à la nomenclature des composants concernés sur la Figure C.3.

C.2.1 Fonctions de l'asservissement

Les trois entrées/sorties usuelles d'un asservissement sont : "Tension de consigne", "Tension sortie VCO" et "Tension photodiode".

Les autres fonctions réalisées par l'asservissement sont les suivantes :

1. **Ajustement de la tension photodiode.** Une tension contrôlée par un potentiomètre peut être additionnée à la tension photodiode. Cette addition est souvent utile lorsque l'on travaille avec de faibles flux lumineux. En effet, la tension de référence (aucun flux lumineux envoyé sur le capteur) que délivrent les photodiodes est souvent une tension légèrement négative. La tension corrigée grâce au potentiomètre peut ensuite être multipliée par un gain ajustable au moyen d'un potentiomètre (gain maximum $\times 100$).
2. **Fonction mémoire.** Il est possible de bloquer, à tout moment, la tension de sortie de l'asservissement à la valeur courante, en appliquant une tension de 5V sur l'entrée "Control-2" (durée de la mémoire ~ 100 ms). Cette fonction peut, par exemple, servir à maintenir asservi un laser piège que l'on éteint pendant une courte durée. On déclenche alors la fonction mémoire juste avant l'extinction du piège et on relance l'asservissement juste après avoir rallumé le piège.
3. **Gain de l'asservissement.** Le gain global de l'asservissement peut être modifié au moyen d'un potentiomètre. Ce gain influe sur la rapidité et sur la stabilité du système d'asservissement complet.
4. **Fonction "ou".** Si l'on ne souhaite pas se servir de la fonction d'asservissement sans avoir à enlever le boîtier d'asservissement, il est possible de contourner

l'asservissement et de connecter directement la tension "Card" à la sortie en appliquant une tension de 5V sur l'entrée "Control" ou en actionnant l'interrupteur.

Note : cet asservissement a été réalisé pour un couple VCO - AOM ayant un point optimal de fonctionnement correspondant à une tension envoyée sur le VCO de 3.6 V. Pour une tension de commande plus importante, la puissance lumineuse dans l'ordre 1 de l'AOM va diminuer. Pour éviter d'atteindre cette zone dans laquelle l'asservissement est instable, nous avons ajouté une diode Zener de 3.5 V permettant de limiter la tension de sortie de l'asservissement à cette valeur.

La carte électronique est représentée Figure C.3.

C.3 Caractéristiques et performances

Les caractéristiques présentées ici correspondent à celles obtenues pour les valeurs des composants indiqués sur la Figure C.3. Toute modification d'un de ces composants peut entraîner un changement important de ces caractéristiques. Par ailleurs, un asservissement étant un système fermé, les caractéristiques globales dépendent aussi des autres éléments composant la boucle : VCO (POS-100+ Minicircuit)- AOM (AA Optomelectronic MT110-B50A1-IR)- Photodiode rapide (Thorlabs PDA10A-EC)

Transitoire

Lors du déclenchement de l'asservissement (par exemple en inversant l'interrupteur), un temps typique de 1 ms est nécessaire pour atteindre le régime stationnaire (les caractéristiques du transitoire peuvent être largement modifiées en changeant les valeurs du gain et de l'intégrateur de l'asservissement). Il est à noter que la moitié de ce temps est due au temps de réponse du système : VCO - AOM - Photodiode. Par ailleurs, l'asservissement étant de type proportionnel intégral, l'erreur statique finale est nulle.

Compensation des pertes

Un second AOM (AA Optomelectronic MT110-B50A1-IR) a été placé sur le chemin optique du faisceau laser afin d'induire des pertes et de tester la résilience de l'asservissement. La tension de cet AOM a été modulée avec une sinusoïde d'amplitude 300 mV pour une tension d'alimentation de 3V entraînant une modification de la puissance supérieure à 10%. Pour une fréquence de modulation de 1 kHz, il a été impossible de distinguer une variation de la tension de sortie de la photodiode induite par cette modulation. La fréquence à partir de laquelle l'asservissement n'a pas été en mesure de compenser dans une proportion meilleure que 95% est de 50 kHz.

Fonction mémoire

Le déclenchement de cette fonction mémoire permet de maintenir la tension de sortie du boîtier d'asservissement à la valeur courante (variation inférieure à 5%) pendant une durée mesurée à 100 ms.

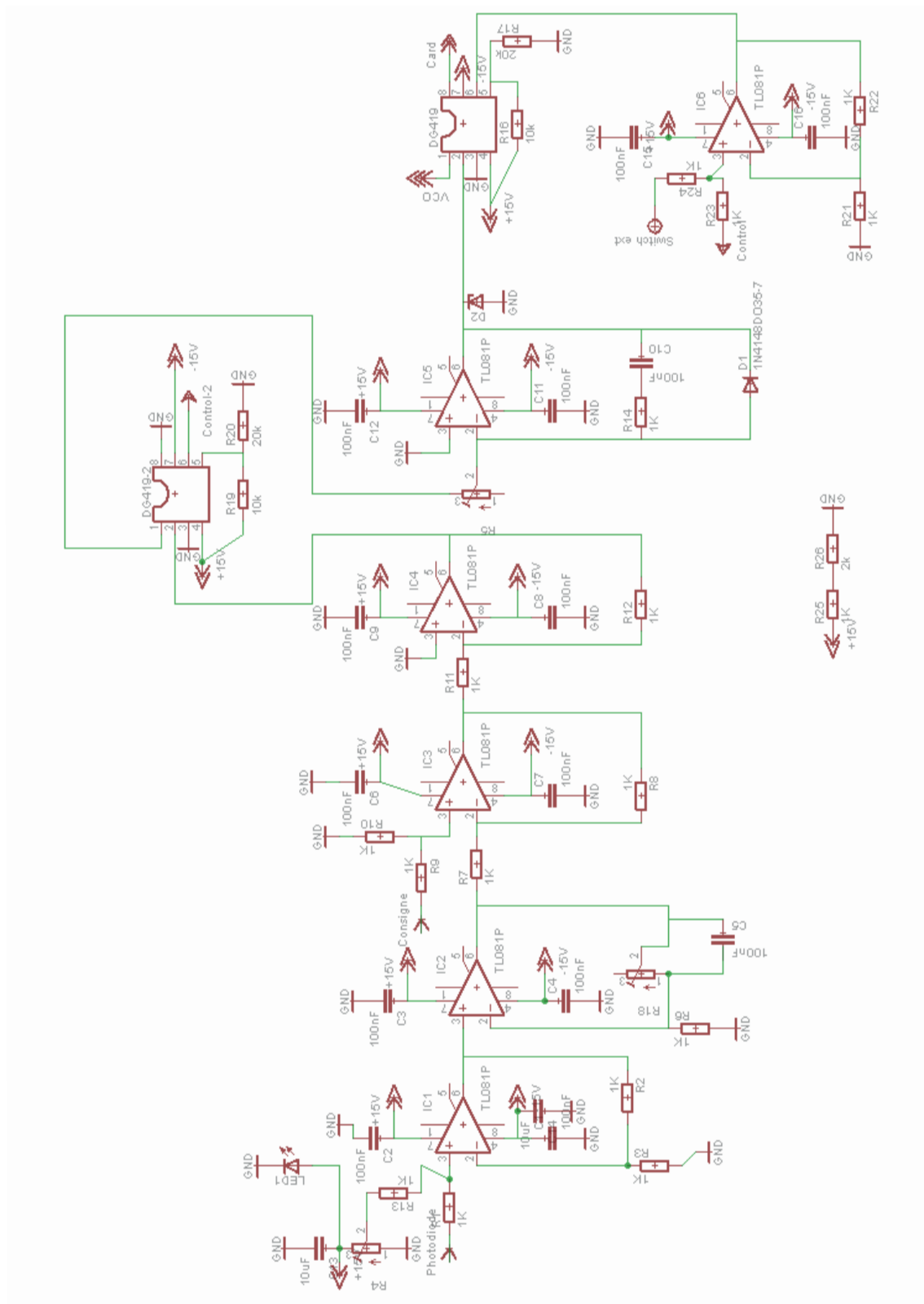


FIGURE C.3 – Schéma des composants électroniques de la carte d'asservissement.

Annexe D

Polarisation de la fluorescence collectée par la lentille

L'objectif de cette annexe est de déterminer les différentes composantes de la polarisation de la fluorescence émise par un atome soumis à un champ lumineux σ_+ qui est collectée par une lentille asphérique d'ouverture numérique $O.N = 0.5$. En particulier, nous souhaitons déterminer le contraste maximum qu'il est possible d'obtenir lors d'une analyse en polarisation de cette fluorescence au moyen d'une lame $\lambda/2$ et d'un cube séparateur de polarisation placés derrière la lentille asphérique. La géométrie du problème étudié est représentée sur la Figure D.1.

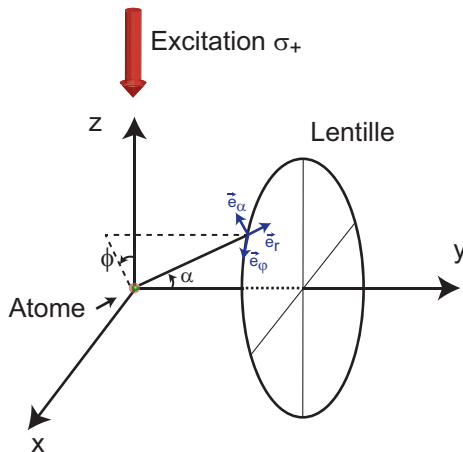


FIGURE D.1 – *Repère utilisé pour déterminer la polarisation de la fluorescence collectée par la lentille. Les angles sont $\phi \in [0, 2\pi]$ et $\alpha \in [0, \frac{\pi}{6}]$.*

Nous allons aborder le problème de la façon suivante. Dans un premier temps, nous allons calculer le champ rayonné par un dipôle soumis à excitation de polarisation σ_+ . Dans un second temps nous calculerons l'impact de la lentille sur ce champ diffusé. En troisième lieu, nous déterminerons le contraste maximum qu'il est possible d'obtenir lors de l'analyse de la polarisation par une lame $\lambda/2$ et un cube séparateur de polarisation.

D.1 Champ rayonné par un atome

Le champ lumineux rayonné à la position $\mathbf{r} = r\mathbf{e}_r$ par un dipôle $\mathbf{d} = d\mathbf{u}$ est (Jackson, 1998) :

$$E(\mathbf{r}) = \frac{d}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{k^2}{r} (\mathbf{e}_r \wedge \mathbf{u}) \wedge \mathbf{e}_r + (3\mathbf{e}_r \cdot (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{u}) - \mathbf{u}) \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} \right) \right] e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \quad (\text{D.1})$$

où \mathbf{k} représente le vecteur d'onde de la lumière. En champ lointain, cette formule se simplifie significativement :

$$E(\mathbf{r}) = \frac{d}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{k^2}{r} (\mathbf{e}_r \wedge \mathbf{u}) \wedge \mathbf{e}_r \right] e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}. \quad (\text{D.2})$$

Nous étudions un dipôle de polarisation σ_+ , soit $\mathbf{d} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)$. Le principe de superposition de l'électromagnétisme nous permet de diviser ce problème en deux parties : on commence donc par l'étude du champ émis par la composante \mathbf{e}_x du dipôle. Nous évaluerons ensuite celui créé par la composante \mathbf{e}_y déphasée de $\pi/2$.

$$\mathbf{E}^x \propto (\mathbf{e}_r \wedge \mathbf{u}) \wedge \mathbf{e}_r \quad (\text{D.3})$$

$$\propto \cos \alpha \sin \phi \mathbf{e}_\alpha + \cos \phi \mathbf{e}_\phi, \quad (\text{D.4})$$

où on a utilisé les projections suivantes :

$$\mathbf{e}_r = \begin{pmatrix} \sin \alpha \sin \phi \\ \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \phi \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e}_\alpha = \begin{pmatrix} \cos \alpha \sin \phi \\ -\sin \alpha \\ \cos \alpha \cos \phi \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e}_\phi = \begin{pmatrix} \cos \phi \\ 0 \\ -\sin \phi \end{pmatrix}. \quad (\text{D.5})$$

De la même façon on calcule le champ rayonné par la composante \mathbf{e}_y du dipôle :

$$\mathbf{E}^y \propto -\sin \alpha \mathbf{e}_\alpha. \quad (\text{D.6})$$

Le champ total diffusé est $E^{\text{Tot}} \propto \mathbf{E}^x \cos(\omega t) + \mathbf{E}^y \sin(\omega t)$. On peut ici regarder la forme du diagramme de rayonnement en intensité :

$$\langle I^{\text{Tot}} \rangle \propto \cos^2 \alpha \sin^2 \phi + \sin^2 \alpha \cos^2 \phi, \quad (\text{D.7})$$

où la moyenne est une moyenne temporelle. La Figure D.2 représente ce diagramme de rayonnement.

D.2 Passage au travers de la lentille

Les différentes composantes de la polarisation sont affectées lors du passage au travers de la lentille. Les vecteurs de polarisation \mathbf{e}_α et \mathbf{e}_ϕ deviennent :

$$\mathbf{e}_\alpha \rightarrow \mathbf{e}'_\alpha = \begin{pmatrix} \sin \phi \\ 0 \\ \cos \phi \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e}_\phi \rightarrow \mathbf{e}'_\phi = \begin{pmatrix} \cos \phi \\ 0 \\ -\sin \phi \end{pmatrix}. \quad (\text{D.8})$$

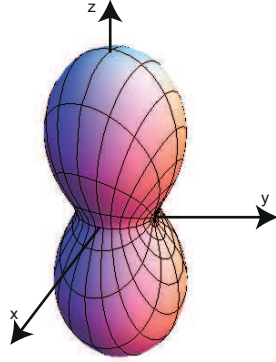


FIGURE D.2 – Diagramme de rayonnement d'un dipôle soumis à une excitation de polarisation σ_+ .

Le champ total est alors :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{\text{Tot}'}(t) \propto & (\cos \alpha \sin^2 \phi \cos(\omega t) - \sin \alpha \sin \phi \sin(\omega t) + \cos^2 \phi \cos(\omega t)) \mathbf{e}_x \\ & + (\cos \alpha \sin \phi \cos \phi \cos(\omega t) - \sin \alpha \cos \phi \sin(\omega t) - \cos \phi \sin \phi \cos(\omega t)) \mathbf{e}_z . \end{aligned} \quad (\text{D.9})$$

Ce qui nous donne pour l'intensité, moyennée sur le temps, suivant l'axe \mathbf{e}_x et suivant l'axe \mathbf{e}_z :

$$I^x \propto \langle \|E'^x\|^2 \rangle \propto \cos^2 \alpha \sin^4 \phi + \sin^2 \alpha \sin^2 \phi + \cos^4 \phi + 2 \cos \alpha \sin^2 \phi \cos^2 \phi \quad (\text{D.10})$$

$$I^z \propto \cos^2 \alpha \sin^2 \phi \cos^2 \phi + \sin^2 \alpha \cos^2 \phi + \cos^2 \phi \sin^2 \phi + 2 \cos \alpha \sin^2 \phi \cos^2 \phi . \quad (\text{D.11})$$

D.3 Contraste dans l'analyse en polarisation

Évaluons les valeurs de D.10 pour notre dispositif expérimental. Pour cela on intègre I^x et I^z sur α et ϕ avec $\alpha \in [0, \frac{\pi}{6}]$ et $\phi \in [0, 2\pi]$. On obtient, où on a défini : $I^{\text{Tot}} = I^x = I^z$:

$$\frac{I^x}{I^{\text{Tot}}} = 0.96 \quad (\text{D.12})$$

$$\frac{I^z}{I^{\text{Tot}}} = 0.04 . \quad (\text{D.13})$$

Comme on s'y attendait, la majeure partie de l'intensité lumineuse est dans la polarisation \mathbf{e}_x . Nous pouvons maintenant calculer le contraste maximum qu'il est possible d'obtenir :

$$C = \frac{I^{\text{max}} - I^{\text{min}}}{I^{\text{max}} + I^{\text{min}}} = 0.92 , \quad (\text{D.14})$$

Cette valeur du contraste maximum de 92% est très proche de la valeur mesurée expérimentalement Section 4.5.1.

Annexe E

Autres publications non développées dans le corps de la thèse

Les publications présentées dans cette annexe correspondent au travail que nous avons effectué au début de ma thèse. Ces publications ne sont pas présentées en détails dans le corps de ma thèse car elles ont fait l'objet d'une description extensive dans la thèse de Andréas Fuhrmanek (Fuhrmanek, 2011).

Ces publications sont :

- *Free-Space Lossless State Detection of a Single Trapped Atom*
A. Fuhrmanek, **R. Bourgain**, Y. R. P. Sortais, and A. Browaeys
Physical Review Letters **106** 133003 (2011)
- *Sub-Poissonian atom-number fluctuations using light-assisted collisions*
Y. R. P. Sortais, A. Fuhrmanek, **R. Bourgain**, and A. Browaeys
Physical Review A **85**, 035403 (2012)
- *Light-assisted collisions between a few cold atoms in a microscopic dipole trap*
A. Fuhrmanek, **R. Bourgain**, Y. R. P. Sortais, and A. Browaeys
Physical Review A **85**, 062708 (2012)

Free-Space Lossless State Detection of a Single Trapped Atom

A. Fuhrmanek, R. Bourgain, Y. R. P. Sortais, and A. Browaeys

*Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ. Paris-Sud, Campus Polytechnique,
2 avenue Augustin Fresnel, RD 128, 91127 Palaiseau cedex, France*

(Received 20 December 2010; published 31 March 2011)

We demonstrate the lossless state-selective detection of a single rubidium 87 atom trapped in an optical tweezer. This detection is analogous to the one used on trapped ions. After preparation in either a dark or a bright state, we probe the atom internal state by sending laser light that couples an excited state to the bright state only. The laser-induced fluorescence is collected by a high numerical aperture lens. The single-shot fidelity of the detection is $98.6 \pm 0.2\%$ and is presently limited by the dark count noise of the detector. The simplicity of this method opens new perspectives in view of applications to quantum manipulations of neutral atoms.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.133003

PACS numbers: 37.10.Gh, 03.67.-a, 32.80.Qk

Cold and trapped neutral atoms and ions are model systems to explore quantum computation [1–3] and quantum simulation of many-body systems [4,5]. They are also the basis of a variety of entangled states that open new and exciting perspectives for quantum metrology [6]. For all these applications one requires, in particular, the control of the internal states on which quantum information is encoded. This can be done by using laser manipulation techniques. Another important requirement is the ability to read the internal state of the atoms or ions with a high fidelity and a minimal loss probability after performing a quantum manipulation.

A widely used method for state detection relies on fluorescence measurement [7]. To do so, one identifies a bright and a dark state, which can be, e.g., two hyperfine ground states, separated by several gigahertz typically. The bright state is coupled to an excited state by a closed optical transition. The signature of the bright state population is the emission of fluorescence light by the atom or ion when it is illuminated by a probe laser tuned to this transition. The signature of the dark state population, on the contrary, is the absence of fluorescence due to the large hyperfine splitting. As this method relies on photon scattering, the energy of the probed atom or ion increases with the number of recoils. In the case of ions, trap depths of several thousands of degrees Kelvin are typical, leading to a very efficient state detection with a negligible loss probability. There, detection fidelities as high as 99.99% have been reported [8].

Neutral atoms are also considered as forefront candidates for sophisticated quantum operations as one can handily control their interactions [9–12]. They also provide built-in scalability when placed in optical lattices [2]. However, the detection technique mentioned above, when applied to neutral atoms, is hampered by the small trap depth, typically lower than a few millidegrees Kelvin. The heating induced by the probe laser leads more easily to the loss of the atom before one can collect enough photons to

decide in which state the atom is. Many groups have therefore implemented a so-called “push-out” measurement based on the state-selective loss of the atom when it is illuminated by a resonant laser [13–15]. Although this technique has been proved to be efficient and quantum projection limited [15], it does not discriminate between detection-induced losses from any other unwanted losses. One is therefore in demand of a detection scheme that is not based on the atom loss.

One way to implement lossless and yet efficient detection is to place the trapped atom in an optical cavity. Thanks to the Purcell effect, the fluorescence rate is enhanced in the cavity mode such that enough fluorescence photons can now be collected without losing the atom. Recently, two experiments demonstrated the state-selective detection of a single atom by using an optical cavity with reported fidelities larger than 99.4% [16,17].

In another approach one can simply make use of a lens with a high numerical aperture to collect the fluorescence emitted by an atom trapped in an optical dipole trap. In this Letter, we follow this route and demonstrate the single-shot detection of the internal state of a rubidium 87 atom trapped in an optical tweezer. The fidelity of this state-selective detection method is 98.6% in 1.5 ms, and the probability to lose the atom during the detection is less than 2%.

The bright state used in our experiment is the hyperfine Zeeman state $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, F = 2, M = 2\rangle$ [see Fig. 1(a)]. It is coupled to the excited state $|e\rangle = |5P_{3/2}, F' = 3, M = 3\rangle$ by a closed transition at $\lambda = 780$ nm. The dark state can be any Zeeman state of the $(5S_{1/2}, F = 1)$ manifold, including $|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, F = 1, M = 1\rangle$ [18]. It is separated from the bright state by ~ 6.835 GHz. Let us estimate the feasibility of the state detection, by using probe light tuned to the transition between $|\uparrow\rangle$ and $|e\rangle$ (the linewidth is $\Gamma/2\pi = 6$ MHz and the saturation intensity is $I_{\text{sat}} = 1.67$ mW · cm⁻²). To do so, we consider an atom prepared at the bottom of the dipole trap in state $|\uparrow\rangle$,

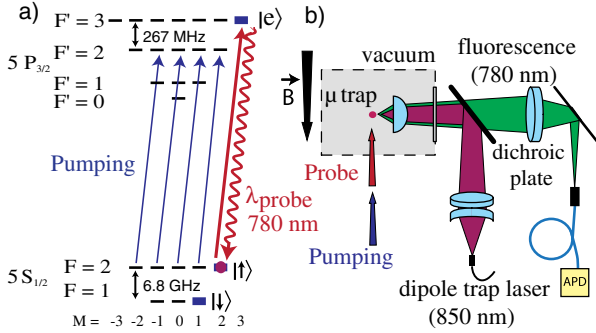


FIG. 1 (color online). (a) Energy diagram of the D2 line of ^{87}Rb . (b) Experimental setup. An aspheric lens focuses a 850 nm laser beam down to a spot with a $1.1\ \mu\text{m}$ waist (μ trap). Resonant probe light induces the fluorescence of a single atom loaded in the microscopic trap, which we detect on a fibered avalanche photodiode (APD).

and we estimate the number of absorption-spontaneous emission cycles that elevate the energy of the atom by an amount equal to the trap depth U . For $U/k_B = 2\ \text{mK}$ (the typical value for our experiment; k_B is the Boltzmann constant), this number is on the order of $U/2E_r \sim 5000$ ($E_r = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ is the recoil energy induced by a photon with a wave vector $k = 2\pi/\lambda$, m is the mass of the atom). This number puts constraints on the probe light parameters in order to detect the atom without losing it. Taking for the saturation parameter $s = I/I_{\text{sat}} = 0.1$ and for the probe duration $\Delta t = 1\ \text{ms}$ yields a number of scattered photons $\frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \Delta t \sim 2000$ during the probe pulse, below the 5000 photons calculated above. Using an imaging system with a detection efficiency of 0.6% [19], one thus expects to detect ~ 11 fluorescence photons in 1 ms. As our noise level is well below 1 photon during this time, the bright state $|\uparrow\rangle$ should be identified unambiguously. Based on this estimation we have implemented this method on a single atom.

Our experimental setup, represented in Fig. 1(b), has been described in detail elsewhere [20]. A single atom is trapped in an optical tweezer produced by a linearly polarized 850 nm laser. The optical tweezer is obtained by sharply focusing the laser through an aspheric lens with a numerical aperture of 0.5. The atom is captured from an optical molasses, and due to the small trapping volume only one atom is trapped at a time [20]. The temperature of the atom, measured by a release-and-recapture technique [21], is $35\ \mu\text{K}$ in a $2.2\ \text{mK}$ deep trap. This value ensures that the atom is close to the bottom of the trap. We collect the fluorescence light emitted by the atom by using the same aspheric lens. This light is detected by a fiber coupled avalanche photodiode operating in a single photon counting regime. At the beginning and at the end of each sequence (see below), we test the presence of the atom in the trap by collecting the fluorescence light induced by the molasses beams. To detect the internal state of the atom,

we send a unidirectional σ^+ -polarized probe laser propagating along the quantization axis and tune to the transition from $|\uparrow\rangle$ to $|e\rangle$. The quantization axis is set by applying a magnetic bias field of 1 G.

The experimental sequence begins with a single atom in a $2.2\ \text{mK}$ deep trap. After switching off the molasses lasers we start the preparation phase in the bright state. We decrease adiabatically the trap depth down to $0.24\ \text{mK}$ and turn on the bias field. The state preparation is achieved through optical pumping by sending a $500\ \mu\text{s}$ pulse of pumping light tuned to the transition ($5S_{1/2}, F=2$) to ($5P_{3/2}, F'=2$) superimposed to repumping light tuned to the transition ($5S_{1/2}, F=1$) to ($5P_{3/2}, F'=2$). Both laser beams propagate along the quantization axis and are σ^+ -polarized. We measure the fidelity of the preparation in ($5S_{1/2}, F=2$) by using the push-out technique mentioned in the introduction. We find a hyperfine state preparation efficiency of 99.97%, obtained by recapturing 2 atoms after 6000 cycles. In order to estimate the efficiency of the preparation in, more specifically, the $M=2$ Zeeman state, we analyze the heating rate induced by the preparation light based on the following fact: An atom well prepared in state $|\uparrow\rangle$ would not scatter photons when illuminated by the preparation light beams and would thus remain in the dipole trap unheated. Measuring the actual heating rate thus yields the probability for the atom to be in other Zeeman states of the $F=2$ manifold. We deduce a preparation efficiency in $|\uparrow\rangle$ of 99.6%. To conclude on the state preparation, we can alternatively prepare the atom in the $F=1$ manifold (with no control over the Zeeman states) by illuminating the atom with the pumping light only.

We now turn to the state-selective detection phase. At the end of the preparation stage we ramp up the trap depth to a value U and send the state detection probe light during a time Δt . The probe is tuned on resonance with light-shifted transition of the atom at the bottom the trap. The saturation parameter of the (unidirectional) probe is chosen sufficiently low that the effect of the potential due to the radiation pressure force is negligible on the dipole-trap depth. During this probing sequence, we count the number of photons detected on the avalanche photodiode. Depending on the value of the trap depth, we adjust the duration of the probe pulse such that it induces less than 2% atom loss while maximizing the number of detected photons. Note that, in addition to the probe-induced losses, we measure an atom loss probability of 1% intrinsic to our setup, due to errors when testing for the presence of the atom at the beginning and at the end of the sequence (0.6%) and to the vacuum limited lifetime $\tau = 23\ \text{s}$ of the single atom in the dipole trap (0.4%). In the results presented below, we postselect the experiments where the atom is present at the end of the sequence.

The result of the experiment for a value of the trap depth of $U = 1.4\ \text{mK}$ is shown in Fig. 2. This figure represents two histograms of the number n of photons detected during

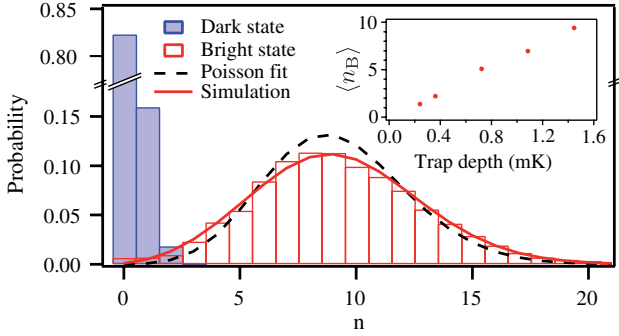


FIG. 2 (color online). Histograms of the probability to detect a number of photons n when the atom is initially prepared in the dark state (blue bars) or in the bright state (red bars). Trap depth, $U/k_B = 1.4$ mK; probe duration, $\Delta t = 1.5$ ms; probe saturation, $s = 6.1 \times 10^{-2}$. The histograms correspond to an average of 9700 sequences. Black dashed line: Fit to the data by a Poisson law. Red plain line: Simulated fit taking into account the shot-to-shot fluctuations of the dipole-trap depth U . (Inset) Mean number of detected photons $\langle n_B \rangle$ versus the trap depth U for an atom prepared in the bright state.

the probing period, for an atom prepared, respectively, in the dark state [distribution $P_D(n)$] and in the bright state $|\uparrow\rangle$ [distribution $P_B(n)$]. In the case of the dark state, the distribution is very close to Poissonian with a mean value $\langle n_D \rangle = 0.2$ photon. We performed the same experiment when no atom is present and found no deviation with respect to the case where the atom is prepared in the dark state. The dark state signal thus comes from the background only; i.e., it corresponds to a dark count rate of the avalanche photodiode of 130 counts/s. In the case of the preparation in $|\uparrow\rangle$, the histogram shows a mean number of detected photons $\langle n_B \rangle = 9.2$ much larger than for the dark state, as expected. The measured distribution now slightly deviates from a Poisson distribution (the Mandel Q factor is 0.4). We have identified as a possible source of deviation the shot-to-shot fluctuations of the dipole-trap laser intensity ($\sim 5\%$ standard deviation). These fluctuations translate into fluctuations of the light shifts (and thus of the atomic transition frequency) and therefore of $\langle n_B \rangle$, leading to a broadening of the Poisson distribution. This effect increases with the trap depth, as observed experimentally.

We also varied the trap depth and optimized the duration and the saturation parameter of the probe, as explained above. For the set of trap depths $U/k_B = (0.24; 0.36; 0.7; 1.1; 1.4)$ mK the probe duration was, respectively, $\Delta t = (0.7; 0.75; 1; 1.25; 1.5)$ ms and the saturation parameter was $s = (1.1; 1.9; 3.7; 4.9; 6.1) \times 10^{-2}$. The inset in Fig. 2 summarizes the results on the mean number of detected photons $\langle n_B \rangle$ versus the trap depth U for an atom prepared in the bright state. The linear dependence indicates that the average number of photons scattered by the trapped atom varies proportionally to the trap depth, as assumed qualitatively at the beginning of this

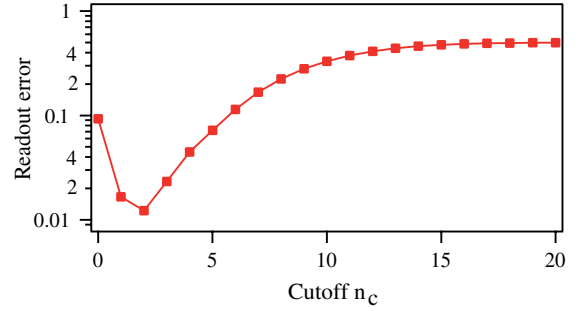


FIG. 3 (color online). Readout error $\epsilon = 1 - \mathcal{F}$ versus the threshold on the number of detected photons, n_c , for the data of Fig. 2.

Letter. As a side result, we compare $\langle n_B \rangle$ to the number of photons scattered by the atom during the probe pulse, $\frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \Delta t$. This yields a collection efficiency of $\sim 0.6\%$ for our imaging system, in good agreement with an independent estimate of the solid angle of the aspheric lens (7%), the transmission of the optics including the fiber coupling (20%), and the quantum efficiency of the detector (50%).

In order to characterize the performance of the state detection, we use the state readout fidelity \mathcal{F} defined in Ref. [8]:

$$\mathcal{F} = 1 - \frac{1}{2}(\epsilon_B + \epsilon_D), \quad (1)$$

where ϵ_B is the fraction of experiments in which an atom prepared in the bright state is detected to be dark and, conversely, ϵ_D is the fraction of experiments where an atom prepared in the dark state is found to be bright. To calculate these quantities we define a threshold n_c on the number of detected photons. We consider that an experiment where more (respectively, less) than n_c photons are detected during the probe pulse corresponds to an atom prepared in the bright (respectively, dark) state. We calculate the errors ϵ_B and ϵ_D by using

$$\epsilon_B = \sum_{n=0}^{n_c} P_B(n) \quad \text{and} \quad \epsilon_D = \sum_{n=n_c+1}^{\infty} P_D(n). \quad (2)$$

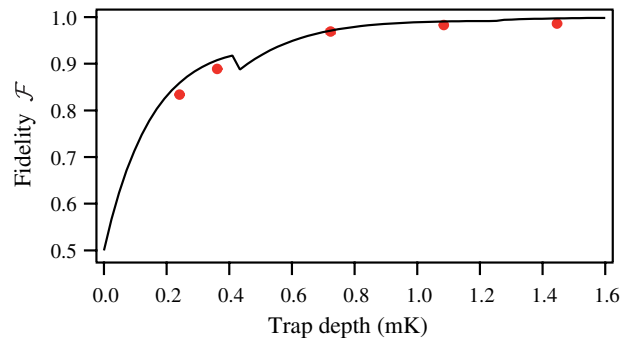


FIG. 4 (color online). State detection fidelity versus the trap depth. The black line is a model explained in the text.

TABLE I. Error budget of our lossless state detection.

Source of error	Contribution
Detector dark counts	1%
Detection inefficiency	0.27%
Raman transitions	0.1%
Imperfect preparation	0.03%
Total error	1.4%

Figure 3 shows the readout error $\epsilon = \frac{1}{2}(\epsilon_B + \epsilon_D)$ versus the threshold n_c , for the same set of data as in Fig. 2. From the data in Fig. 3, we extract a minimal readout error of 1.2% (obtained for $n_c = 2$), i.e., a state detection fidelity $\mathcal{F} = 98.8\%$. We repeated the same experiment 6 times over several days and found an average fidelity $\mathcal{F} = 98.6 \pm 0.2\%$ (the error bar is statistical).

Large values of the trap depth allow us to increase the probe durations to detect more photons. As the background rate (dark count rate of the detector) remains constant, the fidelity increases (see Fig. 4). We compare these data to a model using Poissonian distributions for $P_D(n)$ and $P_B(n)$ with mean values $\langle n_D \rangle$ and $\langle n_B \rangle$ that depend on the trap depth as discussed above (see the inset in Fig. 2). The optimum threshold n_c is calculated for each value of the trap depth. Not surprisingly, we find good agreement between our data and the model [22].

Finally, we discuss the factors that limit our state detection fidelity to 98.6% and explore the possibilities for improvement in the future. The main contribution to the error budget (see Table I) comes from the dark counts of our avalanche photodiode and is $\sim 1\%$. Using commercially available photodiodes with a lower dark count rate of 25 s^{-1} [16] would readily bring this error contribution down to 0.3%. A small contribution to the error budget comes from the above mentioned imperfect state preparation in $|\uparrow\rangle$ (0.03%). Off-resonant Raman transitions induced by the dipole-trap light after the preparation phase also contribute for $\sim 0.1\%$ as they mimic a bad state preparation by coupling the $F = 1$ and $F = 2$ levels [23]. As this contribution scales approximately as Δ^{-4} (Δ is the trap laser frequency detuning with respect to the fluorescence transitions), we estimate that using a trapping laser with a larger wavelength while maintaining the same trap depth would efficiently reduce this error. The remaining contribution, which is presently 0.27%, comes mainly from the small number of detected photons $\langle n_B \rangle$ and hence to a non-negligible value for $P_B(n \leq n_c)$. This error will be harder to reduce as it implies improving the collection efficiency on our setup. A small part of the 0.27% ($< 0.1\%$) comes from the impurity of the polarization of the probe laser, leading to optical pumping in the $F = 1$ manifold.

In conclusion, we have demonstrated a lossless internal state readout of a single atom trapped in an optical tweezer. This method is based on the collection of the

probe-induced fluorescence using a simple imaging optics. The fidelity of the state detection is presently 98.6% in a single shot, with room for technical improvements in the future. Combined with our ability to efficiently control the internal states of single atoms [11,15], this nondestructive state detection completes our toolbox for quantum engineering. We therefore believe that the detection presented in this Letter will be of great interest for future applications involving quantum measurements. Furthermore, the absence of atom loss will prevent the reloading of the atom after each measurement, thus improving the duty cycle of the experiments. It will also avoid postdetection corrections when performing quantum operations on a set of neutral atom qubits.

We acknowledge support from the E.U. through the ERC Starting Grant ARENA. A.F. acknowledges partial support from the DAAD Doktorandenstipendium.

Note added.—During the preparation of this manuscript, we have learned of the existence of a related work [24].

-
- [1] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2000).
 - [2] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, and J. L. O'Brien, *Nature (London)* **464**, 45 (2010).
 - [3] R. Blatt and D. Wineland, *Nature (London)* **453**, 1008 (2008).
 - [4] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 885 (2008).
 - [5] R. Gerritsma *et al.*, *Nature (London)* **463**, 68 (2010).
 - [6] C. F. Roos *et al.*, *Nature (London)* **443**, 316 (2006).
 - [7] D. J. Wineland, *et al.*, *Opt. Lett.* **5**, 245 (1980).
 - [8] A. H. Myerson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 200502 (2008).
 - [9] O. Mandel *et al.*, *Nature (London)* **425**, 937 (2003).
 - [10] M. Saffman, T. G. Walker, and K. Moelmer, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313 (2010).
 - [11] T. Wilk *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010502 (2010).
 - [12] L. Isenhower *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010503 (2010).
 - [13] S. Kuhr *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 213002 (2003).
 - [14] D. D. Yavuz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 063001 (2006).
 - [15] M. P. A. Jones *et al.*, *Phys. Rev. A* **75**, 040301 (2007).
 - [16] J. Bochmann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 203601 (2010).
 - [17] R. Gehr *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 203602 (2010).
 - [18] The states $|\downarrow\rangle$ and $|\uparrow\rangle$ are commonly used as qubit states and can be manipulated by microwaves [13] or Raman lasers [14].
 - [19] B. Darquié *et al.*, *Science* **309**, 454 (2005).
 - [20] Y. R. P. Sortais *et al.*, *Phys. Rev. A* **75**, 013406 (2007).
 - [21] C. Tuchendler *et al.*, *Phys. Rev. A* **78**, 033425 (2008).
 - [22] The discontinuities in the model are a direct consequence of n_c varying by integer values when the trap depth increases.
 - [23] R. A. Cline *et al.*, *Opt. Lett.* **19**, 207 (1994).
 - [24] M. J. Gibbons *et al.*, preceding Letter, *Phys. Rev. Lett.* **106** 133002 (2011).

Sub-Poissonian atom-number fluctuations using light-assisted collisions

Y. R. P. Sortais, A. Fuhrmanek, R. Bourgain, and A. Browaeys

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, 2 Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France

(Received 22 November 2011; published 13 March 2012)

We investigate experimentally the number statistics of a mesoscopic ensemble of cold atoms in a microscopic dipole trap loaded from a magneto-optical trap and find that the atom-number fluctuations are reduced with respect to a Poisson distribution due to light-assisted two-body collisions. For numbers of atoms $N \gtrsim 2$, we measure a reduction factor (Fano factor) of 0.72 ± 0.07 , which differs from 1 by more than four standard deviations. We analyze this fact by a general stochastic model describing the competition between the loading of the trap from a reservoir of cold atoms and multiatom losses, leading to a master equation. Applied to our experimental regime, this model indicates an asymptotic value of $3/4$ for the Fano factor at large N and in the steady state. We thus show that we have reached the ultimate level of reduction in number fluctuations in our system.

DOI: [10.1103/PhysRevA.85.035403](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.85.035403)

PACS number(s): 34.50.Rk, 03.65.Ta, 05.40.-a, 42.50.Lc

There is a growing interest in the study of mesoscopic systems containing between 10–100 particles. For example, mesoscopic ensembles of ultracold atoms could be a useful tool for quantum-information processing (e.g., Refs. [1,2]) and for precision measurements beyond the standard quantum limit [3,4]. They are also a test bed for the investigation of many-body correlated quantum systems [5] and for the study of collective effects such as super-radiance (e.g., Ref. [6]). All these applications require precise knowledge of the distribution of the number of atoms as the properties of these finite-size samples are governed by their statistical nature. In particular, the knowledge of the variance of the number distribution is important. In this paper we show experimentally and theoretically that one of the conceptually simplest mesoscopic systems, namely, a few cold atoms in a tight dipole trap being loaded from a cold atomic cloud [7–9], already exhibits nontrivial sub-Poissonian statistics.

The preparation of an atomic sample with a non-Poissonian atom-number distribution requires a nonlinear mechanism usually provided by interactions between ultracold atoms. For example, the dispersive s -wave interaction was used to reduce the relative atom-number fluctuations between the sites of a two-well potential [10,11] and of an optical lattice [12]. This led in particular to the study of the Mott transition [13,14]. This interaction was also used to demonstrate reduced atom-number fluctuations in a single tight dipole trap [15]. Recently, the production of a sample with definite atom numbers was demonstrated using the Pauli blockade [16].

Inelastic collisions between ultracold atoms can also provide the nonlinearity required to modify the atom-number statistics as shown recently [17,18]. In those experiments, three-body inelastic collisions induce losses in an initially trapped sample of 50–300 atoms at or close to quantum degeneracy, and the ever decreasing fraction of remaining atoms exhibits reduced number fluctuations with respect to a Poisson distribution. Here, we consider theoretically a different and yet more general regime in which the trap continuously experiences the interplay between a loading process from a reservoir of laser-cooled atoms and strong inelastic ρ -body losses ($\rho \geq 1$), and we investigate experimentally the case $\rho = 2$ in which the losses are due to light-assisted collisions. This situation is used elsewhere to, e.g., produce

a single-atom source [19,20]. There, one operates in the “collisional-blockade” regime where the loading rate is such that the microscopic trap contains one or zero atoms with equal probabilities ($\langle N \rangle = 0.5$) and the atom-number distribution is maximally sub-Poissonian with variance $\Delta N^2 = 0.5 \langle N \rangle$ [21].

Here, we explore the regime where $\langle N \rangle$ goes beyond 0.5 in the steady state as we increase the loading rate. In practice, we prepare a thermal ensemble of up to 10 cold atoms at a temperature of $\sim 100 \mu\text{K}$ in a microscopic dipole trap. We observe that the atom-number distribution remains sub-Poissonian and that the reduction in number fluctuations with respect to the Poisson distribution $\Delta N^2 / \langle N \rangle$ is locked to a constant value of 0.75 for $\langle N \rangle \gtrsim 2$, a fact that has been overlooked so far. To explain this fact, we use a microscopic approach that takes into account the stochastic nature of the competing loading and loss processes, and we calculate the atom-number distribution at any time of the system evolution. We do so by solving a master equation both numerically and analytically and find good agreement with the average result of a Monte Carlo approach with which we study the individual behavior of atoms. Using this general theoretical approach, we analyze our data and find that we have reached experimentally the ultimate level of reduction in atom-number fluctuations that one can expect in a dipole trap operating in our regime ($\rho = 2$). The formalism presented in this paper is applicable to any system in which a random-loading process competes with a ρ -body-loss process, whatever its nature and whatever the number of atoms.

To study the number statistics of a few atoms in the presence of competing random processes, we implemented the following experiment (details can be found in Ref. [9]). First, we produced a microscopic optical-dipole trap at 850 nm by sharply focusing a laser beam [22]. We then loaded this trap from a magneto-optical trap (MOT) of ^{87}Rb atoms surrounding the region of the dipole trap. Atoms enter the dipole trap randomly, are trapped thanks to the cooling effect of the MOT beams, and are expelled from the trap due mainly to inelastic two-body collisions assisted by the near-resonant light of the cooling beams and, to a minor extent, to collisions with the residual background gas in the chamber (one-body losses). We measured elsewhere the two-body- and one-body-loss constants to be $\beta' \sim 500 \text{ (at.s)}^{-1}$ and

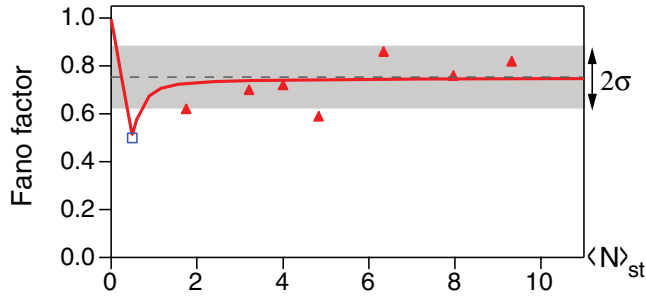


FIG. 1. (Color online) Fano factor F versus the average number of atoms $\langle N \rangle_{st}$ in the microscopic dipole trap in the steady state. The square and triangles are the experimental data collected in the collisional-blockade regime ($\langle N \rangle_{st} = 0.5$) and beyond ($\langle N \rangle_{st} > 0.5$), respectively. The solid line is the model based on a stochastic process (see text) with $\beta' = 500$ (at.s) $^{-1}$ and $\gamma = 0.2$ s $^{-1}$. The dashed line is the theoretical limit $F = 3/4$ for $\langle N \rangle_{st} \gg 1$. σ is the rms dispersion of the data collected beyond the collisional-blockade regime.

$\gamma \sim 0.2$ s $^{-1}$, respectively [23]. The actual value of the loading rate R is proportional to the MOT local density in the vicinity of the microscopic trap, which is the parameter that we vary. For values of $R \gg \beta'$, the mean number of trapped atoms in the steady state exceeds unity and is $\langle N \rangle_{st} = \sqrt{R/\beta'}$ while for $R \ll \gamma$ it goes to zero as $\langle N \rangle_{st} = R/\gamma$. The intermediate regime corresponds to the collisional-blockade regime where $\langle N \rangle_{st} = 0.5$. Experimentally, we operate at $\langle N \rangle_{st} \gtrsim 2$ in the following.

To get information on the number distribution of atoms in the dipole trap in the steady state, we release the atoms from the trap and probe them with a pulse of resonant light. Using an intensifier to amplify single-photon events above the noise of our CCD camera, we count the detected fluorescence photons individually [9]. This number is proportional, on average, to the number of atoms N in the trap before release. We build up the number distribution of counted photons by repeating this loading and probing experiment about 100 to 1000 times. Knowing the response of our imaging system to one atom exactly, we extract from the photon distribution the mean $\langle N \rangle_{st}$ and the variance ΔN^2 of the atom-number distribution in the steady state and calculate the corresponding Fano factor $F = \Delta N^2 / \langle N \rangle_{st}$. The data shown in Fig. 1 indicate a clear reduction of the atom-number fluctuations with respect to a Poisson distribution for $\langle N \rangle_{st} \gtrsim 2$ with a mean $F = 0.72$ and a total uncertainty (one standard deviation) of 0.07. This uncertainty is obtained by adding quadratically the statistical (type A) uncertainty of 0.05 (deduced from the rms dispersion of the data) and the systematic (type B) uncertainty of 0.04, which we estimated in a previous work [9].

Qualitatively, this reduction can be understood as follows. If the losses were governed by random one-body events, e.g., background gas collisions, the trade-off between the random loading of the trap and the losses would result in a Poisson distribution with a mean atom number $\langle N \rangle_{st}$ in the steady state. If the losses now involve higher-body processes ($\rho \geq 2$), the loss rate varies as the number of ρ uplets in the N -atom ensemble, i.e., increases nonlinearly with N . For a given mean atom number, this leads to the number distribution being

narrower than a Poisson distribution as the losses are more efficient on the high- N side of the distribution.

To explain quantitatively the sub-Poissonian behavior of the atom-number distribution, we use the following stochastic model that takes into account the three random processes involved, i.e., the loading, the two-body losses, and the one-body losses. We consider the evolution in time of the probability $p_N(t)$ to have N atoms in the dipole trap. To calculate the probability $p_N(t + dt)$, we sum the contributions of all channels associated with the random processes mentioned above that lead to having N atoms in the trap at $t + dt$, given that the trap could possibly be filled with either $N - 1$, N , $N + 1$, or $N + 2$ atoms at time t . The probability that a loading event occurs in the time interval dt when there are already N atoms in the trap is $R dt p_N(t)$. Similarly, the probability that a loss event occurs during dt is $\gamma N dt p_N(t)$ for one-body events and $\beta' \frac{N(N-1)}{2} dt p_N(t)$ for two-body events. We obtain eventually the following equation:

$$p_N(t + dt) = p_N(t) \left\{ 1 - \left[R + \gamma N + \beta' \frac{N(N-1)}{2} \right] dt \right\} + p_{N-1}(t) R dt + p_{N+1}(t) \gamma (N+1) dt + p_{N+2}(t) \beta' \frac{(N+2)(N+1)}{2} dt. \quad (1)$$

Taking the limit $dt \rightarrow 0$, Eq. (1) yields the following master equation that rules the evolution of $p_N(t)$ in time:

$$\frac{dp_N}{dt} = R(\mathbb{E}^{-1} - \mathbb{1})[p_N] + \gamma(\mathbb{E} - \mathbb{1})[N p_N] + \beta'(\mathbb{E}^2 - \mathbb{1}) \left[\frac{N(N-1)}{2} p_N \right], \quad (2)$$

where \mathbb{E} is the “step operator” defined by its effect on an arbitrary function $f(N)$

$$\mathbb{E}[f(N)] = f(N+1), \quad \mathbb{E}^{-1}[f(N)] = f(N-1), \quad (3)$$

and $\mathbb{1}$ is the identity operator. Using Eq. (2), we obtain the equation of evolution of the mean number of atoms $\langle N \rangle = \sum_{N=0}^{\infty} N p_N$:

$$\frac{d\langle N \rangle}{dt} = R - \gamma \langle N \rangle - \beta' \langle N \rangle (\langle N \rangle - 1) - \beta' \Delta N^2. \quad (4)$$

When $\Delta N^2 = 0$, we recover the phenomenological equation sometimes used to describe the loading of a trap containing a small number of atoms [21,24], i.e., $dN/dt = R - \gamma N - \beta' N(N-1)$. When $\Delta N^2 = \langle N \rangle$ (i.e., assuming a Poisson distribution), Eq. (4) also yields the widely used equation $d\langle N \rangle/dt = R - \gamma \langle N \rangle - \beta' \langle N \rangle^2$. However, without any *a priori* relation between ΔN^2 and $\langle N \rangle$, Eq. (4) cannot be solved analytically.

To calculate the first moments of the number distribution, we used three different approaches. First, we solved numerically Eq. (2) using the boundary conditions $p_N(0) = \delta_{N,0}$ and, for $N \gg \langle N \rangle_{st}$, $p_N(t) = 0$. As an example, Fig. 2 illustrates the time evolution of the probabilities $p_N(t)$ for parameters leading to $\langle N \rangle_{st} = 3.6$. The number distribution is found to be sub-Poissonian with $F = 0.74$. By varying the loading rate, the same approach yields the distribution for any value of $\langle N \rangle_{st}$. We analyze the case where $\gamma \ll \beta'$ in the following. When $\langle N \rangle_{st} \ll 0.5$, we find, as expected, that

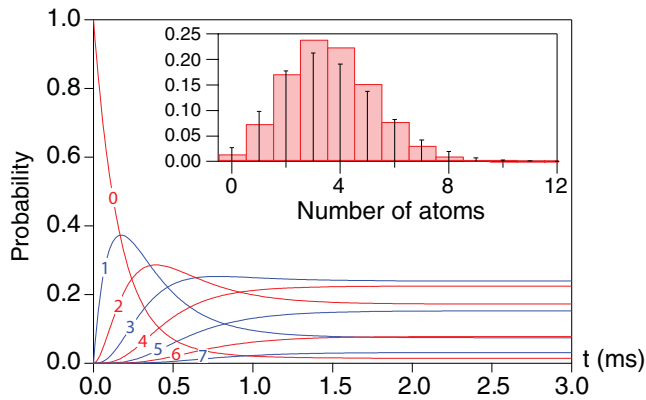


FIG. 2. (Color online) Set of numerical solutions $\{p_N(t)\}$ of Eq. (2), labeled by N . The parameters $R = 6000 \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 0.2 \text{ s}^{-1}$, and $\beta' = 500 \text{ (at.s)}^{-1}$ lead to $\langle N \rangle_{\text{st}} = 3.6 \sim \sqrt{R/\beta'}$. Inset: The set of solutions in the steady state $\{p_N(t = 3 \text{ ms})\}$ (filled bars) is clearly sub-Poissonian, and the sticks indicate the Poisson distribution with the same mean value.

the distribution is close to a Poisson law as one-body losses then dominate two-body losses [see Fig. 3(a)].¹ The presence of two-body-processes-induced losses of atom pairs leads to a sub-Poissonian behavior that is maximal for $\langle N \rangle_{\text{st}} = 0.5$, corresponding to $p_0 = p_1 = 0.5$. While this regime has been described before (see Ref. [21]), the numerical approach predicts that atom-number fluctuations do not become Poissonian for larger numbers of atoms. In fact, the Fano factor reaches an asymptotic value of 0.75 as soon as $\langle N \rangle_{\text{st}} \gtrsim 2$, corresponding to a reduction of -1.25 dB with respect to the Poisson case. The numerical prediction reproduces well our data as shown in Fig. 1.

The second approach to solve Eq. (2) is analytical. It is valid for $\langle N \rangle_{\text{st}} \gg 1$ only and follows closely the approach of Ref. [25]. We first rewrite the master equation into a dimensionless rate equation

$$\frac{dp_N}{d\tau} = \langle N \rangle_{\text{st}} (\mathbb{E}^{-1} - \mathbb{1}) [p_N] + \frac{1}{\langle N \rangle_{\text{st}}} (\mathbb{E}^2 - \mathbb{1}) \left[\frac{N(N-1)}{2} p_N \right], \quad (5)$$

where the one-body-loss term of Eq. (2) has been neglected (following $R \gg \beta' \gg \gamma$) and $\tau = t\sqrt{R\beta'}$ is a dimensionless time variable. Since the number distribution in the steady state is expected to peak around $\langle N \rangle_{\text{st}}$ with a width on the order of $\sqrt{\langle N \rangle_{\text{st}}}$, we consider the number of trapped atoms at time τ as a stochastic quantity of the form

$$N(\tau) = \langle N \rangle_{\text{st}} \phi(\tau) + \sqrt{\langle N \rangle_{\text{st}}} \xi(\tau), \quad (6)$$

where $\xi(\tau)$ is a stochastic variable with mean $\langle \xi \rangle(\tau) = 0$ and an amplitude of ~ 1 and $\phi(\tau)$, also on the order of 1, is a deterministic and slowly varying function of time [$\phi(\tau) = \langle N \rangle(\tau) / \langle N \rangle_{\text{st}}$]. We then consider the probability

¹The distribution would remain Poissonian for any values of $\langle N \rangle_{\text{st}}$ in the absence of two-body losses ($\beta' = 0$) as can be derived analytically from Eq. (2).

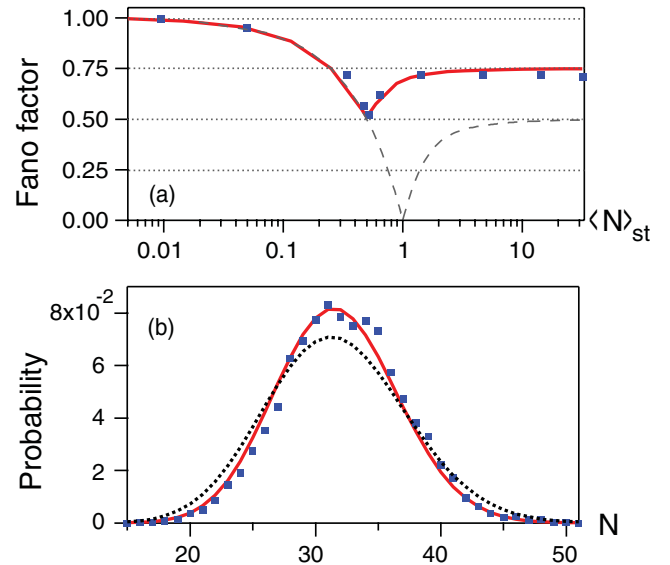


FIG. 3. (Color online) Theoretical results obtained by different approaches. The solid line is the numerical solution of Eq. (2) for our experimental parameters [$\gamma = 0.2 \text{ s}^{-1}$, $\beta' \sim 500 \text{ (at.s)}^{-1}$], and the squares are the Monte Carlo simulation. (a) Dependence of the Fano factor on $\langle N \rangle_{\text{st}}$. (b) Example of the calculated atom-number distribution in the steady state with $R = 5 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$, yielding $\langle N \rangle_{\text{st}} = 32$. The numerical solution is indistinguishable from the Gaussian solution of Eq. (8). We find a Fano factor $F = 3/4$. The dotted line is the Poisson distribution with the same mean value. The dashed line in (a) is the numerical solution of Eq. (2) when two-body processes induce the loss of one atom only from the trap [the parameters are $\gamma = 5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ and $\beta' \sim 500 \text{ (at.s)}^{-1}$]. In the limit $\gamma/\beta' \rightarrow 0$, $\langle N \rangle_{\text{st}}$ can be locked to 1 in a fully deterministic way ($\Delta N^2 = 0$).

$P(\xi, \tau) = p_N(\tau)$ that N atoms are in the trap at time τ . Since $p_{N+k}(\tau) = P(\xi + \frac{k}{\sqrt{\langle N \rangle_{\text{st}}}}, \tau)$ and $\langle N \rangle_{\text{st}} \gg 1$, we replace $p_{N+k}(\tau)$ in Eq. (5) with a Taylor expansion of $P(\xi, \tau)$ in powers of $1/\sqrt{\langle N \rangle_{\text{st}}}$. Replacing $p_N(\tau)$ with $P(\xi, \tau)$, the time derivative $dp_N/d\tau$ becomes $\partial_\tau P - \sqrt{\langle N \rangle_{\text{st}}} \phi \partial_\xi P$.² Identification of the power terms in the expanded master equation then yields the following equations that rule the evolution of ϕ and P in time:

$$\dot{\phi} = 1 - \phi^2, \quad (7)$$

$$\partial_\tau P = 2\phi \partial_\xi (\xi P) + \frac{1}{2} (2\phi^2 + 1) \partial_\xi^2 P. \quad (8)$$

Equation (8) is a linear Fokker-Planck equation with time-dependent coefficients, the steady-state solution of which is Gaussian [25]. Finally, using Eq. (8), we find that $\langle \xi^2 \rangle$ evolves in time according to

$$\frac{d\langle \xi^2 \rangle}{d\tau} = -4\phi \langle \xi^2 \rangle + (1 + 2\phi^2). \quad (9)$$

²Care must be taken when calculating the total derivative of $P(\xi, \tau)$ with respect to time as Eq. (5) was established with N being held constant during an infinitesimal time interval $d\tau$ so that $\dot{\xi}(\tau) = -\sqrt{\langle N \rangle_{\text{st}}} \dot{\phi}(\tau)$.

Equations (7) and (9) allow us to calculate the evolution of the Fano factor in time, $F(\tau) = \langle \xi^2 \rangle(\tau) / \phi(\tau)$. In particular, in the steady state, $\phi = 1$, and $F = 3/4$. This analytical finding is in excellent agreement with our numerical solution (see Fig. 3). Besides, we find that the analytical result is valid for atom numbers as small as ~ 2 .

Finally, we cross-checked our theoretical results with a Monte Carlo simulation in which we calculated at each time increment the survival probabilities of individual atoms to the various random events involved in the problem [23]. By averaging over many atomic histories, we reconstructed atom-number distributions and found Fano factors in very good agreement with those presented above [see Fig. 3], validating the master-equation approach.

In conclusion, we discuss our experimental findings and theoretical approaches from a more general perspective. First, the observed reduction in number fluctuations is due to loss terms that vary nonlinearly as N^ρ and is thus intrinsically robust to losses (provided ρ and the loading rate remain constant). In our case, we reached experimentally the ultimate level of reduction (-1.25 dB) predicted by theory when a loading mechanism competes with a two-body nonlinearity, leading to the loss of atom pairs no matter the underlying mechanism (light-assisted collisions, hyperfine-changing collisions, etc.). More generally, the exact level of reduction achievable depends on ρ , on the number of atoms being lost after a ρ -body process, and on the presence (or the absence) of a loading mechanism. When $R \neq 0$, the analytical approach explained

above can be generalized and yields a Gaussian atom-number distribution in the steady state [$P(\xi, \tau)$ evolves according to a Fokker-Planck equation similar to Eq. (8)]. For ρ -body processes leading to losses of ρ uplets, one finds an equation similar to Eq. (9) and $F = \frac{1}{2}(1 + \frac{1}{\rho})$ in the steady state. When $R = 0$, slightly better levels of reduction can be achieved as $F = \rho / (2\rho - 1)$. This was recently demonstrated in the case of three-body losses [18]. Finally, we extended our approach to the case in which two-body collisions lead to the loss of one atom only from the trap³ as is the case for elastic-collision-induced evaporative losses and for some light-assisted-loss mechanisms. Such mechanisms have been used recently to produce near-deterministically a single-atom source for quantum-information processing [26]. Taking these mechanisms into account, our theoretical approach predicts that fluctuations fully vanish when only one atom is left in the trap in the absence of one-body decay [see Fig. 3(a)], i.e., that a robust and fully deterministic preparation of single trapped atoms is in principle possible.

We acknowledge support from the E.U. through the ERC Starting Grant ARENA and from IFRAF and Triangle de la Physique. A.F. acknowledges partial support from the DAAD Doktorandenstipendium. We thank G. Messin and M. P. A. Jones for fruitful discussions.

³We replaced $(\mathbb{E}^2 - 1)$ with $(\mathbb{E} - 1)$ in Eq. (2).

-
- [1] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote, L. M. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).
 - [2] M. Saffman, T. G. Walker, and K. Moelmer, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313 (2010).
 - [3] D. J. Wineland, J. J. Bollinger, W. M. Itano, F. L. Moore, and D. J. Heinzen, *Phys. Rev. A* **46**, 6797(R) (1992).
 - [4] V. Giovanetti, S. Lloyd, and L. Maccone, *Science* **306**, 1330 (2004).
 - [5] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 885 (2008).
 - [6] E. Akkermans, A. Gero, and R. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 103602 (2008).
 - [7] S. Whitlock, R. Gerritsma, T. Fernholz, and R. J. C. Spreeuw, *New J. Phys.* **11**, 023021 (2009).
 - [8] J. Kruse, C. Gierl, M. Schlosser, and G. Birkel, *Phys. Rev. A* **81**, 060308(R) (2010).
 - [9] A. Fuhrmanek, Y. R. P. Sortais, P. Grangier, and A. Browaeys, *Phys. Rev. A* **82**, 023623 (2010).
 - [10] G.-B. Jo, Y. Shin, S. Will, T. A. Pasquini, M. Saba, W. Ketterle, D. E. Pritchard, M. Vengalattore, and M. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 030407 (2007).
 - [11] C. Gross, T. Zibold, E. Nicklas, J. Estève, and M. K. Oberthaler, *Nature (London)* **464**, 1165 (2010).
 - [12] C. Orzel, A. K. Tuchman, M. L. Fenselau, M. Yasuda, and M. A. Kasevich, *Science* **291**, 2386 (2001).
 - [13] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Haensch, and I. Bloch, *Nature (London)* **415**, 39 (2002).
 - [14] F. Gerbier, S. Fölling, A. Widera, O. Mandel, and I. Bloch, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 090401 (2006).
 - [15] C.-S. Chuu, F. Schreck, T. P. Meyrath, J. L. Hanssen, G. N. Price, and M. G. Raizen, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 260403 (2005).
 - [16] F. Serwane, G. Zürn, T. Lompe, T. B. Ottenstein, A. N. Wenz, and S. Jochim, *Science* **332**, 336 (2011).
 - [17] A. Itah, H. Veksler, O. Lahav, A. Blumkin, C. Moreno, C. Gordon, and J. Steinhauer, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 113001 (2010).
 - [18] S. Whitlock, C. F. Ockeloen, and R. J. C. Spreeuw, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 120402 (2010).
 - [19] N. Schlosser, G. Reymond, I. Protsenko, and P. Grangier, *Nature (London)* **411**, 1024 (2001).
 - [20] M. Weber, J. Volz, K. Saucke, C. Kurtsiefer, and H. Weinfürter, *Phys. Rev. A* **73**, 043406 (2006).
 - [21] N. Schlosser, G. Reymond, and P. Grangier, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 023005 (2002).
 - [22] Y. R. P. Sortais, H. Marion, C. Tuchendler, A. M. Lance, M. Lamare, P. Fournet, C. Armellin, R. Mercier, G. Messin, A. Browaeys, and P. Grangier, *Phys. Rev. A* **75**, 013406 (2007).
 - [23] A. Fuhrmanek, R. Bourgain, Y. R. P. Sortais, and A. Browaeys, e-print [arXiv:1107.5781v2](https://arxiv.org/abs/1107.5781v2) (submitted to *Phys. Rev. Lett.*).
 - [24] B. Ueberholz, S. Kuhr, D. Frese, D. Meschede, and V. Gomer, *J. Phys. B* **33**, L135 (2000).
 - [25] N. G. van Kampen, *Stochastic Processes in Physics and Chemistry*, 3rd ed. (Elsevier, Amsterdam, 2007).
 - [26] T. Grünzweig, A. Hilliard, M. McGovern, and M. F. Andersen, *Nat. Phys.* **6**, 951 (2010).

Light-assisted collisions between a few cold atoms in a microscopic dipole trap

A. Fuhrmanek, R. Bourgain, Y. R. P. Sortais, and A. Browaeys

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Sud, 2 Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France

(Received 22 May 2012; published 25 June 2012)

We study light-assisted collisions in an ensemble containing a small number (~ 3) of cold ^{87}Rb atoms trapped in a microscopic dipole trap. Using our ability to operate with one atom exactly in the trap, we measure the one-body heating rate associated with a near-resonant laser excitation, and we use this measurement to extract the two-body loss rate associated with light-assisted collisions when a few atoms are present in the trap. Our measurements indicate that the two-body loss rate can reach surprisingly large values $\beta > 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ and varies rapidly with the trap depth and the parameters of the excitation light.

DOI: [10.1103/PhysRevA.85.062708](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.85.062708)

PACS number(s): 34.50.Cx, 34.50.Rk, 37.10.Gh

I. INTRODUCTION

Extensive experimental and theoretical studies have been devoted in recent decades to light-assisted collisions, using cold atoms held in a magneto-optical trap [1], including at the few-atom level [2], or in large optical dipole traps [3,4]. In small dipole traps with size comparable to the wavelength of the light, light-assisted collisions are used to prepare or probe mesoscopic atomic ensembles, opening new avenues in condensed-matter physics and quantum-information processing. For instance, they are at the heart of the preparation of individual atoms in microscopic optical dipole traps [5–7], standing waves [8], or three-dimensional optical lattices [9]. They are also at the origin of sub-Poissonian atom number distributions in a mesoscopic atomic ensemble [10]. Finally, they constitute an important tool to understand quantum phases, as demonstrated recently with atoms in optical lattices [11,12]. While conceptually simple, the theoretical description of light-induced collisions is known to be cumbersome due to the complex interplay between atomic multilevel structure and atom-light coupling. The situation is even worse when considering tightly confined atomic ensembles where the trapping potential acts on the same length scale as the interaction between the atoms. As a consequence no theoretical prediction for the loss rates and their dependency on parameters such as the atomic density or the light parameters is available to date for this system. The absence of reported measurements makes the situation even more interesting.

In this paper, we report on an experimental study of light-assisted collisions between cold atoms that are tightly confined in a microscopic dipole trap. To allow for future theoretical modeling of our data, we implemented as closely as possible the gedanken experiment where merely two atoms in the ground state (here, ^{87}Rb in the state $5S_{1/2}, F = 2$) collide in the presence of a nearly resonant laser field. In our case, the loading of the dipole trap is nondeterministic [10] and we operate with a typical average atom number of ~ 3 . We then illuminate the trapped atoms with a pulse of near-resonant light with known frequency and intensity, in order to trigger losses. The near-resonant light has two effects: it heats the atoms individually out of the trap and it induces two-body losses, which we wish to study. To separate the two contributions, we proceed in two steps. First, we use our ability to operate with exactly one atom to measure the one-body heating. Second, we operate with ~ 3 trapped ^{87}Rb atoms and use the result

of the single-atom measurement to extract the two-body loss rate. To extract this rate we develop a Monte Carlo simulation that we compare to the data. Our measurement indicates light-assisted collision rates that can reach remarkably large values ($\sim 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$), well above measured data found in the literature (by 1–2 orders of magnitude) for atoms held in magneto-optical traps (for a review, see Ref. [1]) or in larger dipole traps [3,4]. Our maximal light-assisted collision rates are surprisingly close to the semiclassical Langevin limit.

II. PRINCIPLE OF THE EXPERIMENT

In our apparatus we operate an optical dipole trap at 850 nm with micrometer size (waist $1 \mu\text{m}$) [13], which we load with cold atoms from a magneto-optical trap (MOT). Atoms enter the microscopic trap randomly, are trapped thanks to the cooling effect of the MOT beams, and are expelled from the trap due to one- or two-body processes. Depending on the local density of the MOT cloud around the dipole trap, we control the number of trapped atoms in steady state from one atom exactly ($N_0 = 1$) to a few atoms on average ($\langle N_0 \rangle \simeq 3$) [14].

To study the light-assisted collisions, we switch off the MOT beams and then send the pulse of excitation light onto the trapped atoms, initially prepared in the $5S_{1/2}, F = 1$ level. The excitation light consists of repumping light that transfers the atoms to the $(5S_{1/2}, F = 2)$ level, labeled S in Fig. 1,¹ superimposed with light nearly resonant with the $(5S_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5P_{3/2}, F' = 3)$ light-shifted transition, which excites the atoms into the $(5P_{3/2}, F' = 3)$ level, labeled P [see Fig. 1(b)]. The excitation light consists of a pair of counterpropagating laser beams with orthogonal circular polarizations. For this experiment, we do not control the orientation of the magnetic field, which has a magnitude smaller than 0.2 G.

During the laser excitation, two atoms form a loosely bound pair with one atom in the S state and the other in the P state and interact through the long-range dipole-dipole attractive potential $V(r) = -C_3/r^3$ (here, r is the interatomic distance, $C_3 = 3\hbar\Gamma/4k^3$, $\Gamma/2\pi = 6 \text{ MHz}$ is the linewidth of the P state, and $\lambda = 2\pi/k = 780 \text{ nm}$ is the wavelength of the $S \rightarrow P$

¹The repumping light is kept on resonance with the $(5S_{1/2}, F = 1) \rightarrow (5P_{3/2}, F' = 2)$ transition in free space and has a saturation of ~ 20 .

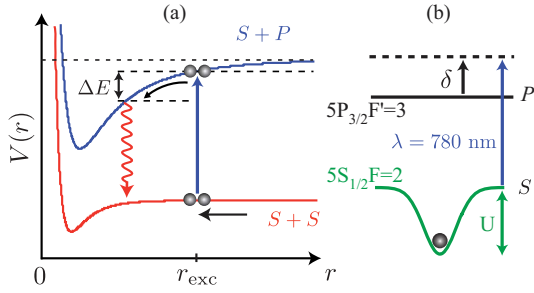


FIG. 1. (Color online) (a) Light-assisted atom loss by radiative escape. Atoms in the S state interact through the van der Waals potential $V(r) = -C_6/r^6$ while atoms in the S and P states interact through the dipole-dipole attractive potential $V(r) = -C_3/r^3$. (b) Levels involved in the experiment. The excitation laser detuning δ is measured with respect to the free-space transition.

transition), as represented in Fig. 1(a). If the kinetic energy acquired by an atom pair before it radiates back to the ground state exceeds the optical dipole trap depth U , it escapes the trap, thus leading to the loss of two atoms. This interaction-induced loss mechanism, known as radiative escape [15],² coexists with the standard one-body loss mechanism associated with the cycles of absorption and spontaneous emission of photons by individual atoms in the trap, which heat them out of the trap. Whether one or the other mechanism is dominant depends on the parameters of the experiment, namely, the trap depth U , the saturation $s = I/I_{\text{sat}}$ (I is the laser intensity and $I_{\text{sat}} = 1.6 \text{ mW/cm}^2$), and the frequency detuning δ of the excitation light with respect to the single-atom transition in free space [see Fig. 1(b)].

For a given set of parameters we measure the number of trapped atoms that remain in the trap after the pulse of light has been sent. The number of atoms is measured by accumulating their fluorescence at 780 nm on an intensified CCD camera and comparing it to the calibrated fluorescence of a single atom [14,16]. By varying the duration t of the pulse we obtain atom loss curves, from which we extract the one- and two-body loss rates as explained below.

III. LIGHT-INDUCED LOSSES OF SINGLE ATOMS

To extract the one-body loss rate, we perform the loss experiment described above with one atom exactly in the trap ($N_0 = 1$). To do this, we adjust the loading rate of the trap to operate in the collisional blockade regime [13,17] and trigger the loss experiment on the presence of a single atom in the trap. All parameters (trap depth, excitation light parameters) are otherwise unchanged with respect to the case $\langle N_0 \rangle = 3$ explored later in this paper. We obtain the survival probability of a single atom after the excitation process by repeating the experiment 200 times and measuring each time the presence or the absence of the atom in the trap after the experiment. Figure 2(a) shows examples of loss curves that illustrate the effect of the excitation light. For comparison, the lifetime of

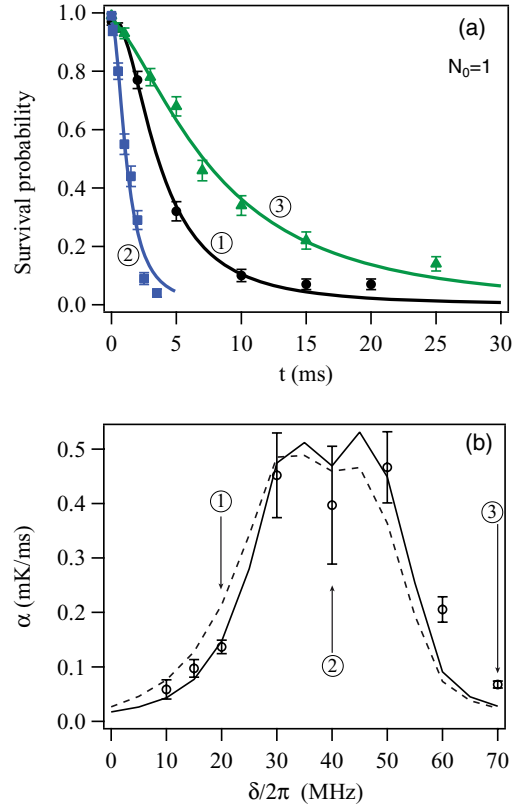


FIG. 2. (Color online) (a) Survival probability $P_1(t)$ of a single atom in the dipole trap, measured for various detunings of the excitation light $\delta/2\pi = \{20; 40; 70\}$ MHz (circles, squares, and triangles, respectively). The trap depth is $U = h \times 36 \text{ MHz} = k_B \times 1.8 \text{ mK}$ and the saturation parameter is $s = 0.5$. Solid lines show fits of the data to a heating model (see text). The initial temperature of the single atom is $T_0 = 200 \mu\text{K}$. Error bars are statistical. (b) Heating rate α (circles) deduced from the fits of the survival probability, versus $\delta/2\pi$ (error bars are from the fit); the solid and dashed lines are solutions of the rate equation model described in the text, with no free parameter, for $T_0 = 200 \mu\text{K}$ and $T_0 = 300 \mu\text{K}$, respectively. Data labeled 1, 2, and 3 are extracted from the loss curves shown in (a).

the atom in the trap is 24 s in the absence of the excitation light and is limited by the residual background gas collisions.

The effect of the excitation light is to heat the atom out of the trap as the duration of the excitation increases. This effect is quantitatively well explained by assuming that the temperature of the atom varies in time as $T(t) = T_0 + \alpha t$ since the energy of the atom increases linearly with each absorption and spontaneous emission cycle. Here, T_0 is the temperature at the beginning of the excitation pulse and α is the heating rate. Assuming a harmonic trap and a Boltzmann energy distribution [18], the probability $P_1(t)$ for a single atom to remain in the trap with depth U at a temperature $T(t)$ is given by

$$P_1(t) = 1 - \left[1 + \eta(t) + \frac{1}{2}\eta(t)^2\right] \exp[-\eta(t)], \quad (1)$$

where $\eta(t) = U/k_B T(t)$ (k_B is the Boltzmann constant). The temperature T_0 being measured independently by a release-and-recapture technique [18], we fit the data to the function $P_1(t)$ with α being the only free parameter. The result obtained

²We neglect here fine-structure-changing collisions that occur at much shorter interatomic distances [1].

for α is shown in Fig. 2(b). As expected, it reaches a maximum when the excitation light is nearly resonant with the light-shifted $S \rightarrow P$ transition, i.e., $\delta = U/\hbar$ ($\hbar = 2\pi\hbar$ is the Planck constant).

The position and the shape of this resonance are confirmed by calculating the heating rate $\alpha = 2E_r R/k_B$, where R is the photon scattering rate and E_r is the recoil energy. We use a rate equation model to calculate the populations of the various Zeeman sublevels from which we deduce the scattering rate R . We take into account the finite initial temperature of the atom, $T_0 = 200 \mu\text{K}$, and its linear increase in time, which lead to random positions of the atom in the trap, and therefore to different light shifts for the various Zeeman states. As seen in Fig. 2(b), this model reproduces the broadening of the resonance with respect to the natural linewidth $\Gamma/2\pi = 6 \text{ MHz}$. In the following, we will use it to extrapolate the heating rate α to other values of T_0 , as T_0 varies when operating with more than one atom initially. For instance, the dashed curve in Fig. 2(b) shows how the resonance in α is shifted towards the low values of δ when T_0 increases from $T_0 = 200 \mu\text{K}$ (as measured when $N_0 = 1$) to $T_0 = 300 \mu\text{K}$ (when $\langle N_0 \rangle = 3$). Qualitatively, this shift corresponds to the shift of the Boltzmann energy distribution towards the shallower parts of the trap.

IV. LIGHT-INDUCED LOSSES IN THE MULTIATOM CASE

A. Experimental observations

We now turn to the case where a few atoms are loaded in the trap. Starting with $\langle N_0 \rangle \simeq 3$ atoms, we measure the average number of atoms that remain in the trap after the excitation pulse has been sent.³ Again the measurements are performed by averaging over several hundreds of experiments. In the absence of excitation light the number of atoms remains constant on time scales large with respect to the pulse duration. In the presence of excitation light we observe losses that can be much faster than in the single-atom case, depending on the trap depth and the excitation light parameters. For example, Fig. 3(a) compares loss curves taken for ($N_0 = 1, T_0 = 200 \mu\text{K}$) and ($\langle N_0 \rangle = 3.5, T_0 = 300 \mu\text{K}$) initially, all other parameters being the same ($s = 0.5, \delta/2\pi = 20 \text{ MHz}, U/\hbar = 36 \text{ MHz}$). For this set of parameters and $\langle N_0 \rangle = 3.5$, the number of atoms drops by a factor of 2 in only 0.25 ms, at least one order of magnitude faster than in the single-atom case. This rapid decrease is incompatible with the radiative heating rate α measured in the single-atom case, taking into account the increase in T_0 when we operate with a few atoms [see Sec. III and Fig. 2(b)]. More generally, we observe this phenomenon for small values of the detuning, typically $\delta \lesssim U/\hbar$ [see Fig. 3(b)]. While a model involving only the radiative heating process does not reproduce the data, adding two-body losses to the model does, as shown in Fig. 3(a). We thus attribute the observed excess losses in this regime to the leading two-body light-induced collisions, neglecting higher-body collisional processes. By contrast, for $\delta \gtrsim U/\hbar$,

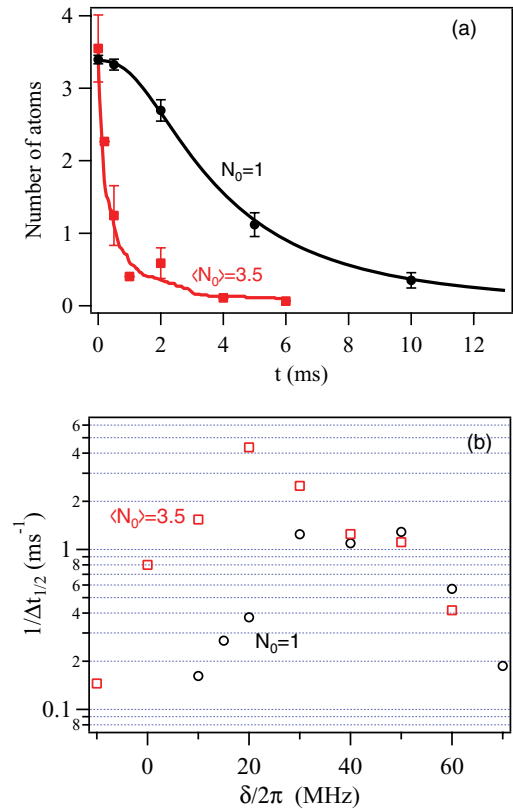


FIG. 3. (Color online) (a) Average number of atoms $\langle N(t) \rangle$ remaining in the dipole trap after excitation by a light pulse with duration t . Squares: the initial number of atoms in the trap is $\langle N_0 \rangle = 3.5$; the solid line is a fit to a Monte Carlo simulation (see text), with a heating rate $\alpha = 0.21 \text{ mK/ms}$ and a two-body loss rate $\beta' = 1.2 \text{ (atoms ms)}^{-1}$. Circles: single-atom measurements rescaled to $N_0 = 3.5$; the solid line is a fit to the radiative heating model. Error bars are statistical. Parameters of the experiments: $U/\hbar = 36 \text{ MHz}$, $\delta/2\pi = 20 \text{ MHz}$, $s = 0.5$. (b) Inverse of the half lifetime in the cases $\langle N_0 \rangle = 3.5$ (squares) and $N_0 = 1$ (circles) versus the detuning of the excitation light.

loss curves overlap well in the few- and single-atom cases, indicating that the radiative heating process is identical in both cases and is the dominant loss mechanism. In order to reveal the range of detunings where two-body losses dominate over one-body heating, we have represented in Fig. 3(b) the inverse of the half-lifetime of the survival probability for both the single and the few-atom cases:⁴ for $\delta/2\pi \geq 40 \text{ MHz} \approx U/\hbar$, the two curves are nearly identical, indicating that the heating is dominant, while the two-body light-assisted losses dominate for smaller detunings.

B. Model including radiative heating and two-body losses

To extract the contribution of the two-body loss processes from our loss curves, we developed a Monte Carlo simulation

³The uncertainty on the mean number of initially trapped atoms is ± 0.4 due to day-to-day fluctuations in the loading rate.

⁴The data shown in Fig. 3(b) in the single-atom case have been properly extrapolated from the data of Fig. 2(b) to $T_0 = 300 \mu\text{K}$, thus showing the real contribution of radiative heating in the few-atom case.

to find the time-dependent number of atoms $N(t)$. This approach is particularly appropriate in our situation as the competing radiative heating process leads to a time-dependent one-body loss rate and because we need to take into account the discreteness of the small atom number. We describe here the main lines of our simulation.

At each time step dt we evaluate the infinitesimal probability for a two-body loss event to have occurred within the N -atom ensemble between times t and $t + dt$, and we compare it to the probability of a one-body event to have occurred due to radiative heating during the same time interval dt . The first is denoted $dq_{\text{two-body}}$ and is related to the number of atom pairs at time t and the two-body loss constant β' through [3]

$$dq_{\text{two-body}} = \beta' N(t)[N(t) - 1]dt/2.$$

The second is denoted $dq_{\text{one-body}}$ and is related to the number of atoms $N(t)$ and to the instantaneous one-body loss rate $\gamma(t)$ through

$$dq_{\text{one-body}} = \gamma(t)N(t)dt.$$

Here, $\gamma(t) = -\dot{P}_1(t)/P_1(t)$, as obtained by a Taylor expansion of $P_1(t + dt)$, where $P_1(t)$ is given by Eq. (1). In practice, we calculate $P_1(t)$ by using the heating rate α measured in the single-atom regime, corrected by the temperature T_0 of the N -atom ensemble, which we measure independently by a time-of-flight method. At each time step of the simulation, three channels are possible: (i) no loss occurs during dt : the probability associated with this channel is $(1 - dq_{\text{one-body}})(1 - dq_{\text{two-body}})$; (ii) a one-body loss takes place and the atom number decreases by 1: the associated probability is $dq_{\text{one-body}}(1 - dq_{\text{two-body}})$; (iii) a two-body loss occurs and the atom number decreases by 2: the associated probability is $dq_{\text{two-body}}(1 - dq_{\text{one-body}})$. We pick up randomly one out of these three channels according to their associated probabilities, calculate the number of atoms at time $t + dt$, and then proceed to the next time step. By averaging over the initial atom number distribution ~ 200 times we obtain a loss rate that simulates the actual measurements described above [see, e.g., Fig. 3(a)].

C. Light-assisted two-body loss rates

The Monte Carlo simulation described in the previous section yields values of β' that range from 0.02 to 10 (atoms ms) $^{-1}$, depending on the trapping and excitation parameters explored. In order to compare our results to theoretical models and to measurements reported elsewhere in other trapping configurations, we calculate the normalized two-body loss rate $\beta = \beta' 2\sqrt{2}V$ [1], where $V = (\frac{2\pi k_B T_0}{m\omega^2})^{3/2}$ is the volume occupied by the atoms assumed to be at thermal equilibrium at T_0 . Here, $\omega = (\omega_\perp^2 \omega_\parallel)^{1/3}$ is the geometric average of the dipole trap oscillation frequencies ω_\perp and ω_\parallel , and m is the mass of an atom. For example, the data shown in Fig. 3(a) are best fitted when $\beta' = 1.2 \pm 0.5$ (atoms ms) $^{-1}$. Using $T_0 = 300 \mu\text{K}$ and the parameters of our setup ($\omega_\perp = 130$ kHz and $\omega_\parallel = 25$ kHz), we obtain $V = 0.7 \mu\text{m}^3$ and $\beta = 2.4 \pm 1.1 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

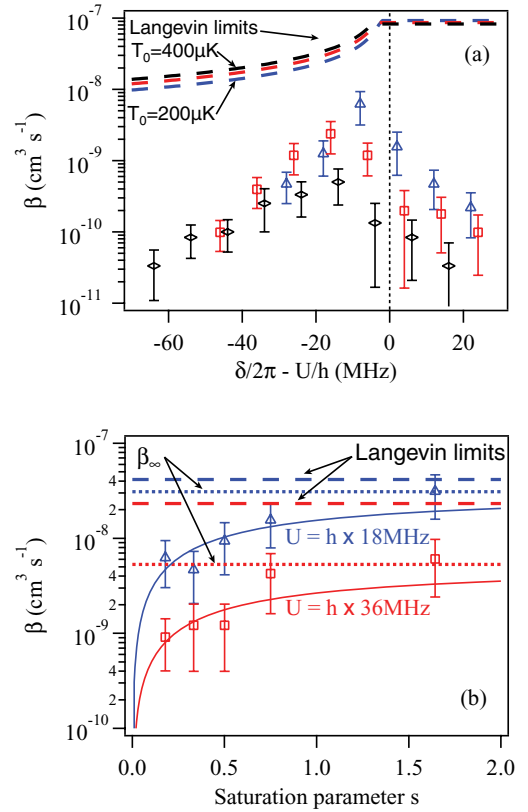


FIG. 4. (Color online) Two-body loss rate versus (a) the light-shifted detuning $\delta/2\pi - U/h$, and (b) the saturation parameter s of the excitation light. Triangles, squares, and lozenges correspond respectively to trap depths $U/h = (18; 36; 54)$ MHz, initial peak atomic densities $n_0 = (2.7; 4.3; 5.1) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, and initial temperatures $T_0 = (200; 300; 400) \mu\text{K}$. The average initial atom number is $\langle N_0 \rangle \simeq 3$ for all the data. Error bars are from the fits. The dashed lines are the Langevin limits β_L associated with each set of parameters (U, T_0) (see text). In (a), the saturation parameter is $s = 0.5$. In (b), the detuning of the excitation is $\delta/2\pi = 10$ MHz. The solid lines are fits of the data to a $\beta_\infty s/(1+s)$ model (with β_∞ the only free parameter). The dotted lines indicate the asymptotical value β_∞ in each case.

We extracted in the same way the loss rate β for various values of the trap depth U and of the excitation detuning δ and saturation s . Figure 4(a) summarizes our results for a saturation parameter $s = 0.5$ when we scan the frequency of the excitation light across the trap depth. We observe a resonance in β that is shifted to the red with respect to the frequency corresponding to the bottom of the trap, i.e., when the light-shifted detuning $\Delta = \delta - U/\hbar \lesssim 0$. On the blue side of the resonance ($\delta \gtrsim U/\hbar$), the two-body loss rate is suppressed, due to the excitation to a repulsive potential curve [1,19].

We also observe that the peak value of β increases by more than an order of magnitude when the trap depth decreases only by a factor of 3. Figure 4(b) shows that β also increases as $s/(1+s)$, in qualitative agreement with a simple model assuming a two-level system. For the largest saturation parameter investigated ($s = 1.5$), we find our largest value of the two-body rate constant $\beta = 3.0 \pm 1.5 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

D. Discussion

Our measurements indicate that the light-assisted two-body loss rate can reach values remarkably larger than any reported measurements we could find, using three-dimensional excitation light and either ^{85}Rb or ^{87}Rb . For example, Kuppens *et al.* [3] measure $\beta \sim 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ using a dipole trap with a waist of $26 \mu\text{m}$ and trap depths, temperatures, and spatial densities comparable to ours. Kulatunga *et al.* [4] use a dipole trap with a waist of $5.6 \mu\text{m}$ size and measure two-body loss rates as large as $\beta' \approx 10^{-2} (\text{atoms s})^{-1}$. Estimating their volume at thermal equilibrium, we have found that this corresponds to a normalized loss rate $\beta \sim 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Only Schlosser *et al.* [5,17] have to assume large values of $\beta' \sim 1000 (\text{atoms s})^{-1}$ to explain the loading of at most one atom in their submicrometer-size dipole trap. Again estimating their one-atom thermal volume [3,18], this yields $\beta \sim 3 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

The analysis presented in Sec. IV C assumed the volume V occupied by the atoms to be constant during the excitation pulse, and equal to the thermal volume for atoms at a constant temperature T_0 . This assumption is actually not valid when the influence of the heating is larger than or comparable to the two-body loss mechanism, i.e., when $\delta \gtrsim U/\hbar$. However, neglecting the temperature increase during the light excitation actually leads to an underestimate of V and thus of β . For instance, we checked that for the highest values of β that we measured the temperature increased by less than 15% during the excitation, leading to an underestimation of β by less than 25%, a difference within our error bars.

E. Comparison to a semiclassical model

Finally, we compare our largest measured light-assisted loss rate [i.e., $\beta_\infty = 3.1 \pm 0.2 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ in Fig. 4(b)] to the Langevin semiclassical limit $\beta_L = \sigma_L v$ [20] for the collision rate. Here, $v = \sqrt{\frac{16k_B T_0}{\pi m}}$ is the average velocity of the atoms in the frame of the two-body center of mass. The Langevin cross section σ_L is obtained by summing the maximum cross sections $(2l+1)4\pi\hbar^2/(mE)$ up to the maximum partial wave l_{\max} contributing to the collision, for a given collision energy E . In this approach,

$$\sigma_L = \frac{4\pi\hbar^2}{mE} (l_{\max} + 1)^2. \quad (2)$$

We calculate l_{\max} by imposing two conditions. First, assuming the pair of atoms has been excited in the $S + P$ potential (see Fig. 1), the kinetic energy $E = \frac{3}{2}k_B T_0$ of the two colliding atoms in the frame of their center of mass must be larger than the height of the centrifugal barrier to allow the collision to take place at short interatomic distance. This condition yields

$$l_{\max,1}(l_{\max,1} + 1) = \frac{3m}{2\hbar^2} (2C_3^2 E)^{1/3}, \quad (3)$$

$$\sigma_L \approx 6\pi \left(\frac{2C_3^2}{E^2} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

as $l_{\max,1} \gg 1$ ($l_{\max,1} \simeq 50$ typically). Second, the height of the centrifugal barrier in the $S + S$ potential should be small enough to allow a pair of atoms with energy E to be excited at an interatomic distance shorter than their minimal approach distance. This yields

$$l_{\max,2}(l_{\max,2} + 1)\hbar^2 / (mr_{\text{exc}}^2) = E, \quad (5)$$

where the distance r_{exc} actually depends on the light-shifted detuning Δ through $r_{\text{exc}} = (-C_3/\hbar\Delta)^{1/3}$. This second condition yields

$$\sigma_L \approx 4\pi r_{\text{exc}}^2. \quad (6)$$

The maximal partial wave contributing to the cross section is actually $l_{\max} = \text{Min}(l_{\max,1}, l_{\max,2})$. Figure 4 shows the Langevin limit set by these two conditions. For atoms at a temperature $T_0 = 200 \mu\text{K}$ in a trap with $U/\hbar = 18 \text{ MHz}$ and an excitation with $\delta/2\pi = 10 \text{ MHz}$, $\beta_L = 4.1 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, close to our largest measured value $\beta_\infty = 3.1 \pm 0.2 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [see Fig. 4(b)]. Given the simplicity of the model, it is quite surprising that the light-assisted process studied here approaches this theoretical limit: for alkali metals the two-body collision rate is predicted to be smaller than the Langevin limit by at least one order of magnitude [20].

V. CONCLUSION

In conclusion, using our ability to isolate one-body radiative heating from two-body losses, we have measured remarkably large two-body collision rates in a micrometer-size optical dipole trap in the presence of near-resonant light. We have found that these large rates are close to the semiclassical Langevin limit. Given the complexity of the situation considered here, due to the near-resonant character of the light combined to the small size of the trapping potential that may affect the interaction between the atoms, it is quite remarkable that a simple semiclassical argument reproduces our largest measured value. It would be interesting to cross-check our findings using atoms in optical lattices, a situation where the sites also have a submicrometer size and where the number of atoms per site can be controlled precisely [11,12].

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge support from the E.U. through the ERC Starting Grant ARENA, and from IFRAF. A.F. acknowledges partial support from the DAAD Doktorandenstipendium. We thank E. Tiesinga, P. L. Gould, J. Vigué, and B. Laburthe-Tolra for discussions.

[1] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, and P. S. Julienne, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1 (1999).

[2] B. Ueberholz, S. Kuhr, D. Fresen, D. Meschede, and V. Gomer, *J. Phys. B* **33**, L135 (2000).

[3] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp, and C. E. Wieman, *Phys. Rev. A* **62**, 013406 (2000).

[4] P. Kulatunga, T. Blum, and D. Olek, [arXiv:1009.2544](https://arxiv.org/abs/1009.2544).

- [5] N. Schlosser, G. Reymond, I. Protsenko, and P. Grangier, *Nature (London)* **411**, 1024 (2001).
- [6] T. Grünzweig, A. Hilliard, M. McGovern, and M. F. Andersen, *Nat. Phys.* **6**, 951 (2010).
- [7] J. Kruse, C. Gierl, M. Schlosser, and G. Birkel, *Phys. Rev. A* **81**, 060308(R) (2010).
- [8] L. Förster *et al.*, *New J. Phys.* **8**, 259 (2006).
- [9] K. D. Nelson, X. Li, and D. S. Weiss, *Nat. Phys.* **3**, 556 (2007).
- [10] Y. R. P. Sortais, A. Fuhrmanek, R. Bourgain, and A. Browaeys, *Phys. Rev. A* **85**, 035403 (2012).
- [11] W. S. Bakr *et al.*, *Science* **329**, 547 (2010).
- [12] J. Sherson *et al.*, *Nature (London)* **467**, 68 (2010).
- [13] Y. R. P. Sortais *et al.*, *Phys. Rev. A* **75**, 013406 (2007).
- [14] A. Fuhrmanek, Y. R. P. Sortais, P. Grangier, and A. Browaeys, *Phys. Rev. A* **82**, 023623 (2010).
- [15] A. Gallagher and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 957 (1989).
- [16] A. Fuhrmanek, A. M. Lance, C. Tuchendler, P. Grangier, Y. R. P. Sortais, and A. Browaeys, *New J. Phys.* **12**, 053028 (2010).
- [17] N. Schlosser, G. Reymond, and P. Grangier, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 023005 (2002).
- [18] C. Tuchendler, A. M. Lance, A. Browaeys, Y. R. P. Sortais, and P. Grangier, *Phys. Rev. A* **78**, 033425 (2008).
- [19] S. Bali, D. Hoffmann, and T. Walker, *Europhys. Lett.* **27**, 273 (1994).
- [20] P. S. Julienne and J. Vigué, *Phys. Rev. A* **44**, 4464 (1991).

Bibliographie

- Abramowitz, M. et Stegun, I., “*Handbook of Mathematical Functions*,” Livre chez Dover, New York (1972).
- Ahmadi, P., Timmons, B., et Summy, G., “*Geometrical effects in the loading of an optical atom trap*,” *Phys. Rev. A* **72**, 023411 (2005).
- Akkermans, E., Gero, A., et Kaiser, R., “*Photon Localization and Dicke Superradiance in Atomic Gases*,” *Phys. Rev. Lett.* **101**, 103602 (2008).
- Anderson, M., Ensher, J., Matthews, M., Wieman, C., et Cornell, E., “*Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor*.” *Science* **269**, 198–201 (1995).
- Ashkin, A. et Dziedzic, J., “*Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria*,” *Science* **235**, 1517–1520 (1987).
- Ashkin, A., Dziedzic, J., Bjorkholm, J., et Chu, S., “*Observation of a single-beam gradient-force optical trap for dielectric particles in air*.” *Optics letters* **11**, 5 (1986).
- Balik, S., Havey, M., Sokolov, I., et Kupriyanov, D., “*Optical pumping dynamics and near-resonance light scattering in an ultracold sample of Rb87 atoms*,” *Phys. Rev. A* **79**, 033418 (2009).
- Balik, S., Win, A., Havey, M., Sheremet, A., Sokolov, I., et Kupriyanov, D., “*Multiple light scattering on the $F = 1 \rightarrow F' = 0$ transition in a cold and high density 87 Rb vapor*,” *ArXiv* , 1–8 (2013), [arXiv:1303.0037](https://arxiv.org/abs/1303.0037) .
- Beijerinck, H., “*Heating rates in collisionally opaque alkali-metal atom traps : Role of secondary collisions*,” *Phys. Rev. A* **62**, 1–15 (2000).
- Bender, H., Stehle, C., Slama, S., Kaiser, R., Piovella, N., Zimmermann, C., et Courteille, P., “*Observation of cooperative Mie scattering from an ultracold atomic cloud*,” *Phys. Rev. A* **82**, 011404 (2010).
- Beugnon, J., “*Contrôle de l'état interne d'un atome unique piégé et expériences d'interférences à deux photons : vers l'information quantique avec des atomes neutres*.” *Thèse de Doctorat* (2007).
- Bienaimé, T., Bachelard, R., Piovella, N., et Kaiser, R., “*Cooperativity in light scattering by cold atoms*,” *Fortschritte der Physik* **61**, 377–392 (2013).

- Bienaimé, T., Bux, S., Lucioni, E., Courteille, P. W., Piovella, N., et Kaiser, R., “*Observation of a Cooperative Radiation Force in the Presence of Disorder*,” *Phys. Rev. Lett.* **104**, 183602 (2010).
- Bienaimé, T., Piovella, N., et Kaiser, R., “*Controlled Dicke Subradiance from a Large Cloud of Two-Level Systems*,” *Phys. Rev. Lett.* **108**, 123602 (2012).
- Billy, J., Josse, V., Zuo, Z., Bernard, A., Hambrecht, B., Lugan, P., Clément, D., Sanchez-Palencia, L., Bouyer, P., et Aspect, A., “*Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder*,” *Nature* **453**, 891–4 (2008).
- Bloch, I., Hänsch, T., et Esslinger, T., “*Atom Laser with a cw Output Coupler*,” *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3008–3011 (1999).
- Bose, S., “*Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese*,” *Z. Phys.* **24** (1924).
- Bourgain, R., Pellegrino, J., Fuhrmanek, A., Sortais, Y., et Browaeys, A., “*Evaporative cooling of a small number of atoms in a single-beam microscopic dipole trap*,” *Phys. Rev. A* **88**, 023428 (2013a).
- Bourgain, R., Pellegrino, J., Jennewein, S., Sortais, Y., et Browaeys, A., “*Direct measurement of the Wigner time delay for the scattering of light by a single atom*,” *Optics Letters* **38**, 1963–1965 (2013b).
- Braaten, E., Hammer, W., Kang, D., et Platter, L., “*Three-body recombination of identical bosons with a large positive scattering length at nonzero temperature*,” *Phys. Rev. A* **78**, 043605 (2008).
- Bradley, C., Sackett, C., Tollett, J., et Hulet, R., “*Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*,” *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687–1690 (1995).
- Brandes, T., “*Coherent and Collective Quantum Optical Effects in Mesoscopic Systems*,” *Phys. Rev.* **408**, 315 (2005).
- Brantut, J., Varoquaux, G., Nyman, R., Aspect, A., Bourdel, T., et Bouyer, P., “*Light-shift tomography in an optical-dipole trap for neutral atoms*,” *Phys. Rev. A* **78**, 031401 (2008).
- Burt, E., Ghrist, R., Myatt, C., Holland, M., Cornell, E., et Wieman, C., “*Coherence, Correlations, and Collisions : What One Learns about Bose-Einstein Condensates from Their Decay*,” *Phys. Rev. Lett.* **79**, 337–340 (1997).
- Cavaliere, A., Müller, N., Uphues, T., Yakovlev, V., Baltuska, A., Horvath, B., Schmidt, B., Blümel, L., Holzwarth, R., Hendel, S., Drescher, M., Kleineberg, U., Echenique, P. M., Kienberger, R., Krausz, F., et Heinzmann, U., “*Attosecond spectroscopy in condensed matter*,” *Nature* **449**, 1029–32 (2007).

- Chauvat, D., Emile, O., Bretenaker, F., et Le Floch, A., “*Direct Measurement of the Wigner Delay Associated with the Goos-Hanchen Effect*,” *Phys. Rev. Lett.* **84**, 71–4 (2000).
- Chomaz, L., Corman, L., Yefsah, T., Desbuquois, R., et Dalibard, J., “*Absorption imaging of a quasi-two-dimensional gas : a multiple scattering analysis*,” *New J. Phys.* **14**, 055001 (2012).
- Chu, S., Bjorkholm, J., Ashkin, A., et Cable, A., “*Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*,” *Phys. Rev. Lett.* **57**, 3 (1986).
- Chu, S., Hollberg, L., Bjorkholm, J., Cable, A., et Ashkin, A., “*Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by resonance Radiation Pressure*,” *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1 (1985).
- Clément, J., Brantut, J., Robert-de Saint-Vincent, M., Nyman, R., Aspect, A., Bourdel, T., et Bouyer, P., “*All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation*,” *Phys. Rev. A* **79**, 061406 (2009).
- Cohen-Tannoudji, C., Dupont-Roc, J., et Grynberg, G., “*Processus d’interaction entre photons et atomes*,” Livre chez InterEditions/Editions du CNRS (1988).
- Comparat, D., Fioretti, A., Stern, G., Dimova, E., Tolra, B., et Pillet, P., “*Optimized production of large Bose-Einstein condensates*,” *Phys. Rev. A* **73**, 043410 (2006).
- Comparat, D. et Pillet, P., “*Dipole blockade in a cold Rydberg atomic sample*,” *Journal of the Optical Society of America B* **27**, A208 (2010).
- Cornell, E., “*Very cold indeed : The nanokelvin physics of Bose-Einstein condensation*,” *J. of Res. of the N.I.S.T.* **101**, 419 (1996).
- Cornish, S., Claussen, N., Roberts, J., Cornell, E., et Wieman, C., “*Stable ^{85}Rb bose-einstein condensates with widely tunable interactions*,” *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1795–8 (2000).
- Courteille, P., Bux, S., Lucioni, E., Lauber, K., Bienaimé, T., Kaiser, R., et Piovella, N., “*Modification of radiation pressure due to cooperative scattering of light*,” *The European Physical Journal D* **58**, 69–73 (2010).
- Dalfovo, F., Giorgini, S., Pitaevskii, L., et Stringari, S., “*Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*,” *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463–512 (1999).
- Darquié, B., “*Manipulation d’atomes dans des pièges dipolaires microscopiques et émission contrôlée de photons par un atome unique*,” *Thèse de Doctorat* (2005).
- Davis, K., Mewes, M.-O., Andrews, M., Van Druten, N., Durfee, D., Kurn, D., et Ketterle, W., “*Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*,” *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).

- Delteil, A., Vasanelli, A., Todorov, Y., Feuillet Palma, C., Renaudat St-Jean, M., Beaudoin, G., Sagnes, I., et Sirtori, C., “*Charge-Induced Coherence between Inter-subband Plasmons in a Quantum Structure*,” *Phys. Rev. Lett.* **109**, 246808 (2012).
- DeVoe, R. et Brewer, R., “*Observation of superradiant and subradiant spontaneous emission of two trapped ions*.” *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2049–2052 (1996).
- Dicke, R., “*Coherence in Spontaneous Radiation Processes*,” *Phys. Rev.* **93**, 1 (1954).
- Diedrich, F. et Walther, H., “*Nonclassical Radiation of a Single Stored Ion*,” *Phys. Rev. Lett.* **58**, 203–207 (1987).
- Dudin, Y. O. et Kuzmich, A., “*Strongly interacting Rydberg excitations of a cold atomic gas*.” *Science* **336**, 887–9 (2012).
- Dürr, S., Miller, K., et Wieman, C., “*Improved loading of an optical dipole trap by suppression of radiative escape*,” *Phys. Rev. A* **63**, 011401 (2000).
- Einstein, A., “*Quantentheorie des einatomigen idealen Gases*,” *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* (1924).
- Einstein, A., “*Quantentheorie des einatomigen idealen Gases*,” *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* (1925).
- Engler, H., Weber, T., Mudrich, M., Grimm, R., et Weidemüller, M., “*Very long storage times and evaporative cooling of cesium atoms in a quasielectrostatic dipole trap*,” *Phys. Rev. A* **62**, 1–4 (2000).
- Esry, B., Greene, C., et Burke, J., “*Recombination of Three Atoms in the Ultracold Limit*,” *Phys. Rev. Lett.* **83**, 9 (1999).
- Fedichev, P., Reynolds, M., et Shlyapnikov, G., “*Three-Body Recombination of Ultracold Atoms to a Weakly Bound s Level*.” *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2921–2924 (1996).
- Fleischhauer, M., “*Optical pumping in dense atomic media : Limitations due to reabsorption of spontaneously emitted photons*,” *Europhys.Lett.* **45**, 659–665 (1999).
- Friedberg, R., Hartmann, S., et Manassah, J., “*Frequency shifts in emission and absorption by resonant systems of two-levels atoms*,” *Physics Reports* **7**, 101–179 (1973).
- Friedberg, R. et Manassah, J., “*Cooperative Lamb shift and the cooperative decay rate for an initially detuned phased state*,” *Phys. Rev. A* **81**, 043845 (2010).
- Fuhrmanek, A., “*From single to many atoms in a microscopic optical dipole trap*,” *Thèse de Doctorat* (2011).
- Fuhrmanek, A., Bourgain, R., Sortais, Y., et Browaeys, A., “*Light-assisted collisions between a few cold atoms in a microscopic dipole trap*,” *Phys. Rev. A* **85**, 062708 (2012).

- Fuhrmanek, A., Lance, A., Tuchendler, C., Grangier, P., Sortais, Y., et Browaeys, A., “*Imaging a single atom in a time-of-flight experiment,*” *New J. Phys.* **12**, 053028 (2010a).
- Fuhrmanek, A., Sortais, Y., Grangier, P., et Browaeys, A., “*Measurement of the atom number distribution in an optical tweezer using single-photon counting,*” *Phys. Rev. A* **82**, 1–6 (2010b).
- Gaëtan, A., “*Intrication de deux atomes en utilisant le blocage de Rydberg,*” *Thèse de Doctorat* (2009).
- Gaëtan, A., Miroshnychenko, Y., Wilk, T., Chotia, A., Viteau, M., Comparat, D., Pillet, P., Browaeys, A., et Grangier, P., “*Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime,*” *Nature Physics* **5**, 115–118 (2009).
- Gaunt, A., Schmidutz, T., Gotlibovych, I., Smith, R., et Hadzibabic, Z., “*Bose-Einstein Condensation of Atoms in a Uniform Potential,*” *Phys. Rev. Lett.* **110**, 200406 (2013).
- Gensemer, S., Gould, P., Tiesinga, P., et Williams, C., “*Ultracold 87Rb ground-state hyperfine-changing collisions in the presence and absence of laser light,*” *Phys. Rev. A* **62**, 030702 (2000).
- Greiner, M., Mandel, O., Esslinger, T., Hansch, T., et Bloch, I., “*Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms,*” *Nature* **415**, 39–44 (2002).
- Griesmaier, A., Werner, J., Hensler, S., Stuhler, J., et Pfau, T., “*Bose-Einstein Condensation of Chromium,*” *Phys. Rev. Lett.* **94**, 160401 (2005).
- Grimm, R., Ovchinnikov, Y., et Weidemüller, M., “*Optical dipole traps for neutral atoms,*” *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42**, 95 (2000).
- Gross, M., Fabre, C., Pillet, P., et Haroche, S., “*Observation of Near-Infrared Dicke Superradiance on Cascading Transitions in Atomic Sodium,*” *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1035–1038 (1976).
- Gross, M. et Haroche, S., “*Superradiance : An essay on the theory of collective spontaneous emission,*” *Physics Reports* **93**, 301–396 (1982).
- Grossmann, S. et Holthaus, M., “*On Bose-Einstein condensation in harmonic traps,*” *Phys. Lett. A* **208**, 188 (1995).
- Grünzweig, T., Hilliard, A., McGovern, M., et Andersen, M. F., “*Near-deterministic preparation of a single atom in an optical microtrap,*” *Nature Physics* **6**, 951–954 (2010).
- Grynberg, G., Aspect, A., et Fabre, C., “*Introduction to Quantum Optics,*” Livre chez Cambridge Press (2010).

- Grynberg, G., Lounis, B., Verkerk, P., Courtois, J.-Y., et Salomon, C., “*Quantized Motion of Cold Cesium Atoms in Two- and Three-Dimensional Optical Potentials*,” *Phys. Rev. Lett.* **70**, 15 (1993).
- Guo, J. et Cooper, J., “*Cooling and resonance fluorescence of two atoms in a one-dimensional optical molasses*,” *Phys. Rev. A* **51**, 3128–3135 (1995).
- Hammerer, K., Sorensen, A., et Polzik, E., “*Quantum interface between light and atomic ensembles*,” *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1041–1093 (2010).
- Henrich, M., Kuhn, A., et Rempe, G., “*Transition from Antibunching to Bunching in Cavity QED*,” *Phys. Rev. Lett.* **94**, 053604 (2005).
- Hess, H., “.” *Bull. Am. Phys. Soc.* **30** (1985).
- Hess, H., “*Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*,” *Phys. Rev. B* **34**, 5 (1986).
- Hettich, C., Schmitt, C., Zitzmann, J., Kühn, S., Gerhardt, I., et Sandoghdar, V., “*Nanometer resolution and coherent optical dipole coupling of two individual molecules*.” *Science* **298**, 385–9 (2002).
- Hume, D., Stroescu, I., Joos, M., Muessel, W., Strobel, H., et Oberthaler, M., “*Accurate Atom Counting in Mesoscopic Ensembles*,” *ArXiv* , 1–5 (2013), [arXiv:1307.7598v1](https://arxiv.org/abs/1307.7598v1) .
- Hung, C., Zhang, X., Gemelke, N., et Chin, C., “*Accelerating evaporative cooling of atoms into Bose-Einstein condensation in optical traps*,” *Phys. Rev. A* **78**, 011604 (2008).
- Jackson, J., “*Classical Electrodynamics Third Edition*,” Livre chez Wiley (1998).
- Jacob, D., Mimoun, E., De Sarlo, L., Weitz, M., Dalibard, J., et Gerbier, F., “*Production of sodium Bose-Einstein condensates in an optical dimple trap*,” *New J. Phys.* **13**, 065022 (2011).
- Jaouadi, A., Gaaloul, N., Lesegno, B., Telmini, M., Pruvost, L., et Charron, E., “*Bose-Einstein condensation in dark power-law laser traps*,” *Phys. Rev. A* **82**, 023613 (2010).
- Jones, M., Beugnon, J., Gaëtan, A., Zhang, J., Messin, G., Browaeys, A., et Grangier, P., “*Fast quantum state control of a single trapped neutral atom*,” *Phys. Rev. A* **75**, 040301 (2007).
- Julienne, P. et Vigué, J., “*Cold collisions of ground- and excited-state alkali-metal atoms*,” *Phys. Rev. A* **44**, 4464 (1991).
- Kagan, K., Svistunov, B., et Shlyapnikov, G., “*Effect of Bose condensation on inelastic processes in gases*,” *JETP Letters* **42**, 169 (1985).

- Kaufman, A., Lester, B., et Regal, C., “*Cooling a Single Atom in an Optical Tweezer to Its Quantum Ground State*,” *Phys. Rev. X* **2**, 041014 (2012).
- Keaveney, J., Sargsyan, A., Krohn, U., Hughes, I., Sarkisyan, D., et Adams, C., “*Co-operative Lamb Shift in an Atomic Vapor Layer of Nanometer Thickness*,” *Phys. Rev. Lett.* **108**, 173601 (2012).
- Ketterle, W., Davis, K., Joff, M., Martin, A., et Pritchard, D., “*High Densities of Cold Atoms in a Dark Spontaneous-Force Optical Trap*,” *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253–2256 (1993).
- Ketterle, W. et van Druten, N., “*Bose-Einstein condensation of a finite number of particles trapped in one or three dimensions*.” *Phys. Rev. A* **54**, 656–660 (1996).
- Ketterle, W. et Van Druten, N., “*Evaporative Cooling of Trapped Atoms*,” *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **37**, 181–236 (1996).
- Kiffner, M., Macovei, M., Evers, J., et Keitel, C., “*Vacuum Induced Processes in Multilevel Atoms*,” *Progress in Optics* **55**, 85 (2010).
- Kraemer, T., Mark, M., Waldburger, P., Danzl, J., Engeser, B., Lange, A., Pilch, K., Jaakkola, A., Chin, C., et Grimm, R., “*Experimental Evidence for Efimov Quantum States*,” *Proceedings of ICAP-2006 (Innsbruck)* (2006), [arXiv:0611629](https://arxiv.org/abs/0611629) [cond-mat].
- Kubo, Y., Ong, F., Bertet, P., Vion, D., Jacques, V., Zheng, D., Dreau, A., Roch, J.-F., Auffeves, A., Jelezko, F., Wrachtrup, J., Barthe, M., Bergonzo, P., et Esteve, D., “*Strong Coupling of a Spin Ensemble to a Superconducting Resonator*,” *Phys. Rev. Lett.* **105**, 140502 (2010).
- Kuhr, S., Alt, W., Schrader, D., Dotsenko, I., Miroshnychenko, Y., Rauschenbeutel, A., et Meschede, D., “*Analysis of dephasing mechanisms in a standing-wave dipole trap*,” *Phys. Rev. A* **72**, 023406 (2005).
- Kuppens, S., Corwin, K., Miller, K., Chupp, T., et Wieman, C., “*Loading an optical dipole trap*,” *Phys. Rev. A* **62**, 1–13 (2000).
- Labeyrie, G., Vaujour, E., Müller, C., Delande, D., Miniatura, C., Wilkowski, D., et Kaiser, R., “*Slow Diffusion of Light in a Cold Atomic Cloud*,” *Phys. Rev. Lett.* **91**, 223904 (2003).
- Legendijkalb, A. et Van Tiggelen, B., “*Resonant Multiple Scattering of Light*,” *Phys. Rep.* **270**, 143–215 (1996).
- Lett, P., Watts, R., Westbrook, C., Phillips, W., et Gould, P., “*Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*,” *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169–173 (1988).
- Li, Y., Evers, J., Feng, W., et Zhu, S., “*Spectrum of collective spontaneous emission beyond the rotating-wave approximation*,” *Phys. Rev. A* **87**, 053837 (2013).

- Loudon, R., *“The Quantum Theory of Light,”* Livre chez Oxford University Press (2000).
- Lu, M., Burdick, N., Youn, S., et Lev, B., *“Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium,”* *Phys. Rev. Lett.* **107**, 190401 (2011).
- Luiten, O., Reynolds, M., et Walraven, J., *“Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas.”* *Phys. Rev. A* **53**, 381–389 (1996).
- Lukin, M., Fleischhauer, M., Cote, R., Duan, L., Jaksch, D., Cirac, J., et Zoller, P., *“Dipole Blockade and Quantum Information Processing in Mesoscopic Atomic Ensembles,”* *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).
- Maki, J., Malcuit, M., Sipe, J., et Boyd, R., *“Linear and Nonlinear Optical Measurements of the Lorentz Local Field,”* *Phys. Rev. Lett.* **67**, 8–11 (1991).
- Maroni, C., Massa, I., et Vannini, G., *“Time Delay Measurements In A Low-Energy Nuclear Reaction From A Bremsstrahlung Experiment,”* *Phys. Lett. B* **60**, 7–9 (1976).
- Maxwell, D., Szwer, D., Paredes-Barato, D., Busche, H., Pritchard, J., Gauguier, A., Weatherill, K., Jones, M., et Adams, C., *“Storage and Control of Optical Photons Using Rydberg Polaritons,”* *Phys. Rev. Lett.* **110**, 103001 (2013).
- Meir, Z., Schwartz, O., Shahmoon, E., Oron, D., et Ozeri, R., *“Cooperative Lamb shift in a quantum emitter array,”* ArXiv , 1–8 (2013), [arXiv:1312.5933v1](https://arxiv.org/abs/1312.5933v1) .
- Milonni, P. et Knight, P., *“Retardation in the resonant interaction of two identical atoms,”* *Phys. Rev. A* **10**, 1096 (1974).
- Modugno, G., Ferrari, G., Roati, G., Brecha, R., Simoni, A., et Inguscio, M., *“Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling.”* *Science (New York, N.Y.)* **294**, 1320–2 (2001).
- Moerdijk, A., Boesten, H., et Verhaar, B., *“Decay of trapped ultracold alkali atoms by recombination.”* *Phys. Rev. A* **53**, 916–920 (1996).
- Mohr, P., Taylor, B., et Newell, D., *“CODATA recommended values of the fundamental physical constants : 2010,”* *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1527–1605 (2012).
- Nussenzveig, H. M., *“Time delay in electromagnetic scattering,”* *Phys. Rev. A* **55**, 1012–1019 (1997).
- O’Hara, K., Gehm, M., Granade, S., et Thomas, J., *“Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps,”* *Phys. Rev. A* **64**, 051403 (2001).
- Ott, J., Wubs, M., Lodahl, P., Mortensen, N., et Kaiser, R., *“Cooperative fluorescence from a strongly driven dilute cloud of atoms,”* *Phys. Rev. A* **87**, 061801 (2013).

- Pavolini, D., Crubellier, A., Pillet, P., Cabaret, L., et Liberman, S., “*Experimental Evidence for Subradiance*,” *Phys. Rev. Lett.* **54**, 3–6 (1985).
- Phillips, W. et Metcalf, H., “*Laser Deceleration of an Atomic Beam*,” *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596–599 (1982).
- Pinkse, P., Mosk, A., Weidemüller, M., Reynolds, M., Hijmans, T., et Walraven, J., “*One-dimensional evaporative cooling of magnetically trapped atomic hydrogen*,” *Phys. Rev. A* **57**, 4747–4760 (1998).
- Pitaevskii, L. et Stringari, S., “*Bose-Einstein Condensation*.” Livre chez Oxford University Press (2003).
- Prodan, J., Migdall, A., Phillips, W., et Dalibard, J., “*Stopping Atoms with Laser Light*,” *Phys. Rev. Lett.* **54**, 10 (1985).
- Protsenko, I. E., “*Superradiance of trapped atoms*,” *Journal of Russian Laser Research* **27**, 414–436 (2006).
- Puppe, T., Schuster, I., Grothe, A., Kubanek, A., Murr, K., Pinkse, P., et Rempe, G., “*Trapping and Observing Single Atoms in a Blue-Detuned Intracavity Dipole Trap*,” *Phys. Rev. Lett.* **99**, 013002 (2007).
- Reymond, G., “*Etudes expérimentales d’atomes dans un piège dipolaire microscopique*,” *Thèse de Doctorat* (2002).
- Roati, G., D’Errico, C., Fallani, L., Fattori, M., Fort, C., Zaccanti, M., Modugno, G., Modugno, M., et Inguscio, M., “*Anderson localization of a non-interacting Bose-Einstein condensate*,” *Nature* **453**, 895–8 (2008).
- Robert, A., Sirjean, O., Browaeys, A., Poupard, J., Nowak, S., Boiron, D., Westbrook, C., et Aspect, A., “*A Bose-Einstein condensate of metastable atoms*,” *Science* **292**, 461–4 (2001).
- Saffman, M. et Walker, T., “*Creating single-atom and single-photon sources from entangled atomic ensembles*,” *Phys. Rev. A* **66**, 065403 (2002).
- Saffman, M., Walker, T., et Moelmer, K., “*Quantum information with Rydberg atoms*,” *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313–2363 (2010).
- Savard, T., O’Hara, K., et Thomas, J., “*Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps*,” *Phys. Rev. A* **56**, R1095–R1098 (1997).
- Schlosser, N., Reymond, G., et Grangier, P., “*Collisional Blockade in Microscopic Optical Dipole Traps*,” *Phys. Rev. Lett.* **89**, 023005 (2002).
- Schultze, M., Fiess, M., Karpowicz, N., Gagnon, J., Korbman, M., Hofstetter, M., Neppl, S., Cavalieri, A., Komninos, Y., Mercouris, T., Nicolaides, C. a., Pazourek, R., Nagele, S., Feist, J., Burgdörfer, J., Azzeer, a. M., Ernstorfer, R., Kienberger, R., Kleineberg, U., Goulielmakis, E., Krausz, F., et Yakovlev, V. S., “*Delay in Photoemission*,” *Science* **328**, 1658–62 (2010).

- Schulz, M., Crepaz, H., Schmidt-Kaler, F., Eschner, J., et Blatt, R., “*Transfer of trapped atoms between two optical tweezer potentials*,” *J. of Mod. Optics* **54**, 1619–1626 (2007).
- Schuster, J., Marte, A., Amtage, S., Sang, B., Rempe, G., et Beijerinck, H., “*Avalanches in a Bose-Einstein Condensate*,” *Phys. Rev. Lett.* **87**, 170404 (2001).
- Scully, M., “*Correlated spontaneous emission on the Volga*,” *Laser Physics* **17**, 635–646 (2007).
- Scully, M., “*Collective Lamb Shift in Single Photon Dicke Superradiance*,” *Phys. Rev. Lett.* **102**, 143601 (2009).
- Scully, M., Fry, E., Ooi, C., et Wódkiewicz, K., “*Directed Spontaneous Emission from an Extended Ensemble of N Atoms : Timing Is Everything*,” *Phys. Rev. Lett.* **96**, 010501 (2006).
- Scully, M. et Svidzinsky, A., “*The Super of Superradiance*,” *Science* **325**, 1510 (2009).
- Sebby-Strabley, J., Newell, R., Day, J., Brekke, E., et Walker, T., “*High-density mesoscopic atom clouds in a holographic atom trap*,” *Phys. Rev. A* **71**, 021401 (2005).
- Serwane, F., Zürn, G., Lompe, T., Ottenstein, T., Wenz, A., et Jochim, S., “*Deterministic Preparation of a Tunable Few-Fermion System*,” *Science* **332**, 1–8 (2011).
- Shvarchuck, I., Buggle, C., Petrov, D., Kemmann, M., von Klitzing, W., Shlyapnikov, G., et Walraven, J., “*Hydrodynamic behavior in expanding thermal clouds of 87Rb* ,” *Phys. Rev. A* **68**, 063603 (2003).
- Simon, L. et Strunz, W., “*Bose gas in a single-beam optical dipole trap*,” *Phys. Rev. A* **81**, 063620 (2010).
- Skipetrov, S. et Goetschy, A., “*Eigenvalue distributions of large Euclidean random matrices for waves in random media*,” *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **44**, 065102 (2011).
- Skribanowitz, N., Herman, I., MacGillivray, J., et Feld, M., “*Observation of Dicke Superradiance in Optically Pumped HF Gas*,” *Phys. Rev. Lett.* **30**, 309–312 (1973).
- Smith, F., “*Lifetime Matrix in Collision Theory*,” *Phys. Rev.* **119**, 2098–2098 (1960).
- Smith, N., Heathcote, W., Hechenblaikner, G., Nugent, E., et Foot, C., “*Quasi-2D confinement of a BEC in a combined optical and magnetic potential*,” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **38**, 223–235 (2005).
- Söding, J., Guéry-Odelin, D., Desbiolles, P., Chevy, F., Inamori, H., et Dalibard, J., “*Three-body decay of a rubidium Bose - Einstein condensate*,” *Appl. Phys. B* **69**, 257–261 (1999).

- Sokolov, I., Kupriyanova, M., Kupriyanov, D., et Havey, M., “*Light scattering from a dense and ultracold atomic gas,*” *Phys. Rev. A* **79**, 053405 (2009).
- Sokolov, I., Kuraptsev, A., Kupriyanov, D., Havey, M., et Balik, S., “*A scaling law for light scattering from dense and cold atomic ensembles,*” *J. of Mod. Optics* **60**, 50–56 (2013).
- Sortais, Y., Fuhrmanek, A., Bourgain, R., et Browaeys, A., “*Sub-Poissonian atom-number fluctuations using light-assisted collisions,*” *Phys. Rev. A* **85**, 035403 (2012).
- Sortais, Y., Marion, H., Tuchendler, C., Lance, A., Lamare, M., Fournet, P., Armellin, C., Mercier, R., Messin, G., Browaeys, A., et Grangier, P., “*Diffraction-limited optics for single-atom manipulation,*” *Phys. Rev. A* **75**, 013406 (2007).
- Stamper-Kurn, D., Miesner, H.-J., Chikkatur, A., Inouye, S., Stenger, J., et Ketterle, W., “*Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate,*” *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2194–2197 (1998).
- Steck, D., “*Rubidium 87 D Line Data,*” steck.us/alkalidata/, 1–29 (2003).
- Svidzinsky, A., Chang, J., et Scully, M., “*Cooperative spontaneous emission of N atoms : Many-body eigenstates, the effect of virtual Lamb shift processes, and analogy with radiation of N classical oscillators,*” *Phys. Rev. A* **81**, 053821 (2010).
- Takasu, Y., Maki, K., Komori, K., Takano, T., Honda, K., Kumakura, M., Yabuzaki, T., et Takahashi, Y., “*Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms,*” *Phys. Rev. Lett.* **91**, 040404 (2003).
- Thompson, J., Tiecke, T., Zibrov, A., Vuletić, V., et Lukin, M., “*Coherence and Raman Sideband Cooling of a Single Atom in an Optical Tweezer,*” *Phys. Rev. Lett.* **110**, 133001 (2013).
- Tuchendler, C., Lance, A., Browaeys, A., Sortais, Y., et Grangier, P., “*Energy distribution and cooling of a single atom in an optical tweezer,*” *Phys. Rev. A* **78**, 1–9 (2008).
- Urban, E., Johnson, T., Henage, T., Isenhower, L., Yavuz, D., Walker, T., et Saffman, M., “*Observation of Rydberg blockade between two atoms,*” *Nature Physics* **5**, 110–114 (2009).
- Van der Stam, K., Van Ooijen, E., Meppelink, R., Vogels, J., et Van der Straten, P., “*Large atom number Bose-Einstein condensate of sodium,*” *Rev. Sci. Instrum* **78**, 1–10 (2007).
- Van Tiggelen, B., Lagendijk, A., Albada, M. V., et Tip, A., “*Speed of light in random media,*” *Phys. Rev. B* **45**, 1 (1992).
- Van Tiggelen, B., Sebbah, P., Stoytchev, M., et Genack, a. Z., “*Delay-time statistics for diffuse waves.*” *Phys. Rev. E* **59**, 7166–72 (1999).

- Whitlock, S., Gerritsma, R., Fernholz, T., et Spreuw, R., “*Two-dimensional array of microtraps with atomic shift register on a chip*,” *New J. Phys.* **11**, 023021 (2009).
- Wigner, E., “*Lower Limit for the Energy Derivative of the Scattering Phase Shift*,” *Phys. Rev.* **98**, 145–147 (1955).

Résumé

Lorsque l'on place des atomes suffisamment proches les uns des autres, l'interaction dipôle-dipôle résonante entre les atomes modifie leurs propriétés. Les atomes se comportent alors de manière collective. Ces effets collectifs se produisent lorsque les distances interparticulaires sont de l'ordre de $\lambda/(2\pi)$, où λ est la longueur d'onde de la transition atomique. La densité atomique est alors de l'ordre de 10^{14} at/cm³. Afin de créer des échantillons d'atomes froids présentant des densités aussi élevées, nous avons mis en place plusieurs méthodes de chargement de nos pinces optiques de taille micrométrique. L'une d'elles utilise un processus d'évaporation forcée qui amène les atomes proches de la dégénérescence quantique. En utilisant des nuages denses contenant quelques centaines d'atomes à des densités spatiales élevées, et en étudiant les modifications de la diffusion de la lumière qui en résultent, nous avons pu mettre en évidence des effets collectifs entre les atomes. Nous avons par ailleurs mesuré le retard de Wigner associé à la diffusion élastique de la lumière par un atome unique de rubidium. Nous avons mesuré un retard proche de la valeur théorique, c'est-à-dire deux fois la durée de vie de la transition atomique (52 ns).

Mots-clés : systèmes mésoscopiques, nuages denses, atomes froids, pinces optiques, refroidissement évaporatif, interaction dipôle-dipôle, effets collectifs, Lamb shift collectif, superradiance, sousradiance

Summary

When several atoms are placed close to each other, the resonant dipole-dipole interaction between atoms modifies the atomic properties and atoms behave collectively. These collective effects occur for interatomic distances on the order of $\lambda/(2\pi)$, where λ is the wavelength of the atomic transition. The atomic density is then on the order of 10^{14} at/cm³. To create such cold atomic samples, we load optical tweezers with a microscopic size according to several loading schemes. One of them uses forced evaporative cooling and brings the atoms close to quantum degeneracy. We have used dense clouds containing a few hundred atoms with a high spatial density to demonstrate collective effects between the atoms. In particular, we have studied how these effects modify the scattering of light by the cloud. Besides, we have also measured for the first time the time-delay associated to the elastic scattering of light by a single rubidium atom, the so-called Wigner delay. We have shown that this delay is close to the theoretical prediction of twice the lifetime of the atomic transition (52 ns).

Key words : mesoscopic systems, dense clouds, cold atoms, optical tweezers, evaporative cooling, dipole-dipole interaction, collective effects, collective Lamb shift, superradiance, subradiance