



HAL
open science

Etude et réalisation de micro-pièges dipolaires optiques pour atomes neutres

Nicolas Schlosser

► **To cite this version:**

Nicolas Schlosser. Etude et réalisation de micro-pièges dipolaires optiques pour atomes neutres. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2001. Français. NNT : . tel-00001195

HAL Id: tel-00001195

<https://pastel.hal.science/tel-00001195>

Submitted on 6 Mar 2002

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

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



INSTITUT D'OPTIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE
LABORATOIRE CHARLES FABRY

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

THÈSE

Spécialité : Lasers et Matière

présentée pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

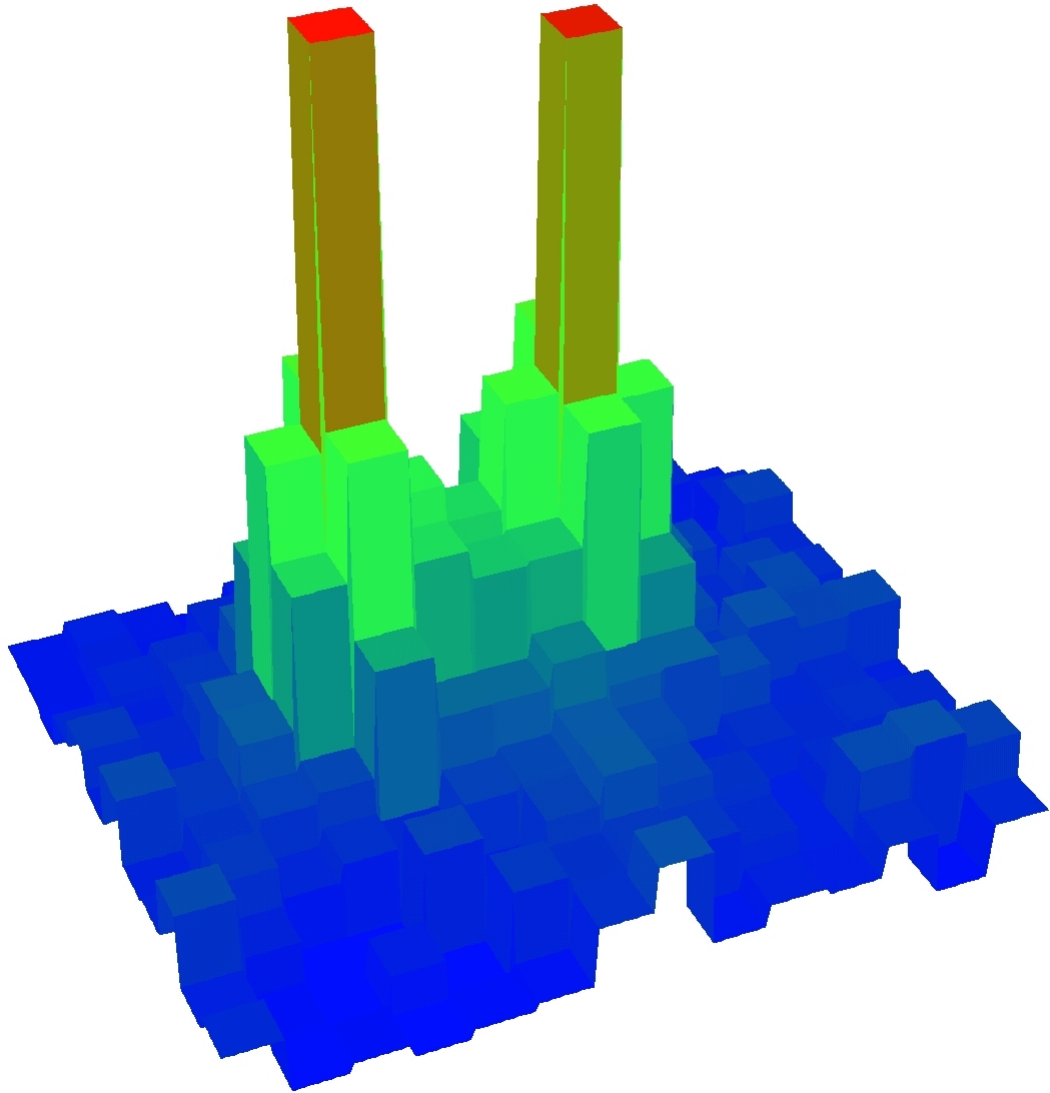
Nicolas SCHLOSSER

Sujet :

ÉTUDE ET RÉALISATION DE MICRO-PIÈGES
DIPOLAIRES OPTIQUES POUR ATOMES NEUTRES

Soutenue le 19 décembre 2001 devant la Commission d'examen :

M.	J. DALIBARD	Rapporteur
M.	J. F. ROCH	Rapporteur
M.	A. DUCASSE	Examineur
M.	P. PILLET	Examineur
M.	P. GRANGIER	Directeur de thèse



Vue en trois dimensions de deux micro-pièges dipolaires, séparés de $4 \mu\text{m}$.
Chaque site contient environ une dizaine d'atomes.
Un pixel correspond à $1 \mu\text{m}$

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué dans le groupe d'Optique Quantique du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique et je remercie Pierre CHAVEL et Christian IMBERT de m'avoir accueilli. En parallèle, j'ai eu la chance d'intervenir comme enseignant à SupOptique et je remercie André DUCASSE de m'avoir offert l'opportunité de terminer ma thèse dans de bonnes conditions, en tant qu'A.T.E.R. à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée.

Je suis bien évidemment très reconnaissant à Philippe GRANGIER de m'avoir suivi au cours de cette thèse sur ce sujet passionnant et avec qui j'ai eu la grande chance de travailler : il est d'ailleurs difficile de mesurer tout ce que l'encadrement de Philippe m'a apporté. Pour commencer, j'ai été marqué par ses qualités d'expérimentateur débordant d'idées géniales, et j'ai vraiment beaucoup appris à son contact. Sur ce point, j'ai aussi été impressionné par sa capacité à trouver en deux minutes la solution à un problème expérimental auquel je réfléchissais depuis plusieurs heures ! J'ai également beaucoup apprécié les discussions de Physique que nous avons eues : ses connaissances, qui semblent sans limites dans tous les domaines, sa pédagogie et sa façon d'aborder les problèmes m'ont beaucoup apporté.

Mais je crois que ces résultats n'auraient jamais été obtenus sans la collaboration inestimable de Georges REYMOND. Pendant près de deux ans, il a été un compagnon précieux pour affronter et résoudre tous les problèmes quotidiens que peut apporter la Physique expérimentale, mais également pour partager les moments de joie qu'a bien voulu nous accorder le Dieu de la Manip... De plus, Georges aura été non seulement un collègue de travail, mais également un compagnon de cordée sur les rochers de Fontainebleau ou en ski à la Grande Casse...et j'espère bien que cette collaboration continuera. Je tiens aussi à remercier Didier WAMPAS, qui n'aura certes pas beaucoup manipulé, mais dont les chansons nous ont donné du courage pendant les longues soirées d'acquisitions... J'aimerais également remercier les Post-Docs avec qui j'ai travaillé et qui ont contribué à la mise en place de cette expérience avant l'arrivée de Georges : Hans WILHELM et Tiencai ZHANG.

Il ne faut surtout pas oublier que ce travail de thèse repose entièrement sur l'objectif MIGOU, dont la conception a été un véritable tour de force auquel ont contribué le bureau d'étude de Pierre FOURNET, l'atelier de mécanique, dirigé par Gérard GALTIER puis par Michel GAULON, et celui d'optique de Gilles COLAS. Un merci tout particulier à Gérard GALTIER dont le doigté a permis de dégripper (au sens propre) une situation que je croyais désespérée...Merci aussi à Michel MANON et Patrick ROTH pour leur disponibilité et les discussions que nous avons eues pour la réalisation de petites pièces de mécanique.

Je tiens aussi à remercier la collaboration d'Alain AIDE. Les " petites boîtes électroniques " qu'il a réalisées et celles auxquelles il a participé représentent une grande partie du montage expérimental ! Il a été également un conseiller précieux pour la réalisation de petites pièces de mécanique.

J'ai également beaucoup apprécié la bonne humeur de tout le groupe d'Optique Quantique et de ses membres, permanents ou non : Jean-Philippe, Rosa, Alexios (qui faisait partie intégrante de l'équipe "Atomes froids" pendant ses scans), Frédéric, Jérôme, Igor, Benoît, Thérèse ...

En parallèle à ce travail de recherche, j'ai eu la chance d'enseigner à l'Ecole SupOptique. J'ai vécu ses quelques heures d'enseignement comme une véritable évasion et je tiens à remercier les enseignants avec qui j'ai eu le plaisir de collaborer : Nathalie WESTBROOK (ma tutrice), Lionel JACUBOWIEZ (qui m'a initié aux TPs de SupOptique) et André DUCASSE. Bien sur, je n'oublie pas les autres enseignants, mais je ne peux pas les citer tous ici ! Un grand merci également à tout le secrétariat de l'Ecole pour leur incroyable bonne humeur.

En plus des enseignants, une Ecole est également constituée d'élèves. C'est pourquoi, j'aimerais les remercier pour l'atmosphère qu'ils ont fait régner pendant les TDs que j'ai eu la chance d'assurer. J'ai été aussi particulièrement touché de la présence de certains d'entre eux le jour de ma soutenance, et je les en remercie du fond du cœur.

Je remercie aussi Marie-Thé et Thierry des TPs de l'Ecole. Ils m'ont non seulement beaucoup aidé sur les TPs, mais m'ont très souvent prêté une quantité inestimable de choses, absentes dans notre laboratoire et qui ont été très utiles pour ce travail de thèse.

J'ai été très honoré par la présence d'André DUCASSE, de Jean DALIBARD, de Pierre PILLET et de Jean-François ROCH dans mon jury et je les remercie pour leurs remarques constructives. Je suis en particulier reconnaissant aux deux rapporteurs d'avoir accepté cette surcharge de travail, surtout en cette fin d'année chargée...

Un grand merci à Isabelle qui a assuré la reproduction de ce manuscrit en de nombreux exemplaires et en couleur ! Ayant fait moi-même ce travail pour quelques exemplaires avant ma soutenance, je sais à quel point il peut être fastidieux...

Pour finir, j'aimerais remercier Hélène pour les longues soirées qu'elle a sacrifiées à la relecture de ce manuscrit, dont de nombreuses parties n'ont pas dû la passionner outre mesure.

Je pense que je garderai un excellent souvenir de toute cette période, alors encore une fois, merci à tous !

Table des matières

Introduction	7
L'information quantique	7
Les nombreuses voies explorées	11
Pièges dipolaires	12
Contexte de ce travail	13
1 Force dipolaire optique	15
1.1 Point de vue entièrement classique	15
1.1.1 Modèle de l'électron élastiquement lié	15
1.1.2 Dipole induit	16
1.1.3 Energie potentielle de piégeage	17
1.1.4 Conclusion	18
1.2 Point de vue totalement quantique : Atome habillé	18
1.2.1 Atome habillé à deux niveaux	18
1.2.2 Déplacement des niveaux atomiques	19
1.2.3 Prise en compte de l'émission spontanée	22
1.2.4 Force dipolaire et force de pression de radiation	24
1.2.5 Chauffage dans les pièges dipolaires	26
1.3 Atome à plusieurs niveaux	27
1.3.1 Généralités - Calcul des déplacements lumineux	27
1.3.2 Cas d'un alcalin - Atome de rubidium (^{87}Rb)	29
1.3.3 Cas général d'une polarisation quelconque - Structure hyperfine	33
1.4 Cas d'un faisceau gaussien	34
1.4.1 Forme du potentiel	35
1.4.2 Paramètres du piège dans le cas de l'atome de ^{87}Rb	36
1.4.3 Piégeage transversal et longitudinal	39
1.5 Réalisation pratique d'un piège dipolaire	41
2 Un Microscope de Grande OUverture : MIGOU	43
2.1 Présentation générale de l'objectif	43
2.1.1 Partie avant	44
2.1.2 Partie arrière	46
2.1.3 Montage et mise sous vide	46
2.2 Dispositif expérimental existant	47
2.2.1 Dispositif ultra-vide	47
2.2.2 Piège magnéto-optique	47
2.3 Nouveau piège magnéto-optique	51

2.3.1	Nouvelle géométrie du piège magnéto-optique	51
2.3.2	Dispositif d'imagerie basé sur la partie arrière	52
2.3.3	Caractéristiques du piège magnéto-optique	53
2.4	Formation du piège dipolaire	54
2.4.1	Description du montage	55
2.4.2	Procédure de réglage	55
2.4.3	Régime de faisceau " quasi parallèle "	57
2.4.4	Régime de forte focalisation	58
2.5	Etude du dispositif d'imagerie	58
2.5.1	Description du montage	60
2.5.2	Performances globales du dispositif	61
2.5.3	Evolution des performances en fonction de la position de l'objet	62
2.5.4	Filtrage de la lumière du MOT	63
2.5.5	Etude du champ et de la profondeur de champ	64
2.6	Conclusion	69
3	Expériences préliminaires	71
	Partie A : Piège dipolaire en absorption	71
3.1	Dispositif expérimental	72
3.1.1	Piège dipolaire	72
3.1.2	Système piège-imagerie	73
3.1.3	Méthode de réglage et d'alignement	75
3.2	Paramètres expérimentaux	76
3.2.1	Caractéristiques du piège dipolaire	76
3.2.2	Limitations dues à la sonde	77
3.2.3	Caméras utilisées	79
3.3	Visualisation du piège en régime continu	80
3.3.1	Traitement des images	81
3.3.2	Mise en évidence des déplacements lumineux	81
3.3.3	Effets d'indices	86
3.4	Bilan et conclusion	86
	Partie B : Piège dipolaire croisé	87
3.5	Réalisation expérimentale du piège croisé	88
3.5.1	Mise en forme de l'aller	88
3.5.2	Préparation du faisceau retour	89
3.5.3	Caractéristiques du piège	90
3.6	Dispositif de visualisation	91
3.6.1	Mise en place du faisceau sonde	91
3.6.2	Repompeur annexe	92
3.6.3	Signal attendu pour un atome	93
3.7	Résultats expérimentaux	94
3.7.1	Comparaison entre les raies D_1 et D_2	94
3.7.2	Formation du piège dipolaire croisé	96
3.7.3	Nombre d'atomes dans le piège croisé.	98
3.7.4	Optimisation de la fluorescence et pompage optique	99
3.8	Conclusion	100

4	Micro-piège dipolaire	103
4.1	Montage expérimental	103
4.1.1	Ajout d'une photodiode à avalanche	103
4.1.2	Contrôle informatique de l'expérience	105
4.1.3	Caractéristiques du piège dipolaire	108
4.1.4	Visualisation sur la caméra CCD	108
4.2	Dynamique de chargement	109
4.2.1	Visualisation des déplacements lumineux	110
4.2.2	Evolution du chargement avec la densité du piège magnéto-optique	113
4.2.3	Effet de la puissance du faisceau piège dipolaire	115
4.3	Effet des pertes à deux corps et durée de vie	118
4.3.1	Mise en évidence du refroidissement de la mélasse	119
4.3.2	Durée de vie du piège dipolaire	122
4.3.3	Etude du chargement	125
4.3.4	Conclusion	128
4.4	Statistique de la lumière de fluorescence	130
4.4.1	Distribution attendue	130
4.4.2	Méthode utilisée pour déterminer le nombre d'atomes	132
4.4.3	Evaluation du nombre d'atomes : effet du temps d'intégration	133
4.4.4	Vérification de la méthode pour un faible nombre d'atomes	137
4.5	Conclusion	137
5	Capture d'atomes uniques	139
5.1	Passage au régime " atome unique "	139
5.1.1	Choix des paramètres	139
5.1.2	Observation des atomes un par un	140
5.1.3	Statistique du nombre d'atomes piégés.	142
5.1.4	Effet de la puissance du piège dipolaire	143
5.2	Auto-limitation du nombre d'atomes piégés.	144
5.2.1	Modélisation simple du remplissage	145
5.2.2	Etude expérimentale du taux d'occupation	148
5.2.3	Etude expérimentale de la durée de vie	149
5.2.4	Interprétation en terme de pertes à deux corps.	152
5.2.5	Conclusion	160
5.3	Paramètres du piège dipolaire	161
5.3.1	Durée de vie en l'absence de refroidissement.	161
5.3.2	Fréquences d'oscillations	163
5.4	Evaluation de la température des atomes	165
5.4.1	Mesure de type temps de vol	165
5.4.2	Rampes de puissances	169
5.4.3	Evaluation des déplacements lumineux.	171
5.4.4	Conclusions	174
5.5	Réalisation de pièges multiples	175
5.5.1	Solutions envisagées	175
5.5.2	Dispositif expérimental retenu	177
5.5.3	Observation d'un double piège	178
5.5.4	Perspectives	179
5.6	Conclusion	180

Conclusion	181
A Compléments sur le piège dipolaire en absorption	183
A.1 Durée de vie	183
A.1.1 Séquence temporelle	183
A.1.2 Pompage optique dans le système	184
A.1.3 Comparaison avec le temps de coupure du chargement	185
A.1.4 Evolution de la durée de vie avec les différents paramètres	186
A.1.5 Conclusion	188
A.2 Etude de la température du piège	189
A.2.1 Séquence temporelle	189
A.2.2 Températures obtenues	191
B Compléments sur le piège croisé	193
C Formulaire et atome de ^{87}Rb	197
C.1 Formulaire de l'atome à deux niveaux dans un laser	197
C.2 Données concernant l'atome de Rubidium	198
D Quelques données techniques	199
D.1 Données techniques sur MIGOU	199
D.1.1 Rayons des dioptries	199
D.1.2 Indices des verres	199
D.2 Bruit de la caméra	202

Introduction

Selon une célèbre citation de Rolf Landauer, toute information doit être codée par un système obéissant aux lois de la physique. Cette remarque est une bonne explication de l'intérêt soutenu que manifestent les physiciens pour la théorie de l'information depuis le début du siècle dernier. Intéressons nous, par exemple, au fonctionnement d'un ordinateur. Cet appareil est tout simplement un système physique qui manipule de l'information. Il la stocke dans sa mémoire ou sur son disque dur, sous une forme binaire, c'est-à-dire sous forme de bits qui ne peuvent prendre que deux valeurs : 0 ou 1. D'un point de vue pratique, il est évident que les progrès techniques, notamment alimentés par la recherche en physique du solide, ont permis une considérable augmentation de la puissance des ordinateurs, ainsi qu'une diminution impressionnante de leur taille.

Mais les liens unissant la théorie de l'information et la physique ne sont pas purement technologiques. D'un point de vue plus théorique, cette dernière est étroitement liée à la thermodynamique et à la physique statistique. En particulier, pour mesurer la quantité d'information que l'on a d'un système, on définit l'entropie statistique, étroitement liée à l'entropie de la thermodynamique. Grâce à ces concepts, des résultats importants sur les liens entre les lois de la physique et l'information ont pu être obtenus. Par exemple, Rolf Landauer a montré, en 1961, que l'effacement de données lors d'un calcul conduisait inévitablement à un chauffage de l'environnement.

Jusqu'à ces vingt dernières années, l'information était reliée à la physique statistique classique. Cependant, comme les lois qui la régissent sont, par essence, quantiques, il est bien normal que la notion d'information quantique ait finalement fait son apparition dans le domaine de la théorie de l'information.

L'information quantique

L'étude de ce domaine, qui a commencé dans les années 80, a littéralement explosé dans les années 90. En effet, l'application des lois de la mécanique quantique et de ses propriétés augmente considérablement la richesse de la théorie de l'information [1, 2, 3]. Si toutes les particularités de la mécanique quantique, comme la non commutativité des observables ou le postulat sur la mesure, ont des conséquences sur la façon de concevoir l'information, l'existence de superpositions d'états et d'états intriqués ont en plus fait naître, du moins d'un point de vue théorique, de nouvelles méthodes de traitement de l'information.

De toutes ces études est né le concept d'ordinateur quantique [6], dont la puissance de calcul, pour certains problèmes, dépasse largement celle des ordinateurs classiques. Dans une telle machine, l'information est codée sur des bits quantiques, nommés *qubits* pour "*Quantum bits*", dont l'évolution est régie par la mécanique quantique. Contrairement aux bits classiques, dont la valeur ne peut être que 0 ou 1, les qubits ont, comme tout système quantique, la possibilité

de se trouver dans une superposition d'état telle que :

$$|\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle + |1\rangle)$$

Ainsi, pour un ordinateur contenant un grand nombre de qubits, son état peut être la superposition de tous les états d'un ordinateur classique, contenant le même nombre de bits. Par exemple, dans le cas de deux bits, un ordinateur classique ne peut prendre que quatre états distincts :

$$\begin{array}{ll} |0\rangle = |00\rangle & |2\rangle = |10\rangle \\ |1\rangle = |01\rangle & |3\rangle = |11\rangle \end{array}$$

Par contre, un ordinateur quantique peut très bien se trouver dans la superposition de ces quatre états, soit :

$$|\phi\rangle = \frac{1}{2} (|0\rangle + |1\rangle + |2\rangle + |3\rangle) \quad (1)$$

Pour se rendre compte de l'utilité d'un tel état, supposons que l'ordinateur calcule le résultat d'une fonction $f(x)$, où x peut prendre les valeurs 0, 1, 2, 3. S'il s'agit d'un ordinateur classique, il faudra qu'il effectue quatre fois l'opération correspondant à f pour faire apparaître $f(0)$, $f(1)$, $f(2)$, $f(3)$. Par contre, de façon très simplifiée, si l'ordinateur classique applique f alors qu'il se trouve dans l'état $|\phi\rangle$, on disposera en sortie de l'état :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{2} (|f(0)\rangle + |f(1)\rangle + |f(2)\rangle + |f(3)\rangle) \quad (2)$$

On remarque alors que l'expression 2 contient à elle seule toutes les valeurs de f . C'est ainsi que l'on introduit la notion de parallélisme quantique, c'est-à-dire qu'un ordinateur quantique peut calculer, en parallèle, toutes les valeurs d'une fonction f . On comprend ainsi comment ce dernier peut traiter certains problèmes plus efficacement qu'un ordinateur classique.

Bien entendu, une fois l'état $|\psi\rangle$ obtenu, l'étape la plus délicate reste l'extraction de l'information contenue dans un tel état. En effet, en informatique classique, une grande partie du travail consiste à trouver des algorithmes permettant d'aboutir au résultat souhaité en un minimum d'opérations. De la même façon, pour tirer le meilleur parti de toute la puissance d'un ordinateur quantique, il faut également trouver des algorithmes quantiques, c'est-à-dire des méthodes utilisant toutes les ressources possibles de la mécanique quantique, comme la superposition d'états.

Parmi les algorithmes les plus connus, on compte celui de P. Shor, qui permet de décomposer un nombre en produit de facteurs premiers [7]. La multiplication, du point de vue de la théorie de la complexité, est un problème simple. Même si l'on sait que l'opération sera un peu longue, on peut, avec un papier et un crayon, calculer le produit 12553×7919 . L'algorithme classique se fait de la façon suivante :

$$\begin{array}{r} 12553 \\ \times 7919 \\ \hline 112977 \\ 12553 \\ 112977 \\ 87871 \\ \hline 99407207 \end{array}$$

Par contre, la factorisation est un problème beaucoup plus long. Pour décomposer le nombre $n = 99407207$ en produit de facteur premier, il faut d'abord vérifier que n n'est pas divisible par 2, puis par 3 ...etc..., jusqu'à finalement trouver qu'il est divisible par 7919 et que :

$$n = 7919 \times 12553$$

Un autre algorithme célèbre est celui de L. K. Grover, concernant la recherche à l'intérieur d'une liste [8]. Pour ce dernier, supposons que nous possédions un carnet d'adresse contenant N noms correspondant à N numéros de téléphones. Si, connaissant un nom, on désire obtenir le numéro de téléphone correspondant et que les noms sont classés par ordre alphabétique, le problème est rapidement résolu. Par contre, si vous avez un numéro de téléphone et que vous désirez retrouver le nom correspondant, la façon classique, la plus rapide que l'on connaisse à ce jour, consiste à passer en revue tous les noms du carnet d'adresse, jusqu'à retrouver celui qui correspond au numéro de téléphone. En moyenne, il faudra vérifier $N/2$ noms avant de trouver la bonne solution. Par contre, en utilisant un algorithme quantique, le nombre d'opérations ne sera que de l'ordre de \sqrt{N} . Et lorsque le nombre N d'entrées dans la liste devient très important, l'algorithme quantique apporte un gain certain.

Pour comprendre directement comment peut fonctionner un algorithme quantique, considérons le problème suivant, connu sous le nom de *problème de Deutsch*. Supposons que nous désirions déterminer si une fonction f est constante ou non. Pour simplifier, nous prendrons le cas où elle ne peut prendre que deux valeurs, 0 ou 1. De plus, son ensemble de départ ne possède également que deux valeurs $\{0, 1\}$, si bien que f est définie de la façon suivante :

$$\begin{aligned} f : \quad 0 &\longrightarrow f(0) \\ &1 \longrightarrow f(1) \end{aligned}$$

Dans le cas où un ordinateur classique effectue le calcul de f , il est nécessaire de calculer d'abord $f(0)$ puis $f(1)$ pour répondre à la question. Par contre, grâce au parallélisme d'un ordinateur quantique, nous allons montrer qu'une seule application de f suffit à déterminer si la fonction est constante ou non.

Le calcul de la fonction f est, comme toute évolution hamiltonienne, une opération unitaire U_f . En particulier, comme ce calcul doit être réversible, une évolution de la forme :

$$|x\rangle \longrightarrow U_f|x\rangle = |f(x)\rangle \quad (3)$$

est tout à fait inconcevable, puisqu'irréversible si f est constante. En effet, dans ce cas U_f n'est rien d'autre qu'un projecteur. La solution souvent utilisée est de garder une trace de l'antécédent de la fonction, si bien que l'on implémente la fonction f en utilisant deux qubits, $|x\rangle$ et $|y\rangle$, de la façon suivante :

$$U_f : |x\rangle|y\rangle \longrightarrow |x\rangle|y \oplus f(x)\rangle \quad \text{où } \oplus \text{ représente un OU exclusif}$$

Dans ce cas, U_f est bien une opération unitaire qui pourra être réalisée physiquement par un opérateur d'évolution lié à un hamiltonien. Dans un premier temps, nous allons considérer que le qubit $|x\rangle$ est dans un état $|0\rangle$ ou $|1\rangle$ et que $|y\rangle = |-\rangle$ avec :

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \pm |1\rangle)$$

Comme U_f est un opérateur linéaire, le fait de l'appliquer à $|x\rangle|-\rangle$ conduit à l'état suivant :

$$\begin{aligned} U_f |x\rangle|-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[U_f|x\rangle|0\rangle - U_f|x\rangle|1\rangle] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}[|x\rangle|0 \oplus f(x)\rangle - |x\rangle|1 \oplus f(x)\rangle] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}|x\rangle[|f(x)\rangle - |\overline{f(x)}\rangle] \end{aligned}$$

où \bar{a} représente l'opposé logique de a . Suivant la valeur de $f(x)$, on obtient deux résultats possibles pour le second qubit :

$$\begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle) = |-\rangle & \text{pour } f(x) = 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle) = -|-\rangle & \text{pour } f(x) = 1 \end{cases}$$

ce qui, de façon condensée, se résume sous la forme :

$$U_f |x\rangle|-\rangle = (-1)^{f(x)}|x\rangle|-\rangle \quad (4)$$

Dans l'expression (4), on remarque que la valeur de la fonction f se retrouve codée dans la phase globale de l'état final. Considérons alors le résultat de U_f lorsque $|x\rangle$ est dans une superposition linéaire de $|0\rangle$ et $|1\rangle$, soit :

$$|x\rangle|y\rangle = |+\rangle|-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle)$$

Dans ces conditions, le résultat de U_f est la superposition linéaire des deux résultats possibles de la forme (4), en prenant $x = 0$ et $x = 1$, soit :

$$\begin{aligned} U_f |+\rangle|-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(-1)^{f(0)}|0\rangle|-\rangle + (-1)^{f(1)}|1\rangle|-\rangle \right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(-1)^{f(0)}|0\rangle + (-1)^{f(1)}|1\rangle \right] |-\rangle \end{aligned} \quad (5)$$

En explicitant l'expression entre crochets, on obtient, pour le premier qubit, les résultats suivant :

$$\begin{cases} |+\rangle & \text{si la fonction est constante} \\ |-\rangle & \text{sinon} \end{cases}$$

Ainsi, pour savoir si la fonction f est constante, il ne reste plus qu'à effectuer une mesure dans la base $\{|+\rangle, |-\rangle\}$. Si on résume toutes les opérations, nous n'aurons eu qu'à appliquer une seule fois la fonction f par l'intermédiaire de l'opération unitaire U_f , contrairement au cas classique.

Dans cet exemple, on peut noter que l'élaboration d'un algorithme quantique n'est pas si simple. En effet, outre l'utilisation du parallélisme quantique, qui nous a fait choisir l'état $|+\rangle$ comme état de départ, il a fallu choisir astucieusement la façon d'appliquer f et également la bonne base dans laquelle faire la mesure finale.

A l'heure actuelle, aucun ordinateur de ce type n'a encore été réalisé, même si l'algorithme précédent a déjà été implémenté en utilisant des niveaux moléculaires comme qubits [31]. En effet, si les plus optimistes pensent qu'une telle machine verra le jour dans de nombreuses années, certains assurent qu'elle n'existera jamais [5]. Néanmoins, de nombreux groupes dans le monde, aussi bien en physique atomique qu'en physique de la matière condensée, se sont lancés dans l'étude expérimentale de l'information quantique. Et même si aucun ordinateur quantique n'apparaît un jour, ces études sont loin d'être inutiles, puisqu'elles permettent à la fois de tester et de mieux appréhender les étrangetés de la mécanique quantique, et d'augmenter nos connaissances et notre maîtrise de " l'ingénierie " des systèmes quantiques.

Comme nous l'avons vu, la première étape de cette recherche consiste à isoler des qubits sur lesquels coder l'information. Ces objets devant être régis par la mécanique quantique, ce peut être des atomes, des ions, des puits quantiques ou une cavité Fabry-Pérot ; bref, tout objet

possédant au moins deux niveaux quantiques, susceptibles de coder de l'information. Mais c'est le phénomène de décohérence qui rend le calcul quantique extrêmement périlleux [9, 10]. En effet, tous les algorithmes quantiques, même les plus simples, font appel à des *superpositions cohérentes* d'états. Or, tout système quantique, qui interagit avec un environnement macroscopique, est soumis à la décohérence, qui détruit, en des temps très courts, ces superpositions cohérentes. De plus, ce phénomène est d'autant plus important que le système possède un grand nombre de degrés de liberté. C'est pourquoi, même si l'on est capable de manipuler quelques qubits pour réaliser des opérations simples, ce qui reste particulièrement acrobatique, la réalisation d'un ordinateur qui contiendrait des centaines de MegaOctet de qubits est hors de propos.

Les nombreuses voies explorées

Comme nous l'avons souligné précédemment, un qubit n'est rien d'autre qu'un objet quantique individuel, que l'on est capable de manipuler de façon cohérente. C'est pourquoi, tous les domaines de la physique, qui ont affaire à la mécanique quantique, disposent d'éventuels candidats. Pour une revue sur les propositions possibles et l'état de l'art, voir le numéro spécial de Fortschritte der Physik [4], et les références qui y sont citées.

A très long terme, si un ordinateur quantique doit voir le jour, il est probable, pour des raisons d'encombrement, qu'il sera basé sur une technologie reposant sur la physique du solide, du moins si on se limite aux domaines connus actuellement. Dans cette optique, l'utilisation de matériaux supraconducteurs a été envisagée pour servir de qubits, comme dans les jonctions Josephson ou les SQUID par exemple [22, 23]. Dans le même domaine, des recherches sont également menées sur l'utilisation de puits quantiques, ou *quantum dots* [20, 21]. Ces structures, formées à partir de semi-conducteurs, confinent les porteurs de charges dans les trois directions de l'espace, sur des distances de l'ordre de quelques nm jusqu'à 1 μm , créant ainsi un puits de potentiel dans lequel les niveaux d'énergies sont quantifiés. Cependant, si les matériaux solides ont l'avantage d'être compact, ils possèdent la fâcheuse propriété d'être soumis à de très grandes interactions et, avec elles, à une décohérence importante. Malgré cela, certaines expériences semblent prometteuses.

A l'opposé, la physique atomique propose l'utilisation d'ions ou d'atomes uniques comme candidats. Contrairement à la physique du solide, les densités utilisées sont telles que la décohérence est assez bien contrôlée dans de tels systèmes, si bien que des manipulations cohérentes d'atomes [25, 26] ou d'ions [15, 16] a été brillamment démontrée. En revanche, la manipulation d'ions ou d'atomes uniques reste très lourde à mettre en œuvre, et ces systèmes ne permettront, au mieux, que l'utilisation de quelques qubits — quelques dizaines pour les plus optimistes.

Dans ce domaine, la recherche théorique a quelques longueurs d'avance sur les expériences déjà réalisées. Dans tous les cas, il est nécessaire de piéger des particules et de pouvoir les adresser individuellement. Le piégeage de particules uniques chargées ayant été démontré il y a déjà de nombreuses années dans un piège de Paul [61], la piste qui utilise des ions comme qubits semble très prometteuse. En effet, les groupes qui travaillent dans ce domaine ont déjà réalisé une chaîne d'ions uniques, servant de registre quantique [62], refroidi un ion unique dans le niveau quantique fondamental du piège [63, 64] et réalisé des opérations cohérentes sur des particules chargées [15, 16].

A l'opposé, le piégeage d'atomes uniques est plus délicat. En effet, en tant que particules neutres, ils sont plus difficiles à manipuler, à cause de la faiblesse des forces que l'on peut leur appliquer. Si le piégeage d'atomes uniques a effectivement été démontré, c'est dans un volume relativement important, rendant l'adressage impossible [78, 79], ou encore pour des durées assez

courtes [76, 77]. Une autre approche, qui utilise des réseaux optiques, est encore éloignée du cas idéal d'un atome unique par site [50, 51, 52]. Dans ces conditions, on espère réaliser un réseau d'atomes uniques, comparable à ce qui a déjà été fait dans le cas des ions.

Une fois les qubits obtenus, la seconde difficulté qui se présente est de les manipuler de façon cohérente et, surtout, de les faire interagir dans le but de réaliser des portes logiques. Dans le cas d'atomes [17, 18] ou d'ions [13, 14], plusieurs schémas ont été proposés, mais une des principales difficultés réside dans la faiblesse des interactions directes qui existent entre les atomes. Une autre solution envisageable est de coupler les atomes par l'intermédiaire du champ électro-magnétique à l'intérieur d'une cavité [24]. Dans ce cas, on peut travailler avec des longueurs d'ondes optiques [27] ou avec des micro-ondes [26].

Enfin, en dehors de ces deux domaines que sont la physique du solide et la physique atomique, d'autres idées fructueuses ont été avancées. Par exemple, l'utilisation de molécules permet également d'implémenter des algorithmes quantiques. D'une part, avec des techniques basées sur la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN), l'algorithme de Grover [8] a été réalisé expérimentalement en 1998 [11, 12]. D'autre part, en prenant quatre états vibrationnels d'une molécule comme base $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$ et en utilisant des impulsions laser " *chirpées* ", Vala *et al* ont réalisé expérimentalement l'algorithme de Deutsch [30, 31]. Pour finir, citons l'idée d'utiliser un donneur dans du Silicium, équivalent d'un atome dont le rayon de Bohr est de l'ordre de 15 à 30 Å [28], et la proposition d'utiliser des électrons flottants sur de l'hélium [29].

Pièges dipolaires

Dans notre groupe, nous avons choisi l'utilisation d'atomes uniques comme qubits. Parmi les différentes techniques de piégeage connues pour les atomes neutres, les pièges dipolaires ont l'avantage de permettre un très bon confinement, rendant ainsi possible, du moins dans le principe, un adressage individuel des atomes.

La première démonstration de la force dipolaire optique a été réalisée par A. Ashkin, qui a réussi, en 1970, à piéger des micro-particules de latex, à l'aide de faisceaux lasers très focalisés [39]. A partir de cette idée, un groupe russe [40], suivi de A. Ashkin [41], proposèrent d'utiliser la lumière pour piéger des atomes. Malgré certains résultats, comme la focalisation d'un faisceau atomique, grâce à la force dipolaire optique, il faudra attendre l'arrivée des mélasses [56], pour parvenir à réaliser le premier piège dipolaire optique [42]. Avec ce dispositif, environ 500 atomes sont capturés, en alternant des phases de refroidissement, grâce à la mélasse, et des phases de piégeage, grâce à la force dipolaire.

Après ces premiers résultats sur le piégeage d'atomes par la force dipolaire optique, l'apparition des pièges magnéto-optiques [57], qui permettent à la fois le piégeage et le refroidissement, fait un peu oublier ce type de piège, dont le chauffage est important. Et ce n'est que quelques années plus tard qu'on va s'y intéresser à nouveau. En effet, après la démonstration d'un piège très désaccordé [43], le problème du chauffage dipolaire devient totalement négligeable et les intérêts spécifiques de cet outil, comme son fort confinement, vont enfin pouvoir être utilisés. De plus, le piège magnéto-optique est désormais employé pour charger des pièges dipolaires de plus petite taille, et permet obtenir ainsi des densités plus importantes.

Dans la recherche de la condensation de Bose-Einstein tout d'abord, le confinement important permet d'atteindre les densités atomiques élevées, qui sont un préalable nécessaire au refroidissement évaporatif conduisant à la condensation. C'est pourquoi, de gros efforts ont été menés pour comprendre [71] et optimiser [73] le chargement des pièges dipolaires à partir des pièges magnéto-optiques. Et c'est après tous ces efforts que la condensation de Bose-Einstein

toute optique a finalement été obtenue [48].

Parallèlement à cela, l'utilisation de la force dipolaire a également été envisagée pour réaliser des réseaux optiques, contenant un atome par site, refroidi dans son niveau vibrationnel fondamental. Pour réaliser de tels réseaux, une solution est de faire interférer plusieurs faisceaux de façon à ce que la modulation de l'intensité, due à la figure d'interférence, produise le réseau de pièges souhaité [49, 51, 52]. Une autre solution consiste à utiliser une matrice de micro-lentilles pour faire focaliser un unique faisceau en différents points de l'espace [50]. De plus, l'existence de niveaux vibrationnels résolus dans de telles structures permet l'utilisation de refroidissement Raman par bandes latérales [52, 46]. Mais jusqu'à présent, un grand nombre d'atomes sont encore piégés dans chaque site.

Contexte de ce travail

Le but de ce travail est donc, dans un premier temps, de mettre en œuvre un piège dipolaire extrêmement confiné, puisque sa taille n'excède pas quelques microns cube. Pour cela, un objectif de Microscope de Grande OUverture (MIGOU) a spécialement été conçu et réalisé au laboratoire [65]. Ensuite, nous avons identifié un régime de fonctionnement dans lequel les atomes y sont piégés un par un. Ainsi, nous disposons de particules uniques piégées, dont on contrôle la position au micron près. De plus, il est également nécessaire de détecter ces atomes individuellement. Pour cela, le système d'imagerie est également basé sur le même objectif et permet une collection efficace de la lumière diffusée par les atomes piégés. Comme l'objectif est capable de faire focaliser le faisceau piège sur un spot de l'ordre du micron, il possède, en tant que dispositif d'imagerie, la même résolution spatiale, ce qui nous permet de réaliser des images du piège dipolaire.

Ce manuscrit s'organise donc de la façon suivante. Après quelques rappels sur le principe de la force dipolaire et sur son utilisation dans la réalisation de pièges dipolaires, à l'aide de faisceaux fortement focalisés, nous décrirons en détail l'objectif de Microscope de Grande OUverture utilisé (MIGOU). En particulier, nous développerons ses principales qualités et la façon dont nous l'avons intégré au dispositif expérimental déjà existant, d'une part pour réaliser le faisceau qui créera le piège dipolaire et, d'autre part, en tant que dispositif d'imagerie.

Nous développerons ensuite une étude préliminaire sur deux pièges " macroscopiques ". Le premier, réalisé avant la mise en place de l'objectif de Microscope de Grande OUverture (MIGOU) dans l'enceinte ultra-vide, a été observé en absorption. Le second est un piège croisé que nous avons étudié à l'aide de MIGOU. Quant aux deux derniers chapitres, ils sont consacrés aux premiers résultats expérimentaux concernant un micro-piège dipolaire obtenu à l'aide de l'objectif MIGOU. Tout d'abord, nous l'étudierons en régime de fort chargement, c'est-à-dire qu'il contient plusieurs atomes (1 à 10). Ensuite, nous montrerons qu'il est possible de limiter suffisamment le chargement pour capturer et visualiser les atomes un par un. Enfin, la réalisation de pièges multiples, ainsi que les perspectives qu'offrent un tel dispositif, seront abordées.

Chapitre 1

Force dipolaire optique

A l'échelle atomique, l'interaction existant entre la lumière et la matière permet une manipulation fine du mouvement des atomes, comme l'ont montré les trois prix Nobel de 1997 [56, 58, 59]. En plus de la force de pression de radiation que l'on utilise, dans les pièges magnéto-optiques notamment, pour refroidir et piéger des atomes, la force dipolaire optique, qui provient de l'interaction entre le champ électrique d'un laser et le dipole électrique induit par ce dernier, permet elle aussi de piéger des atomes [38, 42] dans des pièges de plus petite taille.

Pour rendre compte de cette force, il existe plusieurs approches possibles suivant que l'on se place dans le cadre de la mécanique classique, que l'on utilise la mécanique quantique pour décrire l'atome (approche semi-classique) ou encore que l'on quantifie également le champ électromagnétique (approche totalement quantique). Dans ce mémoire, j'ai choisi de commencer par décrire l'approche classique qui permet de se donner, de façon très simple, une bonne idée physique de la force dipolaire. Ensuite, l'approche dans laquelle l'atome et le champ sont quantifiés permettra de rendre compte d'effets purement quantiques, comme le déplacement des transitions atomiques. Enfin, je décrirai comment réaliser un piège dipolaire optique à l'aide d'un laser de mode gaussien, ainsi que les idées générales pour mettre en œuvre un tel piège.

1.1 Point de vue entièrement classique

On peut résumer en quelques mots le principe de la force dipolaire. Un champ électrique oscillant $\vec{E}(t)$ qui excite un atome donne naissance à un dipole induit $\vec{p}(t)$. Si le champ électrique varie suffisamment lentement, le dipole induit est orienté dans le même sens que le champ \vec{E} , de telle sorte que l'énergie potentielle d'interaction $W = -\vec{p} \cdot \vec{E}$ est négative. Dans ce cas, les minima d'énergie potentielle correspondent aux maxima de $\|\vec{E}\|$ et l'atome est attiré dans les zones où le champ électrique est maximum.

1.1.1 Modèle de l'électron élastiquement lié

Pour rendre compte de cette force de façon plus quantitative, on peut prendre comme modèle atomique celui de l'électron élastiquement lié (figure 1.1). L'électron, de charge $-e$, se déplaçant dans une zone de densité uniforme de charge $\rho > 0$ qui modélise le noyau, est soumis à une force de rappel de la forme $-m\omega_0^2\vec{r}$, où m est la masse de l'électron. Il effectue donc un mouvement oscillant à la pulsation ω_0 et, comme toute charge accélérée, rayonne un champ électromagnétique. Pour tenir compte de cette dissipation d'énergie, on peut, en première approximation, la décrire par une force de frottement visqueux de la forme $-m\gamma\vec{v}$. Enfin, si on

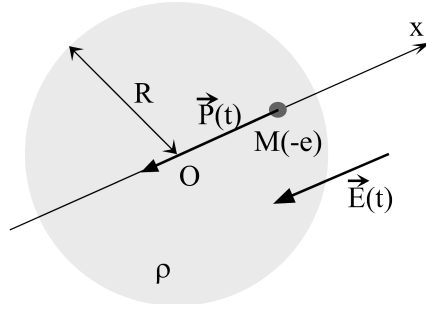


Figure 1.1: *Modèle de l'électron élastiquement lié : le noyau est une sphère uniformément chargée de rayon R , de charge $+e$ à l'intérieur de laquelle se déplace un électron de charge $-e$*

applique à ce système un champ électrique oscillant $\vec{E}(t) = E_0 \cos(\omega t) \hat{x}$, le mouvement de l'électron est donc décrit par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = -\frac{eE_0}{m} \cos(\omega t)$$

L'électron se comporte donc comme un oscillateur amorti.

Remarque :

L'expression utilisée pour la force de frottement peut se justifier de façon plus rigoureuse [35]. La méthode consiste, tout d'abord, à calculer l'énergie rayonnée par le dipole induit, puis à en déduire la force réellement exercée sur l'électron (en $\frac{d^3\vec{r}}{dt^3}$). Enfin, par une méthode perturbative, on cherche une nouvelle expression de la fréquence au voisinage de ω_0 , faisant ainsi apparaître un terme d'amortissement en $e^{-\gamma t}$. On obtient le même résultat en considérant une force de frottement visqueux de forme $-m\gamma\vec{v}$.

1.1.2 Dipole induit

La distribution de charge représentant l'atome est équivalente à un dipole électrique dont l'expression est donnée par $\vec{p} = -e\vec{r}$. Le dipole induit obéit donc à la même équation différentielle que le mouvement de l'électron, soit :

$$\frac{d^2p}{dt^2} + \gamma \frac{dp}{dt} + \omega_0^2 p = \frac{e^2 E_0}{m} \cos(\omega t)$$

Le passage à une représentation complexe permet de trouver une expression de la solution pour le dipole induit : $p(t) = p_0 e^{i\omega t}$ avec :

$$p_0 = \frac{\frac{e^2 E_0}{m}}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma}$$

Dans le cas de l'atome de Rubidium par exemple, l'oscillateur se trouve dans un régime très faiblement amorti. En effet, ω_0 est de l'ordre des fréquences optiques ($\omega_0/2\pi \sim 10^{14}$ Hz) alors que l'amortissement est beaucoup plus lent ($\gamma/2\pi \sim 10$ MHz). Dans ces conditions, le module du dipole induit et le retard de phase φ du dipole par rapport au champ ont les formes représentées sur la figure 1.2.

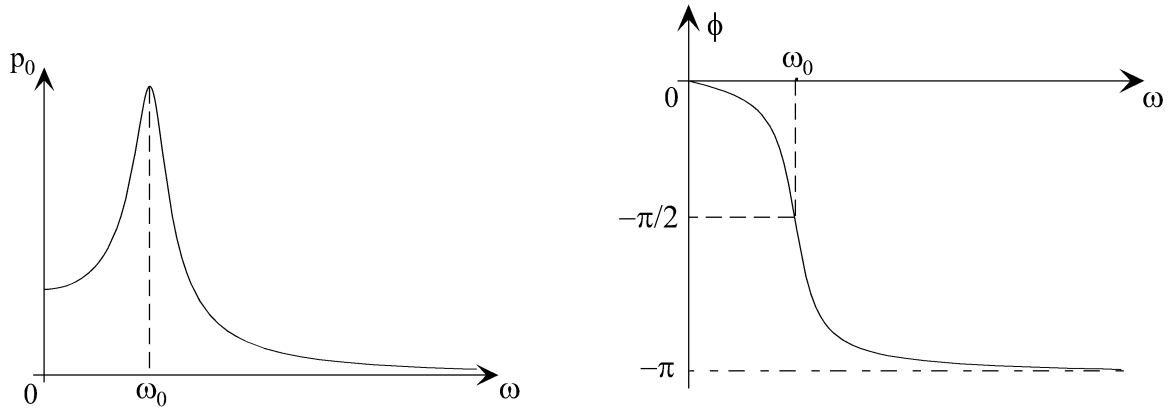


Figure 1.2: *A gauche : module du dipole induit en fonction de la fréquence du champ électrique appliqué. A droite : avance de phase φ du dipole induit sur le champ électrique appliqué*

La première remarque vient du caractère résonnant du phénomène. En effet, on s'aperçoit que, pour des fréquences proches de résonance, le dipole induit peut être très important. C'est pourquoi, à cause des valeurs de ω_0 , on utilise comme champ électrique oscillant celui délivré par un laser de fréquence ω proche de ω_0 . D'autre part, tant que $\omega < \omega_0$, le retard de phase du dipole induit est inférieur à $\pi/2$, ce qui traduit le fait que \vec{p} est plus souvent dans le même sens que \vec{E} .

1.1.3 Énergie potentielle de piégeage

La dernière étape, avant d'obtenir l'expression de la force dipolaire, consiste à calculer l'énergie d'interaction entre le champ électrique et le dipole induit. Son expression est donnée par :

$$\mathcal{W} = -\vec{p} \cdot \vec{E} = -|p_0| \cos(\omega t + \varphi) E_0 \cos(\omega t)$$

Comme les fréquences optiques sont importantes, le mouvement du dipole n'est sensible qu'à la valeur moyenne temporelle de cette énergie d'interaction. On aboutit finalement à une expression pour l'énergie potentielle du dipole de la forme :

$$\langle \mathcal{W} \rangle = -|p_0| E_0 \frac{\cos(\varphi)}{2}$$

Sur cette expression finale de l'énergie potentielle, on voit apparaître les deux régimes possibles de fonctionnement. Posons $\delta_L = \omega - \omega_0$, appelé désaccord du laser.

- Si $\delta_L < 0$, on se trouve avant la résonance et le retard de phase est inférieur à $\pi/2$. Le terme en $\cos(\varphi)$ est donc positif, ce qui donne une énergie potentielle toujours négative. Le dipole est donc attiré dans les zones de minimum de $\langle \mathcal{W} \rangle$, c'est-à-dire aux maxima d'intensité du laser.
- Si $\delta_L > 0$, le signe du terme $\cos(\varphi)$ change au passage de la résonance, donnant une énergie potentielle toujours positive. Le dipole est donc repoussé hors des zones de maximum d'intensité du laser.

Pour finir, en se plaçant dans un régime de paramètres où $\gamma \ll |\delta_L| \ll \omega_0$, on peut effectuer un développement limité du dipole induit et obtenir ainsi une expression de l'énergie du dipole dans la limite des grands désaccords ($\gamma \ll |\delta_L|$) :

$$\langle \mathcal{W} \rangle = \frac{e^2 E_0^2}{m\omega_0 4\delta} \propto \frac{I}{\delta_L}$$

Ainsi, l'énergie est proportionnelle à l'intensité du laser et inversement proportionnelle au désaccord.

1.1.4 Conclusion

Dans le cas d'une onde plane, l'intensité I est indépendante de la position. Par contre, dans le cas d'un laser fortement focalisé, l'intensité peut devenir très importante au niveau du point de focalisation. Et, dans le cas où $\delta_L < 0$, comme l'énergie potentielle électrique est d'autant plus petite que l'intensité est grande, le dipole atomique est attiré dans les zones de forte intensité et on a ainsi réalisé un piège dipolaire autour du point de focalisation du laser.

1.2 Point de vue totalement quantique : Atome habillé

L'approche classique permet donc de bien rendre compte de la force qui s'exerce sur un atome quand celui-ci est placé dans un champ électrique oscillant. Par contre, d'autres effets, comme le déplacement des niveaux d'énergie de l'atome, n'apparaissent pas dans le modèle précédent. Pour mettre ces phénomènes en évidence, il est nécessaire de prendre une description quantique de l'atome et du champ électromagnétique : le modèle de l'atome habillé. Dans cette partie, nous commencerons par utiliser le modèle de l'atome à deux niveaux dans un mode du champ sous forme d'onde plane, ce qui nous permettra de dégager des idées simples sur les déplacements de niveaux qui résultent de l'interaction de l'atome avec le champ. Ensuite, nous prendrons en compte le phénomène d'émission spontanée, responsable d'une part d'une force dissipative et, d'autre part, d'un processus de chauffage.

1.2.1 Atome habillé à deux niveaux

En première approximation, considérons un atome immobile à deux niveaux $|g\rangle$ et $|e\rangle$ séparés d'une énergie $\hbar\omega_0$ (figure 1.3). Son hamiltonien s'écrit :

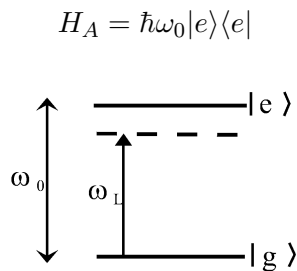


Figure 1.3: Schéma de l'atome à deux niveaux. La fréquence du laser est inférieure à celle de la transition

Il interagit avec un champ laser de fréquence ω_L , dont l'amplitude, à la position de l'atome, est de la forme :

$$\vec{\mathcal{E}} = \mathcal{E}_0 \vec{\epsilon} \cos(\omega_L t)$$

où $\vec{\varepsilon}$ est la polarisation du champ électrique et \mathcal{E}_0 son amplitude. On appelle désaccord δ_L la différence entre la fréquence du laser et celle de l'atome : $\delta_L = \omega_L - \omega_0$. Dans toute la suite, on se placera dans le cas d'un désaccord rouge (δ_L négatif) et d'un laser proche de résonance, c'est-à-dire que $|\delta_L| \ll \omega_0, \omega_L$. En considérant que le mode du laser est celui d'une onde plane et par un choix judicieux de l'origine des coordonnées, l'opérateur décrivant le mode du champ électrique du laser à la position de l'atome s'écrit :

$$\vec{E}_\perp = \sqrt{\frac{\hbar\omega_L}{2\varepsilon_0V}} \vec{\varepsilon} (a + a^\dagger)$$

où V est le volume de quantification et a et a^\dagger les opérateurs d'annihilation et de création. Quant à l'hamiltonien du mode du champ laser, il a pour expression :

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

En absence d'interaction, les états propres du système { Atome + Champ } d'hamiltonien $H_{AL} = H_A + H_L$, appelé hamiltonien de l'atome habillé, sont donc l'ensemble des états $\{ |g, N\rangle, |e, N\rangle \}$, où $|g\rangle$ et $|e\rangle$ sont les états de l'atome et N le nombre de photons dans le mode du champ.

Dans le point de vue dipolaire électrique, l'hamiltonien d'interaction a pour forme :

$$V_{AL} = -\vec{d} \cdot \vec{E}_\perp \quad \text{avec} \quad \vec{d} = \vec{d}_{eg} (|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|) \\ = \vec{d}_{eg} (\mathcal{S}_+ + \mathcal{S}_-)$$

Les différents termes de couplage qui en résultent sont représentés sur la figure 1.4. Grâce à l'approximation $\delta_L \ll \omega_0, \omega_L$, certains de ces termes, non résonnants, peuvent être négligés et l'interaction prend alors la forme simple :

$$V_{AL} = g(\mathcal{S}_+ a + \mathcal{S}_- a^\dagger) \quad \text{avec} \quad g = -\vec{\varepsilon} \cdot \vec{d}_{eg} \sqrt{\frac{\hbar\omega_L}{2\varepsilon_0V}}$$

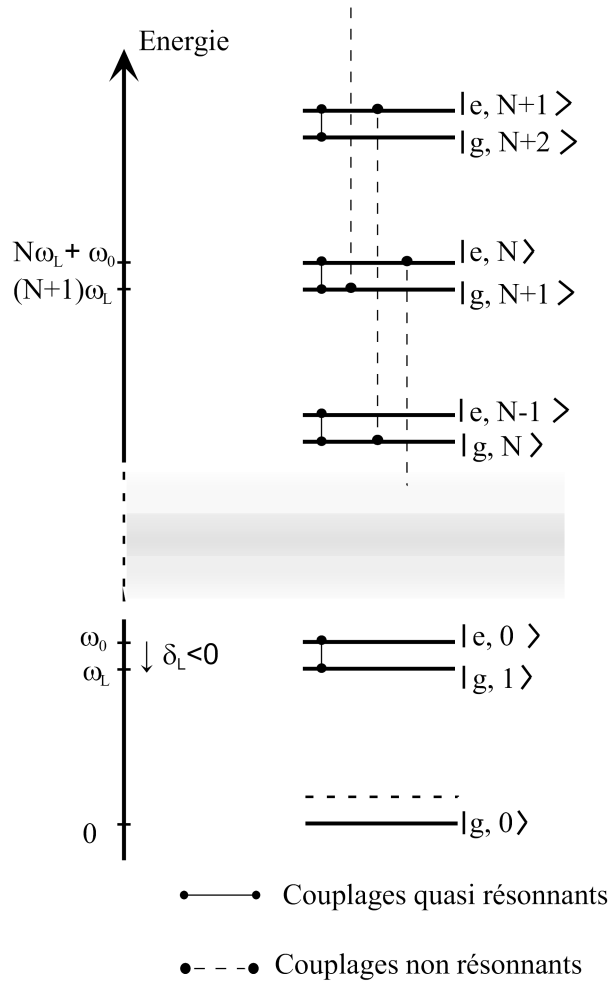
L'hamiltonien de couplage est donc la somme de deux termes, l'un qui fait monter l'atome dans le niveau excité en absorbant un photon ($\mathcal{S}_+ a$) et l'autre qui fait descendre l'atome dans le niveau fondamental en émettant un photon ($\mathcal{S}_- a^\dagger$).

1.2.2 Déplacement des niveaux atomiques

Dans la base des états habillés de la figure 1.4, l'hamiltonien d'interaction ainsi obtenu est donc une diagonale de matrices 2×2 . La recherche des nouveaux états propres se fait donc très simplement. Dans le sous-espace (ou multiplicité) $\mathcal{E}(N)$ de base $\{|g, N+1\rangle, |e, N\rangle\}$, il suffit de diagonaliser une matrice 2×2 . En prenant, pour cette multiplicité, un niveau $N\omega_L + \omega_0 + \delta_L/2$ comme origine des énergies, on obtient l'expression de l'hamiltonien total à diagonaliser dans le sous espace $\mathcal{E}(N)$:

$$H = \begin{bmatrix} \hbar\delta_L/2 & v_N \\ v_N & -\hbar\delta_L/2 \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad v_N = g\sqrt{N+1}$$

Dans le cas qui nous intéresse, l'état du champ sera toujours un état cohérent correspondant au champ classique $\mathcal{E}_0 \vec{\varepsilon} \cos(\omega_L t)$. Sa décomposition sur la base des états de Fock $|N\rangle$ n'a donc de composantes non négligeables que sur une plage ΔN très petite devant la moyenne $\langle N \rangle$ du

Figure 1.4: *Multiplicités de l'atome habillé à deux niveaux.*

nombre de photons. On peut donc y négliger la variation Δv_N du paramètre de couplage. Dans ces conditions, on peut exprimer g à l'aide de l'amplitude du champ classique \mathcal{E}_0 , pour finalement obtenir l'expression suivante pour le paramètre de couplage : $v_N = \hbar\Omega_1/2$ où Ω_1 est la fréquence de Rabi définie par :

$$\hbar\Omega_1 = -\vec{d}_{eg} \cdot \vec{\mathcal{E}}_0$$

Avec ces notations, les nouvelles énergies propres sont données par :

$$E_{\pm} = \pm \frac{\hbar}{2} \Omega = \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{\delta_L^2 + \Omega_1^2}$$

Les deux états propres correspondants ont pour forme :

$$\begin{cases} |+(N)\rangle = \sin \theta |g, N+1\rangle + \cos \theta |e, N\rangle \\ |-(N)\rangle = \cos \theta |g, N+1\rangle - \sin \theta |e, N\rangle \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \cos 2\theta = -\frac{\delta_L}{\Omega} \\ \sin 2\theta = -\frac{\Omega_1}{\Omega} \end{cases} \quad \text{où } 0 \leq \theta < \pi \quad (1.1)$$

Dans la suite, on supposera que le désaccord du laser est négatif : $\delta_L < 0$. Si on se place de plus à la *limite des faibles saturations* ($|\Omega_1| \ll |\delta_L|$), les niveaux de l'atome habillé sont peu

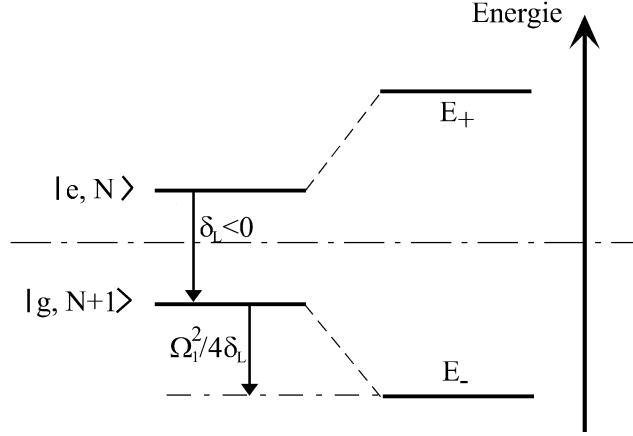


Figure 1.5: *Déplacements lumineux des niveaux dans le cas d'un atome à deux niveaux. Le désaccord du laser est négatif ($\delta_L < 0$)*

perturbés et on obtient, par un développement limité, les énergies et les états suivants :

$$\begin{cases} E_+ \simeq \frac{\hbar}{2} |\delta_L| \left(1 + \frac{\Omega_1^2}{2\delta_L^2} \right) = -\hbar \left[\frac{\delta_L}{2} + \frac{\Omega_1^2}{4\delta_L} \right] \\ E_- \simeq \hbar \left[\frac{\delta_L}{2} + \frac{\Omega_1^2}{4\delta_L} \right] \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} |+\rangle \rightarrow |e, N\rangle \\ |-\rangle \rightarrow |g, N+1\rangle \end{cases}$$

On définit alors les *déplacements lumineux*, variation de l'énergie des niveaux à cause de la présence du laser, qui ont pour expression, dans le cas de l'atome à deux niveaux :

$$\begin{cases} \hbar\Delta(|-\rangle) \simeq \hbar\Delta(g, N+1) \simeq \frac{\hbar\Omega_1^2}{4} \times \frac{1}{\delta_L} \\ \hbar\Delta(|+\rangle) \simeq \hbar\Delta(e, N) \simeq -\frac{\hbar\Omega_1^2}{4} \times \frac{1}{\delta_L} \end{cases} \quad (1.2)$$

Ces derniers sont représentés dans le cas d'un désaccord rouge ($\delta_L < 0$) sur la figure 1.5. Enfin, dans la mesure où $\Delta N \ll \langle N \rangle$, ils sont indépendants de la multiplicité et on les notera souvent $\Delta(g)$ et $\Delta(e)$, en omettant l'indice N de la multiplicité.

Le déplacement des deux niveaux est donc proportionnel à $\frac{\Omega_1^2}{4\delta_L}$, c'est-à-dire proportionnel à l'intensité du champ laser et inversement proportionnel au désaccord δ_L . De plus, on peut constater que le niveau fondamental habillé a une énergie d'autant plus faible (figure 1.5) que l'intensité du laser est importante.

Dans ce cadre, on peut également calculer en plus le déplacement de la fréquence de transition dans le cas où on envoie sur le système { atome + champ } une faible sonde laser de fréquence ω_s . La transition correspond à un passage de $|g, N\rangle$ à $|e, N\rangle$. En l'absence d'interaction avec le laser de fréquence ω_L , ces niveaux sont séparés d'une énergie $\hbar\omega_0$ et la sonde est résonnante lorsque $\omega_s = \omega_0$, fréquence de la transition atomique non perturbée. En présence de l'interaction, les niveaux habillés $|g, N\rangle$ et $|e, N\rangle$ sont respectivement déplacés de $\frac{\Omega_1^2}{4\delta_L}$ (vers le bas) et de $-\frac{\Omega_1^2}{4\delta_L}$ (vers le haut). La sonde est donc résonnante lorsque $\omega_s = \omega_0 - \frac{\Omega_1^2}{2\delta_L} > \omega_0$, car δ_L est négatif. On remarque donc que la fréquence de transition est décalée vers le bleu, quand le désaccord δ_L est rouge. Ce phénomène sera vu plus en détail au paragraphe 1.2.3

Utilisation de la théorie des perturbations

Pour retrouver ces derniers résultats dans le cas des faibles saturations, il n'est pas nécessaire de diagonaliser exactement l'hamiltonien $H = H_{AL} + V_{AL}$ pour obtenir les états et les énergies propres de façon exacte. Le développement limité effectué ci-dessus est en fait équivalent à la théorie des perturbations au second ordre :

$$E(g, N + 1) \simeq E^0(g, N + 1) + \langle g, N + 1 | -\vec{d} \cdot \vec{E} | g, N + 1 \rangle + \frac{|\langle e, N | -\vec{d} \cdot \vec{E} | g, N + 1 \rangle|^2}{\hbar \delta_L}$$

Comme V_{AL} n'a pas d'éléments diagonaux, le terme perturbatif d'ordre 1 est nul. On obtient donc finalement le même résultat que précédemment :

$$\begin{cases} E(g, N + 1) \simeq E^0(g, N + 1) + \frac{\hbar^2 \Omega_1^2 / 4}{\hbar \delta_L} = \hbar \left[\frac{\delta_L}{2} + \frac{\Omega_1^2}{4\delta_L} \right] \\ E(e, N) \simeq -\hbar \left[\frac{\delta_L}{2} + \frac{\Omega_1^2}{4\delta_L} \right] \end{cases}$$

Cette approche, à l'aide de la théorie des perturbations, va permettre de traiter simplement le cas des atomes réels qui possèdent généralement plus de deux niveaux. On en verra effectivement l'utilité dans la section 1.3.

1.2.3 Prise en compte de l'émission spontanée

Dans tout ce qui précède, l'émission spontanée a été négligée. Comme l'atome est couplé à tous les autres modes du champ électromagnétique, le système peut se désexciter en émettant un photon dans un autre mode que celui du laser. On considérera, dans la suite, un atome dont le taux de désexcitation du niveau excité $|e\rangle$ sera noté Γ . L'atome peut donc passer de l'état $|e, N\rangle$ à l'état $|g, N\rangle$ en émettant un photon dans un mode quelconque du champ électromagnétique. On remarquera que ce phénomène laisse inchangé le nombre de photons dans le champ laser.

Vu dans la base des états habillés $\{ |+(N)\rangle, |-(N)\rangle \}$, ce phénomène couple en fait tous les états de la multiplicité $E(N)$ à tous ceux de la multiplicité $E(N-1)$, soit quatre transitions possibles. En effet, chaque état $|\pm(N)\rangle$ de $E(N)$ est contaminé par $|e, N\rangle$ de même que chaque état $|\pm(N-1)\rangle$ de $E(N-1)$ contient $|g, N\rangle$. Sur la figure 1.6, on a représenté toutes ces transitions. On peut ainsi remarquer que l'atome "descend l'échelle des multiplicités" à cause de l'émission spontanée, phénomène que l'on qualifie de cascade radiative. De plus, on peut voir que toutes ces transitions n'ont pas la même fréquence :

- La transition $+(N) \longrightarrow -(N-1)$ a une fréquence $\omega_L + \Omega$. Quand $\delta_L < 0$, ce phénomène correspond à la transition "classique" de $|e\rangle$ vers $|g\rangle$, mais en prenant en compte les déplacements lumineux.
- La transition $\pm(N) \longrightarrow \pm(N-1)$ a une fréquence ω_L . Le photon émis dans ce phénomène a donc la même fréquence que celle du laser. De plus, dans le cas des faibles saturations où $|\delta_L| \gg \Omega_1$, on peut voir que l'atome n'a pas changé d'état. Cette transition est donc celle qui décrit la diffusion élastique d'un photon du laser
- La transition $-(N) \longrightarrow +(N-1)$ a une fréquence $\omega_L - \Omega$

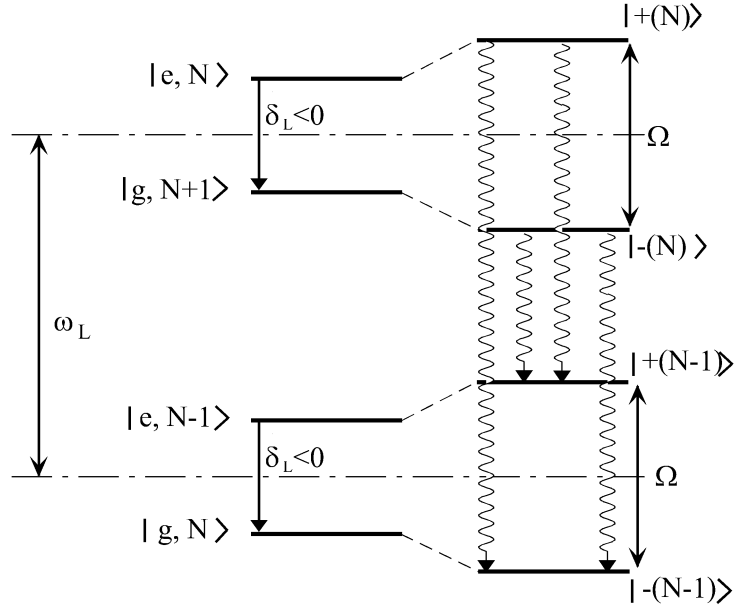


Figure 1.6: *Cascade radiative : représentation des transitions permises dans la base des états habillés.*

La prise en compte rigoureuse de ces phénomènes nécessite l'emploi de la matrice densité et des équations pilotes pour l'atome habillé [34]. A l'aide de la décomposition 1.1 et de l'angle θ qui y est défini, on peut exprimer les éléments de matrice du dipole électrique $\vec{d} = \vec{d}_{eg} (\mathcal{S}_+ + \mathcal{S}_-)$ entre les différents états des transitions possibles. Dans le cas d'un champ cohérent peu dispersé ($\Delta N \ll \langle N \rangle$), on obtient des expressions indépendantes de la multiplicité :

$$\begin{aligned} \langle +(N) | \mathcal{S}_+ | +(N-1) \rangle &= (\mathcal{S}_+)_{++} = \sin \theta \cos \theta \\ \langle -(N) | \mathcal{S}_+ | -(N-1) \rangle &= (\mathcal{S}_+)_{--} = -\sin \theta \cos \theta \\ \langle +(N) | \mathcal{S}_+ | -(N-1) \rangle &= (\mathcal{S}_+)_{+-} = \cos^2 \theta \\ \langle -(N) | \mathcal{S}_+ | +(N-1) \rangle &= (\mathcal{S}_+)_{-+} = -\sin^2 \theta \end{aligned}$$

ce qui permet de déterminer les taux des différentes transitions de la figure 1.6 en fonction du taux de désexcitation Γ :

$$\begin{aligned} \Gamma_{++} &= \Gamma_{--} = \Gamma \cos^2 \theta \sin^2 \theta \\ \Gamma_{-+} &= \Gamma \sin^4 \theta \\ \Gamma_{+-} &= \Gamma \cos^4 \theta \end{aligned}$$

Enfin, à partir de l'équation pilote pour l'atome habillé et de l'expression des taux de désexcitation ci-dessus, on peut calculer les expressions des populations réduites, c'est-à-dire les probabilités de trouver l'atome dans l'état $|+\rangle$ ou $|-\rangle$, indépendamment de la multiplicité. Pour cela, il est bon de se placer dans la limite des vitesses de variation indépendantes où $\Omega \gg \Gamma$. En effet, comme $\Omega = \sqrt{\delta_L^2 + \Omega_1^2}$, cette condition est automatiquement remplie si $|\delta_L| \gg \Gamma$ (limite des grands désaccords) ou si $\Omega_1 \gg \Gamma$. Dans ces conditions, on trouve les expressions suivantes pour les solutions stationnaires :

$$\begin{aligned} \Pi_+^{st} &= \frac{\sin^4 \theta}{\cos^4 \theta + \sin^4 \theta} \\ \Pi_-^{st} &= \frac{\cos^4 \theta}{\cos^4 \theta + \sin^4 \theta} \end{aligned}$$

A ce stade, il est intéressant de comparer ces deux populations en calculant $\Pi_-^{st} - \Pi_+^{st}$ en fonction des paramètres Ω et δ_L , grâce à l'expression de θ donnée dans 1.1. On obtient alors la forme suivante :

$$\Pi_-^{st} - \Pi_+^{st} = \frac{-\frac{\delta_L}{\Omega}}{1 + \frac{\delta_L^2}{\Omega^2}} \quad (1.3)$$

qui montre que, pour les désaccords rouges, $\Pi_+^{st} < \Pi_-^{st}$, c'est-à-dire que l'atome voit plus souvent le déplacement lumineux du niveau $|-\rangle$.

Un autre paramètre important est le taux d'émission spontanée total Γ_{sp} , qui prend en compte toutes les transitions énumérées précédemment. Son expression prend la forme suivante :

$$\Gamma_{sp} = \Pi_+^{st}(\Gamma_{++} + \Gamma_{+-}) + \Pi_-^{st}(\Gamma_{-+} + \Gamma_{--})$$

En utilisant les expressions des populations réduites, des taux Γ_{ij} et de l'angle θ , on obtient le résultat :

$$\Gamma_{sp} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega_1^2}{\Omega_1^2 + 2\delta_L^2} \quad (1.4)$$

Il est bon de rappeler que cette expression n'est valable que dans le cas des grands désaccords $\delta_L \gg \Gamma$, ou pour $\Omega_1 \gg \Gamma$.

1.2.4 Force dipolaire et force de pression de radiation

Dans les paragraphes précédents, on a mis en évidence que le niveau fondamental d'un atome était déplacé vers le bas lorsque ce dernier était placé dans un champ laser de fréquence ω_L , inférieure à la fréquence de transition ω_0 (cas $\delta_L < 0$). Par ailleurs, on a remarqué que ce déplacement était proportionnel à l'intensité I du laser, par l'intermédiaire de Ω_1^2 . Dans le cas où l'onde laser est une onde plane (cas précédent), l'intensité est constante dans tout l'espace et, par conséquent, le déplacement lumineux est indépendant de la position de l'atome. Par contre, si le mode du laser n'est pas une onde plane (ce qui est d'ailleurs le cas en général), l'étude précédente reste valable à condition de ne plus décomposer le champ électromagnétique sous forme d'ondes planes, mais à l'aide de modes parmi lesquels se trouve celui du laser considéré. Ainsi, le déplacement lumineux va dépendre de la position de l'atome dans l'onde laser. En effet, si la variation de l'intensité est suffisamment lente, l'atome suit adiabatiquement la variation des niveaux d'énergie et les déplacements lumineux sont donc d'autant plus importants que l'atome se trouve dans les zones de grande intensité.

Dans ces conditions, l'atome voit :

- un potentiel de la forme $U_+ = \hbar\Delta(|+\rangle) = -\frac{\hbar\Omega_1^2}{4\delta_L}$ lorsqu'il est dans l'état $|+\rangle$
- un potentiel de la forme $U_- = \hbar\Delta(|-\rangle) = \frac{\hbar\Omega_1^2}{4\delta_L}$ lorsqu'il est dans l'état $|-\rangle$

Pour des désaccords rouges, on peut noter que U_- est minimum lorsque Ω_1 est maximum, c'est-à-dire dans les régions de grande intensité. Quant à U_+ , il repousse les atomes hors des régions d'intensité élevée. Ainsi, comme les populations réduites vérifient $\Pi_+^{st} < \Pi_-^{st}$, l'atome voit, en moyenne, un potentiel qui attire l'atome dans les régions de grande intensité.

Une autre façon d'exprimer tout ces résultats consiste à utiliser le paramètre de saturation, qui, dans le cas des grands désaccords ($\delta_L \gg \Gamma$), a pour expression :

$$s = \frac{\Omega_1^2/2}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4} \simeq \frac{\Omega_1^2}{2\delta_L^2} \quad (1.5)$$

On peut d'ailleurs noter que, pour $\Omega_1 \ll |\delta_L|$, on a $s \ll 1$, justifiant ainsi la dénomination de régime de faible saturation.

A l'aide des expressions de Π_+^{st} et Π_-^{st} , mais également de la forme des déplacements lumineux, on peut calculer, dans le régime de faible saturation, l'expression de la force subie par l'atome, qualifiée de *force dipolaire optique* :

$$\vec{F}_{dip} = -\hbar\delta_L s \frac{\vec{\nabla}\Omega_1}{\Omega_1} = -\frac{\hbar\Omega_1^2}{2\delta_L} \frac{\vec{\nabla}\Omega_1}{\Omega_1} = -\vec{\nabla} \left[\frac{\hbar\Omega_1^2}{4\delta_L} \right] \quad (1.6)$$

Sur l'expression 1.6, on constate que, dans ce régime, il suffit de connaître le déplacement lumineux du niveau $|-\rangle$, donné par 1.2, pour calculer la force dipolaire. En effet, à faible saturation, le niveau $|-\rangle$, très peu contaminé par le niveau excité, est quasiment confondu avec le niveau $|g\rangle$.

En conclusion, dans le cas des grands désaccords rouges ($\delta_L < 0$ et $|\delta_L| \gg \Gamma$) et d'une faible saturation ($s \ll 1$), il suffit de calculer le déplacement lumineux $\hbar\Delta(|g\rangle)$ du niveau fondamental $|g\rangle$. Ensuite, il est légitime de considérer que seul cet état est peuplé et que, par conséquent, ce déplacement lumineux n'est autre que le potentiel dipolaire attracteur :

$$U_{dip}(\vec{r}) = \hbar\Delta(|g\rangle) = \frac{\hbar\Omega_1^2}{4\delta_L} \quad (1.7)$$

L'amplitude de la force dipolaire étant proportionnelle aux gradients des déplacements lumineux en $\frac{\Omega_1^2}{\delta_L}$, comme le montre l'expression 1.7, elle augmente avec l'intensité du laser mais diminue de façon inversement proportionnelle au désaccord.

En plus des effets de déplacements lumineux et de la force dipolaire qui en résulte, il ne faut pas oublier qu'un atome, plongé dans un champ dont la phase varie dans l'espace, est également soumis à une force dissipative. Dans le cas où cette phase résulte d'une onde progressive dans la direction de son vecteur d'onde \vec{k} , on a $\phi(\vec{r}) = -\vec{k}\cdot\vec{r}$ et la force qui en résulte est une force de pression de radiation donnée par :

$$\vec{F}_{pres} = \hbar\vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad (1.8)$$

Dans la limite des faibles saturations, on a $s \ll 1$ et cette force est proportionnelle à $s = \frac{\Omega_1^2}{2\delta_L^2}$. Elle augmente donc également avec l'intensité du laser, mais diminue comme $\frac{1}{\delta_L^2}$ avec le désaccord. Ainsi, le rapport entre la force de pression de radiation et la force dipolaire évolue en $\frac{1}{\delta_L}$, si bien qu'il est indépendant de l'intensité, mais est d'autant plus petit que le désaccord est grand.

On peut également donner une interprétation simple à sa forme. En utilisant l'expression 1.4 de Γ_{sp} , on peut écrire \vec{F}_{pres} sous la forme :

$$\vec{F}_{pres} = \hbar\vec{k} \Gamma_{sp}$$

En effet, le processus d'émission spontanée étant isotrope, l'atome ne ressent, en moyenne, aucune force. Par contre, pour chaque émission spontanée, il a dû absorber un photon de l'onde laser, gagnant en même temps l'impulsion élémentaire $\hbar\vec{k}$ du photon absorbé. Le fait que ces phénomènes se passent à un taux Γ_{sp} explique la forme trouvée pour \vec{F}_{pres} .

En conclusion, il est donc préférable de travailler avec des désaccords δ_L les plus grands possibles. Par contre, comme la force dipolaire qui nous intéresse diminue avec le désaccord, il faut par ailleurs être capable de produire des intensités suffisamment importantes pour que le rapport $\frac{\Omega_1^2}{\delta_L}$, auquel est proportionnelle la force dipolaire, ne soit pas négligeable.

1.2.5 Chauffage dans les pièges dipolaires

Les forces précédentes proviennent de l'interaction d'une grosse particule (l'atome) avec les photons d'une onde électromagnétique. Pour cette raison, si l'effet de leur valeur moyenne a été décrit dans le paragraphe précédent, les fluctuations de ces dernières ont pour effet de chauffer les atomes par diffusion de l'impulsion \vec{p} de l'atome. Toutes les propriétés de chauffage par ce processus sont contenues dans l'expression du coefficient de diffusion D , lié aux fluctuations de la force dipolaire.

Généralités

Considérons une particule de masse m et d'impulsion $p(t)$ soumise à une force fluctuante $F(t)$ de valeur moyenne nulle et initialement au repos. Les propriétés de fluctuation de $F(t)$ sont telles que :

$$\langle F(t)F(t + \tau) \rangle = 2Dg(\tau)$$

où $g(\tau)$ est une fonction paire normalisée, ne prenant de valeur non nulles que sur une plage de largeur τ_c autour de l'origine. τ_c est le temps de corrélation de la force $F(t)$ et D le coefficient de diffusion. L'équation fondamentale de la dynamique :

$$\frac{dp}{dt} = F(t)$$

est telle que la valeur moyenne de l'impulsion reste nulle à tout instant : $\langle p(t) \rangle = 0$. L'évolution de la valeur moyenne de l'énergie cinétique $E_c = \frac{\langle p^2 \rangle}{2m}$ est, quant à elle, liée aux propriétés de corrélation du système. En effet :

$$\frac{dE_c}{dt} = \frac{1}{2m} \left\langle \frac{dp^2}{dt} \right\rangle = \frac{1}{m} \left\langle p(t) \frac{dp}{dt} \right\rangle = \frac{1}{m} \langle p(t)F(t) \rangle$$

Pour évaluer la corrélation entre $p(t)$ et $F(t)$, il suffit d'intégrer l'équation fondamentale de la dynamique pour obtenir :

$$p(t) = \int_0^t F(t') dt'$$

Finalement,

$$\langle p(t)F(t) \rangle = \int_0^t \langle F(t)F(t') \rangle dt' = 2D \int_0^t g(\tau) d\tau$$

Donc, pour $t \gg \tau_c$, $\langle p(t)F(t) \rangle = D$, ce qui conduit à l'équation suivante pour l'énergie cinétique moyenne :

$$\frac{dE_c}{dt} = \frac{D}{m} \tag{1.9}$$

En écrivant cette dernière sous la forme d'une température $E_c = k_B T$, $\frac{D}{mk_B}$ est un coefficient de chauffage en K/s . On voit donc que la seule évaluation de D par :

$$D = \int_0^\infty \langle F(t)F(t + \tau) \rangle d\tau \tag{1.10}$$

permet de donner la valeur du chauffage par diffusion de l'impulsion.

Expression du coefficient de diffusion

Pour calculer le coefficient de diffusion D associé aux forces dues au laser dans le cas de l'atome à deux niveaux, deux méthodes sont envisageables. En effet, il est possible d'utiliser le modèle de l'atome habillé, comme dans [37], ou encore le modèle semi-classique et les équations de Bloch optiques, comme dans [38, 32]. Dans les deux cas, avec un champ laser de la forme : $\mathcal{E}_L(\vec{r}, t) = \mathcal{E}(\vec{r}) \cos[\omega_L t + \Phi(\vec{r})]$, on obtient une expression assez complexe pour le coefficient de diffusion [32]:

$$\begin{aligned}
D = & +\hbar^2 k_L^2 \frac{\Gamma}{4} \frac{s}{1+s} \\
& +\hbar^2 \vec{\beta}^2 \frac{\Gamma}{4} \frac{s}{(1+s)^3} \left\{ 1 + \frac{12\delta_L^2 - \Gamma^2}{4\delta_L^2 + \Gamma^2} s + s^2 \right\} \\
& +\hbar^2 \vec{\alpha}^2 \frac{\Gamma}{4} \frac{s}{(1+s)^3} \left\{ 1 + \frac{-4\delta_L^2 + 3\Gamma^2}{4\delta_L^2 + \Gamma^2} s + 3s^2 + \frac{4\delta_L^2 + \Gamma^2}{\Gamma^2} s^3 \right\} \\
& -\hbar^2 \vec{\alpha} \cdot \vec{\beta} \delta_L \frac{s^2}{(1+s)^3} \left\{ \frac{4\Gamma^2}{4\delta_L^2 + \Gamma^2} + s \right\}
\end{aligned} \tag{1.11}$$

dans laquelle :

- $\vec{\alpha} = \frac{\vec{\nabla} \Omega_1(\vec{r})}{\Omega_1(\vec{r})}$ où $\Omega_1(\vec{r}) = -\frac{d_{eg} \mathcal{E}(\vec{r})}{\hbar}$ est la fréquence de Rabi au point \vec{r}
- $\vec{\beta} = \vec{\nabla} \Phi(\vec{r})$

La première ligne de cette expression provient du caractère aléatoire de la direction des photons émis par émission spontanée. Les trois autres, quant à elles, sont liées de façon plus directe à l'interaction avec le laser. En particulier, la deuxième ligne est non nulle, même dans le cas où le mode du laser est une onde plane. En effet, ce terme provient de la fluctuation de la force de pression de radiation. Enfin, la troisième ligne, qui n'est non nulle que dans le cas où l'amplitude du laser $\mathcal{E}(\vec{r})$ varie dans l'espace, correspond à la diffusion de l'impulsion à cause des fluctuations de la force dipolaire.

Dans les cas particuliers que nous aurons à traiter, en particulier pour les faibles saturations, l'expression complexe 1.11 pourra beaucoup se simplifier (voir paragraphe 1.4.2).

1.3 Atome à plusieurs niveaux

Dans le paragraphe précédent, nous avons uniquement considéré le cas d'un atome à deux niveaux. Cependant, si ce modèle est suffisant pour tirer toutes les idées générales utiles sur les forces dipolaires, il est nécessaire d'être un peu plus précis pour prendre en compte les différents niveaux mis en jeu dans les cas réels. Après quelques généralités, nous traiterons le cas de l'atome de ^{87}Rb , pour finir par exprimer les effets observés en fonction de paramètres expérimentaux.

1.3.1 Généralités - Calcul des déplacements lumineux

Dans des cas réels, les atomes ont toujours plus de deux niveaux, ne serait-ce qu'à cause des sous-niveaux Zeeman. Dans ces conditions, un état fondamental est alors couplé à plusieurs niveaux excités et la forme de la matrice de couplage V_{AL} plus complexe, rendant cette dernière plus délicate à diagonaliser de façon exacte. La théorie des perturbations va donc être très

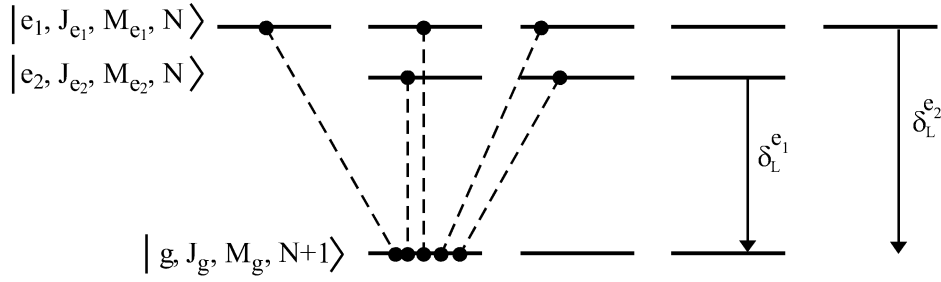


Figure 1.7: Forme de la multiplicité $\mathcal{E}(N)$ pour un atome de plus de deux niveaux. Ici, l'atome possède un état fondamental de moment cinétique total $J_g = 1$ et deux niveaux excités $J_{e_1} = 1$ et $J_{e_2} = 2$. On a également représenté tous les couplages possibles, responsables du déplacement lumineux d'un des sous-niveaux fondamentaux.

utile pour calculer les déplacements d'énergies induits par ces couplages. Une telle situation est représentée sur la figure 1.7.

Pour obtenir le déplacement lumineux du sous-niveau $J_g, M_g, N + 1$ au second ordre des perturbations, il faut sommer tous les couplages avec les sous-niveaux excités.

$$E(J_g, M_g, N + 1) = E^0 + \sum_{e, M_e} \frac{|\langle e, J_e, M_e, N | -\vec{d} \cdot \vec{E}_\perp | g, J_g, M_g, N + 1 \rangle|^2}{\hbar \delta_L^{e,g}}$$

On peut alors évaluer les éléments de matrice de la somme précédente en utilisant le même raisonnement que dans le cas de l'atome à deux niveaux, c'est-à-dire un nombre de photons peu dispersé autour d'une valeur moyenne $\langle N \rangle$ correspondant à un champ cohérent $\mathcal{E}_0 \vec{\epsilon} \cos(\omega t)$. Il prend alors une forme qui ne dépend plus que de l'élément de matrice de la composante du dipole électrique parallèle au champ électrique du mode du laser considéré, soit :

$$\langle e, J_e, M_e, N | -\vec{d} \cdot \vec{E}_\perp | g, J_g, M_g, N + 1 \rangle = -\frac{\mathcal{E}_0}{2} \langle e, J_e, M_e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | g, J_g, M_g \rangle$$

Pour finir, comme l'opérateur dipole électrique est une observable vectorielle, on peut utiliser le théorème de Wigner-Eckart pour en évaluer les éléments de matrice. En prenant une polarisation du laser dans la base standard, on obtient :

$$\langle e, J_e, M_e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | g, J_g, M_g \rangle = D(e, g) \langle J_g, 1; M_g, \epsilon | J_e, M_e \rangle$$

$$\text{où } \begin{cases} D(e, J_e, g, J_g) \text{ est l'élément de matrice réduit de la transition,} \\ \quad \text{indépendant de } M_e \text{ et } M_g. \\ \epsilon = 0, \pm 1 \text{ pour } \vec{\epsilon} = \vec{\pi}, \vec{\sigma}_\pm \\ \langle J_g, 1; M_g, \epsilon | J_e, M_e \rangle \text{ est le coefficient de Clebsch-Gordan de la transition.} \end{cases}$$

L'élément de matrice réduit de la transition $e \leftrightarrow g$ nous permet d'introduire une fréquence de Rabi indépendante des sous-niveaux Zeeman considérés :

$$\hbar \Omega_1(e, g) = D(e, J_e, g, J_g) \mathcal{E}_0$$

Le déplacement lumineux s'écrit finalement :

$$\begin{aligned} \hbar \Delta(g, J_g, M_g, N + 1) &= E(g, J_g, M_g, N + 1) - E^0 \\ &= \sum_e \frac{\hbar \Omega_1^2(e, g)}{4 \delta_L^{e,g}} \sum_{M_e} |\langle J_g, 1; M_g, \epsilon | J_e, M_e \rangle|^2 \end{aligned} \quad (1.12)$$

Dans cette dernière expression, on peut constater que l'ordre de grandeur des déplacements lumineux est toujours donné par $\frac{\hbar\Omega_1^2}{4\delta_L}$, comme dans le cas du modèle simple de l'atome à deux niveaux. En effet, les autres termes de la somme ne faisant intervenir que des coefficients de Clebsch-Gordan de l'ordre de l'unité, on comprend que, dans le cas de discussions qualitatives, les résultats des paragraphes concernant l'atome à deux niveaux seront suffisants.

Remarque :

L'opérateur dipole électrique \vec{d} n'agit que dans l'espace des fonctions d'onde électroniques. L'utilisation du théorème de Wigner-Eckart peut donc se faire à l'aide de plusieurs moments cinétiques relatifs à l'atome. En effet, l'approximation sur la structure des niveaux d'énergie dépend de la grandeur du désaccord du laser. Lorsque ce dernier est suffisamment important, il n'est pas nécessaire de considérer la structure fine ou hyperfine de l'atome. Les niveaux d'énergie ne dépendent donc que du moment cinétique orbital total \vec{L} et c'est dans cette base ($|L, M_L\rangle$) que l'on va décomposer le moment dipolaire électrique selon le théorème de Wigner-Eckart. Cette décomposition donne donc un élément de matrice réduit $D(g, L_g; e, L_e)$.

Si le désaccord du laser est plus faible, il est nécessaire de prendre en compte la structure fine de l'atome. Les niveaux d'énergie dépendent alors du moment cinétique total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, somme du moment cinétique orbital et de spin électronique, on va décomposer le moment dipolaire électrique dans la base $|J, M_J\rangle$, ce qui donne un nouvel élément de matrice réduit $D(g, J_g; e, J_e)$. Comme \vec{d} ne dépend pas du moment cinétique de spin, l'expression de ce nouvel élément de matrice réduit se déduit simplement de $D(g, L_g; e, L_e)$ en décomposant $\vec{d}\cdot\vec{\epsilon}$ dans la base découplée $|L, S; M_L, M_S\rangle$ puis en effectuant le changement de base vers la base couplée $|L, S; J, M_J\rangle$ à l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan. On comprend alors aisément que le passage d'un élément de matrice réduit à un autre ne fait intervenir que des paramètres de changement de base $\{|L, S; M_L, M_S\rangle \leftrightarrow |L, S; J, M_J\rangle\}$.

La même opération permet de calculer l'expression des déplacements lumineux dans le cas de la structure hyperfine, lorsque le désaccord du laser est trop faible pour se contenter de la structure fine.

1.3.2 Cas d'un alcalin - Atome de rubidium (^{87}Rb)

Dans le cas d'un alcalin comme l'atome de Rubidium (Rb), la structure des niveaux électroniques est essentiellement donnée par l'état de l'électron périphérique. Le cas de l'atome de Rubidium est représenté sur la figure 1.8.

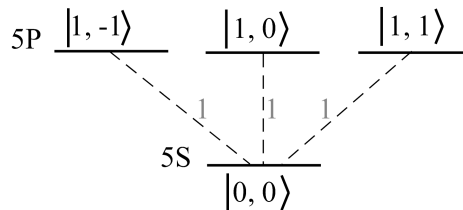


Figure 1.8: Structure des niveaux électroniques de l'atome de Rubidium. Grâce à la simplicité de cette dernière, les coefficients de Clebsch-Gordan de ces transitions sont égaux à un.

Comme cette structure est particulièrement simple, l'expression du moment dipolaire électrique l'est également :

$$\langle 1, m | \vec{d}\cdot\vec{\epsilon} | 0, 0 \rangle = D_0 \langle 0, 1; 0, \epsilon | 1, m \rangle = D_0 \delta_{m, \epsilon}$$

Structure fine

La prise en compte de la structure fine lève la dégénérescence de spin et on doit alors écrire les nouveaux niveaux d'énergie dans la base couplée $\{|L, S; J, M_J\rangle\}$ (figure 1.9). Pour obtenir cette dernière, on a couplé le moment orbital \vec{L} avec un moment cinétique de spin $\vec{S} = 1/2$.

$$\begin{array}{cccccc}
 & & & & & \\
 & & & & & \\
 L=1 & \left\{ \begin{array}{cccc} \hline -3/2 & -1/2 & 1/2 & 3/2 \\ \hline & -1/2 & 1/2 & \\ \hline & & & 5P1/2 \\ \hline \end{array} \right. & & & 5P3/2 \\
 & & & & & \\
 L=0 & & \begin{array}{cc} \hline -1/2 & 1/2 \\ \hline \end{array} & & & 5S1/2
 \end{array}$$

Figure 1.9: *Structure fine de l'atome de Rb*

De même que précédemment, on peut appliquer le théorème de Wigner-Eckart pour exprimer les éléments de matrice de couplage entre un sous-niveau fondamental $|J_g, m_g\rangle$ et un sous-niveau excité $|J_e, m_e\rangle$:

$$\langle J_e, m_e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | J_g, m_g \rangle = D(J_g, J_e) \langle J_g, 1; m_g, \epsilon | J_e, m_e \rangle$$

Cependant, l'élément de matrice réduit $D(J_g, J_e)$ dépend, a priori, du niveau excité considéré. Pour les exprimer en fonction de D_0 , il suffit de décomposer la base couplée sur la base découplée pour obtenir :

$$\begin{aligned}
 |J_g, m_g\rangle &= |0, J_g; 0, m_g\rangle \\
 |J_e, m_e\rangle &= \sum_{m_l+m_s=m_e} \langle 1, 1/2; m_l, m_s | J_e, m_e \rangle |1, 1/2; m_l, m_s\rangle
 \end{aligned}$$

Ensuite, on peut calculer directement $\langle J_e, m_e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | J_g, m_g \rangle$ à l'aide de cette décomposition.

$$\begin{aligned}
 \langle J_e, m_e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | J_g, m_g \rangle &= \sum_{m_l+m_s=m_e} \underbrace{\langle 1, 1/2; m_l, m_s | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | 0, J_g; 0, m_g \rangle}_{D_0 \delta_{m_s m_g} \delta_{m_l \epsilon}} \langle 1, 1/2; m_l, m_s | J_e, m_e \rangle \\
 &= \sum_{\epsilon+m_g=m_e} D_0 \underbrace{\langle 1, 1/2; \epsilon, m_g | J_e, m_e \rangle}_{J_g}
 \end{aligned}$$

A cause du coefficient de Clebsch-Gordan dans la dernière ligne, la somme ne possède qu'un seul terme non nul. De plus, la simplicité du problème ($L = 0$ au fondamental et $J_g = S = 1/2$) nous a permis de faire facilement cette transformation. Enfin, l'interversion des deux moments cinétiques 1 et J_g dans le Clebsch-Gordan fait apparaître un signe $(-1)^{J_g+1-J_e} = (-1)^{3/2-J_e}$, de sorte que :

$$\langle J_e, m_e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | J_g, m_g \rangle = (-1)^{J_g+1-J_e} D_0 \langle J_g, 1; m_g, \epsilon | J_e, m_e \rangle$$

On obtient donc par identification les coefficients de matrice réduit pour la structure fine :

$$\begin{cases} D(1/2, 1/2) = (-1)^{3/2-1/2} D_0 = -D_0 \\ D(3/2, 1/2) = (-1)^{3/2-3/2} D_0 = D_0 \end{cases}$$

Au signe près, les éléments de matrice réduits sont donc les mêmes pour la structure fine.

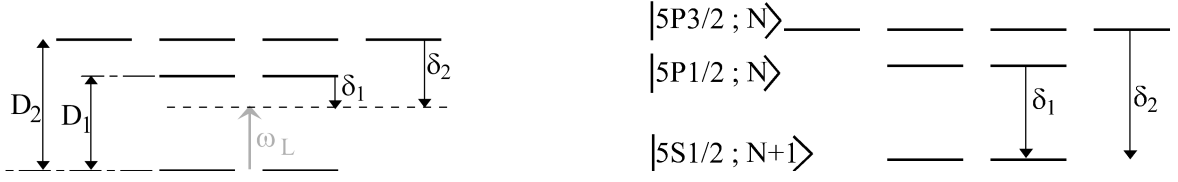


Figure 1.10: A gauche : Structure fine de l'atome de Rb. On a, en plus, représenté le laser et les désaccords respectifs pour chacun des niveaux excités. A droite : Représentation de la multiplicité $\mathcal{E}(N)$ pour l'atome habillé.

Calcul des déplacements lumineux des différents niveaux

On peut maintenant calculer les déplacements lumineux pour un désaccord rouge et pour une polarisation $\vec{\pi}$, c'est-à-dire que $\epsilon = 0$. Les différentes notations sont représentées sur la figure 1.10.

La définition de la fréquence de Rabi, qui devrait a priori dépendre du niveau excité considéré, est donnée par :

$$|\Omega_1| = \left| \Omega_1(J_e = \frac{3}{2}) \right| = \left| \Omega_1(J_e = \frac{1}{2}) \right| = \left| \frac{D_0 \mathcal{E}_0}{\hbar} \right|$$

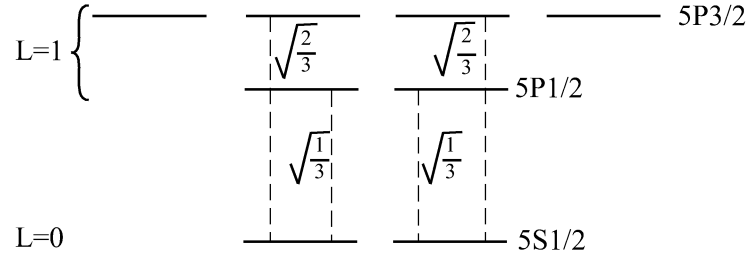


Figure 1.11: Coefficients de Clebsch-Gordan utiles pour un laser polarisé $\vec{\pi}$.

En effet, on a défini cette dernière uniquement en valeur absolue, puisqu'elle n'intervient dans les calculs que sous la forme d'un carré. En utilisant le résultat de l'équation 1.12, ainsi que les coefficients de Clebsch-Gordan de la figure 1.11, on parvient à la conclusion que les deux sous-niveaux Zeeman ont le même déplacement lumineux, donné par :

$$\hbar\Delta(5S_{1/2}) = \frac{\hbar\Omega_1^2}{4} \left[\frac{1}{3\delta_1} + \frac{2}{3\delta_2} \right] \quad (1.13)$$

Si les désaccords δ_1 et δ_2 sont négatifs, les niveaux fondamentaux sont déplacés vers le bas. On peut appliquer le même type de raisonnement pour évaluer les déplacements lumineux des niveaux excités. La présence d'un unique niveau fondamental, $J_g = 1/2$, simplifie un peu la formule des perturbations et on obtient finalement :

$$\begin{cases} \hbar\Delta(5P_{1/2}) &= -\frac{\hbar\Omega_1^2}{4} \left[\frac{1}{3\delta_1} \right] \\ \hbar\Delta(5P_{3/2}) &= -\frac{\hbar\Omega_1^2}{4} \left[\frac{2}{3\delta_2} \right] \end{cases} \quad (1.14)$$

Le déplacement de tous les niveaux est schématisé sur la figure 1.12. Cette figure met également en évidence le déplacement des fréquences des transitions D_1 et D_2 vers le bleu.

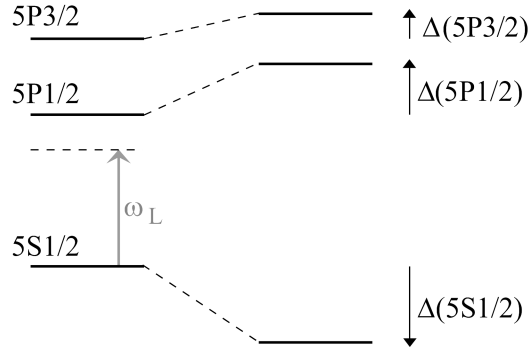


Figure 1.12: *Déplacements lumineux des niveaux de la structure fine de l'atome de Rb pour un laser polarisé $\vec{\pi}$.*

Expression des déplacements lumineux en fonction des paramètres expérimentaux

En général, le champ électrique $\mathcal{E}_0 \cos(\omega_L t)$ correspond à un champ laser d'intensité $I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c \mathcal{E}_0^2$. On remarque alors que les déplacements lumineux sont proportionnels à l'intensité du laser dans lequel se trouve l'atome.

De plus, dans les équations 1.13 et 1.14, les déplacements lumineux sont donnés en fonction de l'élément de matrice D_0 du moment dipolaire électrique. En effet, ce dernier est dissimulé dans la fréquence de Rabi, $|\Omega_1| = \left| \frac{D_0 \mathcal{E}_0}{\hbar} \right|$. On peut l'éliminer des expressions 1.13 et 1.14 de deux façons différentes.

La première consiste à utiliser la forme que prend la durée de vie d'un niveau excité $\Gamma(J_e)$. En effet, lorsque l'atome ne peut se désexciter que vers un unique niveau fondamental J_g , celle-ci est donnée par l'expression suivante :

$$\Gamma(J_e) = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |D(J_g, J_e)|^2$$

On obtient alors, pour le déplacement lumineux du fondamental :

$$\hbar\Delta(5S_{1/2}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I \left[\frac{1}{3\delta_1} + \frac{2}{3\delta_2} \right]$$

et pour les états excités :

$$\begin{cases} \hbar\Delta(5P_{1/2}) &= -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I \left[\frac{1}{3\delta_1} \right] \\ \hbar\Delta(5P_{3/2}) &= -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} I \left[\frac{2}{3\delta_2} \right] \end{cases}$$

La seconde, encore plus utile pour une utilisation expérimentale, consiste à utiliser le fait que le carré de la fréquence de Rabi est proportionnel à l'intensité I du laser utilisé. Etant de plus homogène à une fréquence, il suffit de définir l'intensité de saturation I_{sat} pour laquelle $\Omega_1(I_{sat}) = \Gamma$, pour obtenir l'expression simple :

$$\Omega_1^2 = \frac{I}{I_{sat}} \Gamma^2 \quad \text{avec} \quad I_{sat} = \frac{\hbar\omega_0^3}{6\pi c^2} \Gamma$$

On obtient alors les expressions suivantes pour les déplacements lumineux :

- pour le niveau fondamental :

$$\Delta(5S_{1/2}) = \frac{\Gamma}{4} \frac{I}{I_{sat}} \left[\frac{1}{3\delta_1/\Gamma} + \frac{2}{3\delta_2/\Gamma} \right] \quad (1.15)$$

- et pour les niveaux excités :

$$\begin{cases} \Delta(5P_{1/2}) = -\frac{\Gamma}{4} \frac{I}{I_{sat}} \left[\frac{1}{3\delta_1/\Gamma} \right] \\ \Delta(5P_{3/2}) = -\frac{\Gamma}{4} \frac{I}{I_{sat}} \left[\frac{2}{3\delta_2/\Gamma} \right] \end{cases} \quad (1.16)$$

Dans ces dernières expressions, on peut remarquer que toutes les grandeurs homogènes à des fréquences (Ω_1, δ_i) sont données en unité de Γ .

Pour l'atome de Rubidium, les valeurs de la durée de vie Γ et de l'intensité de saturation sont les suivantes :

$$\begin{cases} \Gamma = 2\pi \times 5,9 \text{ rad.s}^{-1} \\ I_{sat} = 3,2 \text{ mW/cm}^2 \end{cases}$$

Taux d'émission spontanée.

Pour passer de l'atome à deux niveaux à la prise en compte de la structure fine de l'atome de Rubidium, le même type de raisonnement s'applique pour le taux d'émission spontanée. En effet, chaque taux de désexcitation entre sous-niveaux est pondéré par le coefficient de Clebsch-Gordan correspondant, puis ces taux sont sommés pour aboutir, dans le cas d'un laser polarisé $\vec{\pi}$, à une expression de la forme :

$$\Gamma_{sp} = \frac{\Gamma}{4} \frac{I}{I_{sat}} \left[\frac{1}{3(\delta_1/\Gamma)^2} + \frac{2}{3(\delta_2/\Gamma)^2} \right] \quad (1.17)$$

1.3.3 Cas général d'une polarisation quelconque - Structure hyperfine

Le raisonnement simple que nous avons effectué pour la structure fine dans le cas de polarisations linéaires peut se généraliser au cas d'une polarisation quelconque et de la structure hyperfine. Si on désire la prendre en compte, il suffit de rajouter le couplage qui existe avec le moment cinétique du noyau \vec{I} . Dans le cas de polarisations purement linéaires, le problème n'est guère plus compliqué que dans le cas de la structure fine. En effet, tous les sous-niveaux Zeeman m_J ayant les mêmes déplacements lumineux, il en sera de même après le couplage avec le moment cinétique du noyau, si bien que tous les sous-niveaux Zeeman des deux sous-niveaux hyperfins fondamentaux auront les mêmes déplacements lumineux, donnés par l'expression 1.13.

Si la polarisation est purement circulaire, il faut prendre garde que les sous-niveaux Zeeman $m_J = \pm 1/2$ du fondamental de la structure fine ne voient pas les mêmes déplacements lumineux. Ces deux sous-niveaux n'étant plus dégénérés, le couplage au spin du noyau se fait de la même façon que dans le cas de l'effet Zeeman en champ faible et le résultat est que les sous-niveaux m_F de la structure hyperfine ont des déplacements différents. Pour une polarisation pure, c'est-à-dire soit uniformément linéaire ou circulaire, on obtient une expression des déplacements lumineux des niveaux fondamentaux $|F, m_F\rangle$ de la structure hyperfine :

$$\hbar\Delta(F, m_F) = \frac{\hbar\Omega_1^2}{4} \times \frac{1}{3} \left[\frac{2 + \epsilon g_F m_F}{\delta_2} + \frac{1 - \epsilon g_F m_F}{\delta_1} \right] \quad (1.18)$$

où $\epsilon = 0$ pour une polarisation rectiligne et $\epsilon = \pm 1$ pour une polarisation σ_{\pm} . Le facteur de Landé g_F est donné par :

$$g_F = \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{F(F+1)}$$

Dans le cas d'une polarisation quelconque, c'est-à-dire que l'on dispose d'un mélange de polarisation σ_{\pm} et π , des couplages apparaissent entre les sous-niveaux Zeeman des niveaux fondamentaux. L'interaction dipolaire avec le champ électromagnétique prend alors la forme d'un hamiltonien effectif non diagonal. Dans le cas d'un laser piège dipolaire sur le rouge de la raie D_2 avec un désaccord $\delta_2 < 0$, suffisamment faible pour pouvoir négliger la raie D_1 , son expression, calculée dans [53], prend alors la forme suivante. Si le champ électrique est donné par :

$$\vec{E}_L(\vec{x}) = \mathcal{R}e \left[E_L \vec{\epsilon}_L(\vec{x}) e^{-i\omega_L t} \right]$$

où $\vec{\epsilon}_L(\vec{x})$ représente la polarisation locale du laser, l'hamiltonien effectif est donné, pour les états hyperfins fondamentaux $|I, J, F, m_F\rangle$, par :

$$\hat{U}(\vec{x}) = U_J(\vec{x}) \hat{I} + g_F \vec{B}_{eff} \cdot \widehat{\vec{F}}$$

où $U_J(\vec{x})$ est un déplacement global de tous les niveaux, donné par :

$$U_J(\vec{x}) = -\frac{2}{3} \frac{\hbar \Omega_1^2}{4|\delta_2|} |\vec{\epsilon}_L(\vec{x})|^2$$

et \vec{B}_{eff} un champ magnétique effectif, dont l'expression s'écrit

$$\vec{B}_{eff} = \frac{i}{3} \frac{\hbar \Omega_1^2}{4|\delta_2|} [\vec{\epsilon}_L^*(\vec{x}) \wedge \vec{\epsilon}_L(\vec{x})]$$

Par exemple, pour une polarisation pure σ_+ , on prend une polarisation uniforme donnée par :

$$\vec{\epsilon}_L = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + i\hat{y})$$

et on retrouve la formule 1.18, avec $\epsilon = +1$ et $\delta_1 \rightarrow +\infty$

Enfin, dans le cas particulier de l'état hyperfin fondamental de plus grand moment cinétique : $F = I + J$, et en remarquant que $J = 1/2$ pour les alcalins, on obtient un hamiltonien effectif de forme très simple :

$$\hat{U}(\vec{x}) = U_J(\vec{x}) \hat{I} + \vec{B}_{eff} \cdot \widehat{\vec{F}}$$

Dans le cas où les polarisations $\vec{\epsilon}_L^*(\vec{x})$ ne sont pas pures, le produit vectoriel $\vec{\epsilon}_L^*(\vec{x}) \wedge \vec{\epsilon}_L(\vec{x})$ possède des composantes sur \hat{x} ou \hat{y} . L'hamiltonien fait alors apparaître des termes proportionnels à \widehat{F}_x ou \widehat{F}_y , c'est-à-dire des couplages entre les sous-niveaux Zeeman m_F .

1.4 Cas d'un faisceau gaussien

Grâce à ces considérations, la façon la plus simple de réaliser un piège, qui sera qualifié de *piège dipolaire optique*, est de faire focaliser très fortement un laser décalé vers le rouge des transitions optiques. Ainsi, l'intensité présentant un maximum au niveau du col du faisceau, l'atome va donc se retrouver piégé à ce niveau. Enfin, on a intérêt à travailler avec un laser le plus focalisé possible. En effet, ceci permet :

- d'obtenir des intensités élevées avec des puissances raisonnables. On peut alors travailler avec de grands désaccords.
- de réaliser des pièges extrêmement petits (de la taille du col du faisceau)

Dans cette partie, nous allons commencer par donner une description d'un faisceau laser focalisé, montrer que cette géométrie permet de réaliser un piège et en déduire ses caractéristiques en fonctions des paramètres expérimentaux. Dans toute cette partie, on considérera que l'on se trouve :

- dans la limite des grands désaccords : $|\delta_L| \gg \Gamma$
- dans le régime de faible saturation : $\Omega_1 \ll |\delta_L|$

1.4.1 Forme du potentiel

Dans l'approximation paraxiale, un laser focalisé est bien représenté par un mode gaussien TEM_{00} . Dans ce cas, pour un faisceau de puissance P , de longueur d'onde λ , se propageant le long de l'axe Oz , le profil d'intensité est de la forme :

$$I(z, r) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right) = I_0 \frac{1}{1 + \frac{z^2}{z_r^2}} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right)$$

où $I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2}$ est l'intensité maximale du faisceau et où :

- $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_r^2}}$ est le rayon du profil d'intensité à la cote z , défini par $I(r = w(z), z) = I(r = 0, z) \times 13,5\%$
- w_0 est le rayon du profil d'intensité au niveau du col (en $z = 0$)
- $z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est la longueur de Rayleigh. En $z = z_r$, l'intensité $I(r = 0, z = z_r) = I_0/2$.

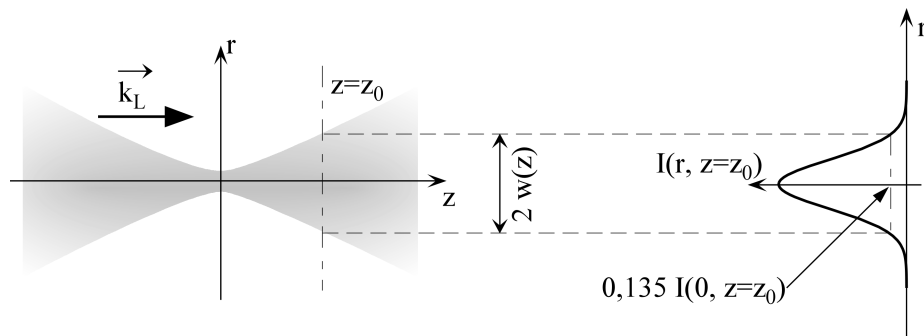


Figure 1.13: Profil d'intensité dans le cas d'un faisceau gaussien se propageant le long de l'axe Oz . Sur la gauche, la zone de l'espace sur laquelle l'intensité du laser est supérieure à 13,5% de l'intensité maximale I_0 est représentée en grisé. Sur la droite, on a tracé la courbe représentant le profil $I(r)$ pour une cote z donnée.

Le profil d'intensité correspondant, ainsi que les différents paramètres ($w(z)$, w_0) sont représentés sur la figure 1.13. Comme les déplacements lumineux sont proportionnels à l'intensité, ils suivront la même dépendance spatiale. Il suffit alors de calculer les déplacements lumineux en $r = 0$ et $z = 0$, c'est-à-dire remplacer I par $I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2}$ dans les formules 1.15 et 1.16, donnant les déplacements lumineux. Ainsi, ces derniers sont donnés par :

$$\Delta(\vec{r}) = \frac{\Delta_0}{1 + \frac{z^2}{z_r^2}} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right) \quad (1.19)$$

où Δ_0 est le déplacement lumineux maximum, situé au centre du piège.

1.4.2 Paramètres du piège dans le cas de l'atome de ^{87}Rb

Le but de ce paragraphe est de donner, à partir des caractéristiques du faisceau piège (puissance P , longueur d'onde λ , taille de col (ou waist) w_0), les expressions des différents paramètres caractérisant le piège dipolaire dans le cas de l'atome de ^{87}Rb .

Taille du piège

Le volume du piège dipolaire ne dépend que des caractéristiques géométriques du faisceau piège : w_0 pour la dimension transversale et z_r pour la dimension longitudinale. L'ordre de grandeur du volume du piège est donc celui d'un cylindre de rayon w_0 et de hauteur $2z_r$, soit : $V = 2\pi w_0^2 z_r$.

Pour une longueur d'onde λ fixée, les caractéristiques géométriques du faisceau piège sont entièrement déterminées par la valeur de la taille du col w_0 . En effet, la longueur de Rayleigh, distance caractéristique longitudinale du faisceau, a pour expression :

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

Cette dernière étant d'autant plus faible que w_0 est petit, la taille du piège dipolaire sera d'autant plus petite que le faisceau est bien focalisé. On peut alors distinguer deux régimes.

- Lorsque $w_0 \gg \lambda$, la longueur de Rayleigh z_r est très grande devant le waist w_0 . On est donc en présence d'un faisceau quasiment parallèle et la forme du piège dipolaire est celle d'un cigare très allongé dans le sens de la direction de propagation.
- Lorsque $w_0 \simeq \lambda$, la longueur de Rayleigh devient de l'ordre de grandeur de celle du waist et le piège dipolaire peut alors être assimilé à une sphère de rayon w_0 .

La forme du potentiel de piégeage est représenté sur la figure 1.14

Profondeur du piège

L'expression 1.19 donne les déplacements lumineux en fonction de la position de l'atome dans le champ du laser. L'énergie potentielle de piégeage de ce dernier étant le déplacement lumineux du niveau fondamental, on obtient alors l'expression suivante :

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{U_0}{1 + \frac{z^2}{z_r^2}} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2\right]}\right) \quad (1.20)$$

où $U_0 = \hbar\Delta_0 = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{I_0}{I_{sat}} \left[\frac{1}{3\delta_1/\Gamma} + \frac{2}{3\delta_2/\Gamma} \right]$ est la profondeur du piège.

Expérimentalement, cette dernière valeur ne sera jamais exprimée en unité d'énergie. En effet, il est commode de la donner sous forme de fréquence (en Hz) grâce à $U_0 = \hbar\Delta_0$ ou encore en mK pour comparer cette dernière à la température des atomes que l'on cherche à piéger.

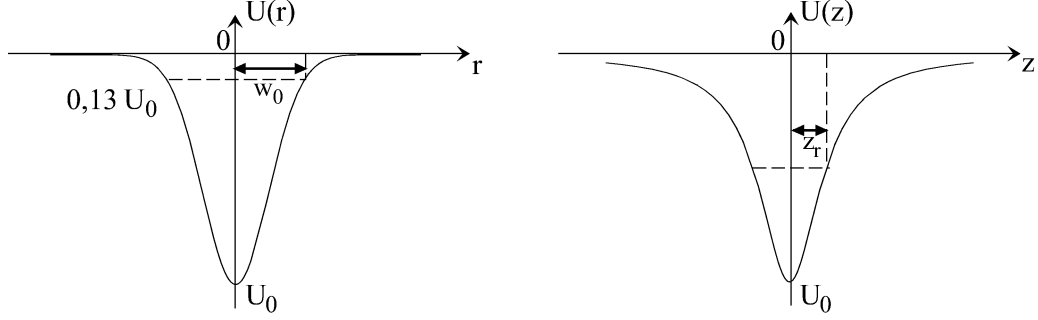


Figure 1.14: *A gauche : le profil de l'énergie potentielle de piégeage transversal est une gaussienne. A droite : le profil de l'énergie potentielle le long de l'axe Oz est une Lorentzienne. Les axes ont des unités arbitraires.*

Déplacement des fréquences de transition

Dans l'atome de rubidium, on est en présence de deux transitions optiques à cause de la structure fine :

- une raie D_1 à 795 nm
- une raie D_2 à 780 nm

Chacune d'entre elle va être décalée proportionnellement à l'intensité du laser. Ainsi, ce déplacement de fréquence dépend a priori de la position de l'atome et possède le même profil que celui de l'intensité du laser piège. Les expressions de ces déplacements au centre du piège sont les suivantes :

$$\begin{cases} \Delta\nu(D_1) = \Delta(5P_{1/2}) - \Delta(5S_{1/2}) = -\frac{\Gamma}{4} \frac{I_0}{I_{sat}} \frac{2}{3} \left[\frac{1}{\delta_1/\Gamma} + \frac{1}{\delta_2/\Gamma} \right] \\ \Delta\nu(D_2) = \Delta(5P_{3/2}) - \Delta(5S_{1/2}) = -\frac{\Gamma}{4} \frac{I_0}{I_{sat}} \frac{1}{3} \left[\frac{1}{\delta_1/\Gamma} + \frac{4}{\delta_2/\Gamma} \right] \end{cases} \quad (1.21)$$

De plus, on peut noter sur les équations 1.21 que les déplacements de fréquences sont positifs (vers le bleu), lorsque les désaccords δ_1 et δ_2 sont négatifs (vers le rouge).

Taux de chauffage et durée de vie intrinsèque

L'expression du coefficient de diffusion est étroitement lié au taux de diffusion résiduel des photons issus du laser piège. Toutes ces propriétés s'expriment donc en fonction du paramètre de saturation qui, pour un atome à deux niveaux, prend la forme :

$$s = \frac{\Omega_1^2}{2\delta_L^2} = \frac{I_0}{I_{sat}} \frac{\Gamma^2}{2\delta_L^2}$$

En effet, comme tous les autres paramètres, s possède le même profil que l'intensité I , c'est pourquoi nous avons choisi de l'exprimer au centre du piège (où $I = I_0$).

Pour obtenir l'ordre de grandeur du taux de chauffage $\frac{D}{m}$, où m est la masse de l'atome de rubidium, on utilise l'expression 1.11 du coefficient de diffusion. S'étant placé dans le régime de faible saturation, cette dernière se simplifie considérablement, puisque $s \ll 1$. De plus, l'intensité étant maximale lorsqu'on se place au centre du piège, le coefficient $\vec{\alpha}$, proportionnel au gradient de la fréquence de Rabi $\Omega_1(\vec{r})$, est nul. Enfin, le gradient de phase $\vec{\beta} = \vec{\nabla}\Phi(\vec{r})$ est essentiellement égal au vecteur d'onde \vec{k}_L de sorte que :

$$\frac{D}{m} = \frac{(\hbar k_L)^2}{m} \Gamma \frac{s}{2}$$

Comme pour la profondeur du piège, on l'exprimera en général en mK/s.

De même que pour l'expression de la force de pression de radiation, on peut interpréter aisément cette expression. L'ordre de grandeur de ce terme de chauffage n'est autre que le produit de l'énergie de recul, acquise par l'atome lors de l'émission spontanée d'un photon, par le taux d'émission spontanée, $\Gamma_{sp} \simeq \frac{\Gamma}{2}s$. Ainsi, dans le cas des atomes à plusieurs niveaux, on prendra comme expression du chauffage :

$$\frac{D}{m} = \frac{(\hbar k_L)^2}{m} \times \Gamma_{sp} \quad (1.22)$$

où l'expression de Γ_{sp} est donnée par 1.17.

Par ailleurs, comme l'atome ne sera pas toujours au centre du piège, où le terme dipolaire proportionnel à $\vec{\alpha}$ est nul, il est légitime de se demander quelle peut être son importance. Pour cela, déterminons son ordre de grandeur :

$$\vec{\alpha} = \frac{\vec{\nabla}\Omega_1}{\Omega_1} \sim \frac{1}{\delta x}$$

où δx est l'ordre de grandeur de la distance sur laquelle varie l'intensité du laser. Or cette dernière n'est autre que la taille du piège dipolaire lui-même et nous verrons dans les chapitres suivants que, dans le cas de longueurs d'ondes optiques, l'obtention de distances δx de l'ordre de la longueur d'onde est déjà particulièrement difficile. C'est pourquoi, on peut raisonnablement considérer, qu'en ce qui nous concerne dans ce mémoire, $\delta x \geq \lambda_L$, de sorte que :

$$\vec{\alpha} \sim \frac{1}{\delta x} \leq k_L \text{ où } k_L \text{ est le vecteur d'onde}$$

Il reste à prendre en compte le facteur multiplicatif donné par la troisième ligne de l'expression 1.11. En général, pour de faibles paramètres de saturation s , l'expression entre accolades est très proche de un. Mais dans le cas des pièges dipolaires très désaccordés, δ_L peut devenir colossal et le dernier terme n'est plus forcément négligeable. Comme on a $s \simeq \Omega_1^2/2\delta_L^2$ pour de grands désaccords, ce terme doit vérifier :

$$\frac{\Omega_1^6}{2\Gamma^2\delta_L^4} \ll 1 \quad \text{soit} \quad s \ll \frac{\Gamma^2}{(\Omega_1^2/\delta)^2}$$

Comme Ω_1^2/δ représente l'ordre de grandeur des déplacements lumineux et qu'ils sont en général d'environ 10Γ , la condition portant sur s devient $s \ll 0.01$, ce qui sera toujours vérifié dans notre cas. Ainsi, ce terme supplémentaire n'apporte pas de changement dans l'ordre de grandeur du coefficient de chauffage.

La durée de vie intrinsèque du piège, c'est-à-dire celle qui n'est limitée que par ce taux de diffusion, est simplement le rapport entre la profondeur du puits précédente U_0 et le taux de chauffage.

En plus du taux de chauffage intrinsèque, dû aux fluctuations des forces radiatives, il peut en exister d'autres, dont l'origine provient des imperfections expérimentales. Comme toute fluctuation est responsable de chauffage, celle de l'intensité du laser ou de la position de son point de focalisation peuvent engendrer des taux de chauffage importants [55], d'où la nécessité d'éviter le plus possible les vibrations.

Fréquences d'oscillations

Lorsque les atomes piégés sont suffisamment froids, leur mouvement s'effectue essentiellement autour de l'origine $\vec{r} = 0$. Dans ce cas, on peut effectuer un développement limité au second ordre de l'énergie potentielle $U(\vec{r})$, donnée par 1.20. Le mouvement des atomes est donc, grâce à cette approximation, un mouvement harmonique dont les fréquences transversale et longitudinale, a priori différentes, sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_{long} = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_r^2}} \\ \omega_{trans} = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \end{array} \right. \quad \text{où} \quad U_0 = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{I_0}{I_{sat}} \left[\frac{1}{3\delta_1/\Gamma} + \frac{2}{3\delta_2/\Gamma} \right] \quad (1.23)$$

La connaissance de ces dernières est particulièrement importante.

- Tout d'abord, leur valeur permet de déterminer si le mouvement du centre de masse de l'atome peut être considéré de façon classique ou de façon quantique. En effet, lorsque l'écart $\hbar\omega$ entre les niveaux de l'oscillateur harmonique correspondant est du même ordre de grandeur que la température kT des atomes, il faut traiter les degrés de liberté externes de l'atome quantiquement.
- Ensuite, s'il est simple de mesurer précisément la puissance d'un faisceau laser, il est plus difficile d'évaluer précisément la taille du waist w_0 . C'est pourquoi, en mesurant les fréquences d'oscillation directement, on peut remonter à la forme exacte du piège dipolaire, en déduisant w_0 et z_r de ces mesures.
- Enfin, leurs valeurs permettra de mettre en place un éventuel dispositif de refroidissement par bandes latérales.

1.4.3 Piégeage transversal et longitudinal

Etant donné la forme du potentiel représenté sur la figure 1.14, le piégeage semble assuré, aussi bien transversalement que longitudinalement. Par contre, dans la direction de propagation, il ne faut pas oublier de prendre en compte la force de pression de radiation résiduelle, si bien que la force dipolaire doit être suffisante pour contrer cette dernière.

Dans le cas d'un atome à deux niveaux, ces deux forces sont données par les expressions 1.6 et 1.8. On peut alors les calculer le long de l'axe Oz :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{F}_{press} = \hbar \frac{\Gamma}{2} s k_L \vec{u}_z \\ \vec{F}_{dip} = -\hbar \delta_L s \frac{\vec{\nabla} \Omega_1}{\Omega_1} = \hbar \delta_L s \frac{z}{z^2 + z_r^2} \vec{u}_z \end{array} \right.$$

Lorsque $\delta_L < 0$, on obtient donc une force résultante de la forme :

$$\vec{F} = \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} s \left(1 - \frac{|\delta_L|/\Gamma}{k_L} \frac{z}{z^2 + z_r^2} \right)$$

Cette dernière peut être considérée comme dérivant d'une énergie potentielle, représentée sur la figure 1.15 pour différents régimes de fonctionnement.

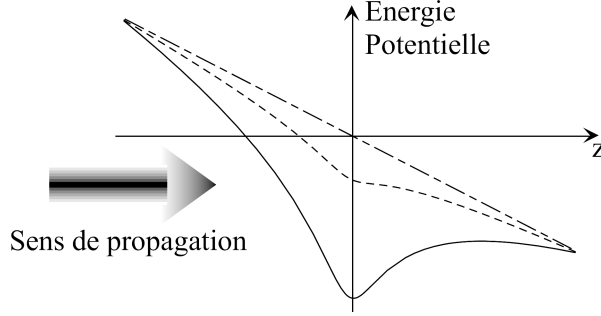


Figure 1.15: *Energie potentielle totale prenant en compte la force dipolaire et la force de pression de radiation le long de la direction de propagation. Pour la courbe en pointillés, le laser n'est pas suffisamment bien focalisé pour assurer un piégeage longitudinal, contrairement au cas représenté en trait plein.*

On peut remarquer que cette force est toujours dirigée vers $z = 0$ dans le demi-espace $z < 0$. Par contre, pour que cette force réalise un piège, il doit exister un petit intervalle dans le demi-espace $z > 0$ sur lequel elle doit être négative. La valeur minimale de la parenthèse étant obtenue pour $z = z_r$, on obtient la limite de piégeage en exprimant que cette dernière doit être négative en $z = z_r$. Le désaccord doit donc être supérieur à la limite suivante :

$$|\delta_L| > \frac{2\pi z_r}{\lambda} \Gamma \quad (1.24)$$

Il est à noter que cette limite inférieure pour le désaccord dépend des paramètres géométriques du faisceau par l'intermédiaire de z_r . A désaccord fixé, cette condition peut être modifiée et donner, pour la longueur de Rayleigh z_r , une limite maximale:

$$z_r < \frac{\lambda}{2\pi} \frac{|\delta_L|}{\Gamma}$$

Physiquement, cette condition exprime que le faisceau laser doit être suffisamment bien focalisé.

Remarque concernant la gravité

La prise en compte de la gravité est également susceptible d'affecter le piège dipolaire. En effet, en plus du potentiel de piégeage donné par 1.20, il est nécessaire d'ajouter l'énergie potentielle de gravitation :

$$E_p(z) = mgz$$

où $m = 1.4 \cdot 10^{-25}$ kg est la masse d'un atome de Rubidium et z la coordonnée verticale. La force dipolaire étant maximale dans la direction orthogonale au faisceau, le laser piège sera toujours choisi horizontal. Dans ces conditions, on obtient une énergie potentielle totale dont l'expression est donnée par :

$$U(z) = mgz - |U_0| \exp\left(-\frac{2z^2}{w_0^2}\right)$$

La forme de cette énergie, en fonction de la variable z , est qualitativement la même que celle qui est représentée sur la figure 1.15. Pour pouvoir négliger les effets de la gravitation devant ceux du piège dipolaire, il suffit que la variation d'énergie potentielle de pesanteur, sur l'échelle caractéristique du piège, soit négligeable devant sa profondeur $|U_0|$. Pour un waist de $w_0 = 50 \mu\text{m}$, cette variation est de l'ordre de $2mgw_0 \sim 10 \mu\text{K}$, ce qui est tout à fait négligeable devant les profondeurs de l'ordre du mK que nous rencontrerons.

1.5 Réalisation pratique d'un piège dipolaire

Quand on calcule l'ordre de grandeur de la profondeur d'un piège dipolaire, on obtient typiquement des valeurs de l'ordre du mK . Les atomes que l'on peut piéger dans une telle structure doivent donc avoir des températures inférieures à $1 mK$. C'est pourquoi, pour réaliser expérimentalement de tels pièges, il a été nécessaire d'attendre les méthodes de refroidissement par laser très performantes permettant d'atteindre de telles températures [56, 58, 59].

Par ailleurs, comme nous l'avons vu précédemment, il suffit d'un laser suffisamment focalisé pour réaliser un champ de force attracteur qui piège des atomes autour du point de focalisation. Par contre, la force dipolaire étant une force conservative, un mécanisme de refroidissement annexe est nécessaire pour réussir à charger un tel piège. En effet, sans dissipation, un atome qui arrive, même à faible vitesse, est accéléré lorsqu'il tombe dans le piège, ralenti quand il remonte le potentiel piégeant, mais finit par ressortir avec sa vitesse initiale, puisque son énergie totale, qui se conserve, était supérieure à la profondeur du piège. C'est pourquoi, historiquement, on alternait les phases de mélasses et celles de piégeage [42]. On peut donc imaginer deux méthodes pour charger un piège dipolaire, l'une séquentielle, l'autre continue. Dans tous les cas, on part toujours d'un piège magnéto-optique (PMO) qui sert de réservoir d'atomes froids, d'une température de l'ordre de quelques dizaines de μK , à l'intérieur duquel focalise fortement un faisceau laser pour réaliser le piège dipolaire. Il faut alors bien confondre le centre du piège dipolaire et celui du piège magnéto-optique, sans quoi, à cause des forces importantes présentes dans ce dernier, la profondeur et l'efficacité du piège dipolaire pourraient être altérées.

La physique qui gouverne le transfert des atomes du piège magnéto-optique vers le piège dipolaire semble particulièrement complexe [71]. C'est pourquoi, il existe un grand nombre de séquences possibles, permettant toutes de piéger un maximum d'atomes provenant du piège magnéto-optique [44, 47]. En général, une séquence typique commence par le chargement d'un piège magnéto-optique. Ensuite, on modifie les paramètres de ce dernier, c'est-à-dire sa puissance et son désaccord, tout en allumant en même temps le piège dipolaire. Cette phase, dite phase de contraction, permet de diminuer encore la température des atomes et d'augmenter leur densité pour en piéger un plus grand nombre dans le piège dipolaire. En effet, le volume de piégeage d'un piège dipolaire est souvent bien inférieur à celui d'un piège magnéto-optique. De plus, cette méthode permet de limiter les autres phénomènes qui limitent le chargement d'un piège dipolaire comme la réabsorption de photons spontanés, les collisions photoassociatives [69] et les collisions inélastiques, modifiant l'état hyperfin de l'atome [72]. Enfin, on finit par couper les faisceaux de la mélasse et le champ magnétique.

L'autre méthode, beaucoup plus simple à mettre en œuvre, consiste tout simplement à faire fonctionner, en parallèle et en continu, un piège magnéto-optique au centre duquel focalise en permanence le faisceau du piège dipolaire. L'avantage d'une telle méthode est bien entendu sa simplicité. Par contre, elle présente tous les inconvénients que corrigeait la méthode séquentielle, à savoir qu'elle ne permet pas d'atteindre de grandes densités dans le piège dipolaire, ce qui est de toute façon inutile dans notre cas, puisque nous ne voulons garder qu'un atome unique piégé.

En fait, cette méthode consiste à utiliser la force dipolaire, pour réaliser le piégeage dans un petit volume de l'espace, et la mélasse optique, qui fait partie du fonctionnement du piège magnéto-optique, comme processus dissipatif permettant de refroidir les atomes.

Néanmoins, on peut se poser la question de l'efficacité de ce dernier à l'intérieur du piège dipolaire. Ce qui vient immédiatement à l'esprit concerne les déplacements lumineux. En effet, le désaccord typique d'un piège magnéto-optique est de l'ordre de quelques Γ , alors que le déplacement des fréquences de transition, induites par le piège dipolaire, peut atteindre quelques dizaines de Γ . Pour conclure, il est alors nécessaire de savoir quel type de refroidissement agit dans le piège dipolaire, c'est-à-dire s'il s'agit du refroidissement Doppler ou de celui par gradient de polarisation. Le refroidissement Doppler est optimum pour un désaccord égal à $\Gamma/2$. On peut donc supposer qu'il n'est plus du tout efficace à l'intérieur du piège dipolaire. Au contraire, le refroidissement par gradient de polarisation fonctionne d'autant mieux que le désaccord des faisceaux de mélasse est important et il semble donc théoriquement possible d'obtenir des températures de pièges dipolaires comparables à celle des pièges magnéto-optiques [54]. Par contre, comme ce dernier mécanisme repose sur le mouvement d'un atome dans une onde stationnaire, dont l'échelle caractéristique est la longueur d'onde optique, il est légitime de se poser la question de son efficacité dans des pièges dipolaires très confinés, dont le volume est comparable à la longueur d'onde du laser piège utilisé.

Enfin, il existe principalement deux méthodes pour observer les atomes piégés. La première consiste à observer ces derniers par fluorescence. Elle peut soit être induite par un faisceau sonde annexe, soit directement par les faisceaux de la mélasse. Il suffit donc, dans ce cas, de faire l'image du piège dipolaire sur une caméra. La seconde consiste à enregistrer l'absorption d'un faisceau sonde en fonction de la position dans le piège, à l'aide d'un dispositif d'imagerie par absorption. Si la première méthode est plus facile d'emploi, la seconde permet des observations plus détaillées, comme, par exemple, la mise en évidence de la dépendance spatiale des déplacements lumineux.

Chapitre 2

Un Microscope de Grande OUverture : MIGOU

Notre but étant de réaliser un piège dipolaire dont la taille sera de l'ordre du micron, c'est-à-dire de l'ordre de la longueur d'onde, il est évident qu'on ne pourra se contenter d'une simple lentille pour faire focaliser fortement le laser qui servira de piège dipolaire. C'est pourquoi, un objectif, qui porte le nom de MIGOU, a été spécialement conçu et réalisé dans ce but. Je passerai sous silence sa conception, détaillée dans la thèse de Karine Vigneron [65], qui a effectué cette étude. La réalisation pratique et le montage, entièrement effectués au laboratoire, sont également décrits dans le même manuscrit [65].

De plus, comme il était préférable de placer le dispositif de focalisation au plus près des atomes, afin de pouvoir bénéficier d'une grande ouverture numérique et, par conséquent, d'un petit spot, l'objectif a également été conçu pour pouvoir être placé à l'intérieur de l'enceinte ultra-vide. Enfin, comme nous voulons également réaliser un piège magnéto-optique au voisinage du point de focalisation, il ne faut pas non plus que la distance de travail de l'objectif soit trop petite. Pour résumer, les trois caractéristiques principales de l'objectif, qui en rendent la réalisation complexe, sont sa grande ouverture numérique, sa grande distance de travail et sa compatibilité ultra-vide.

Ce dispositif de focalisation sera utilisé, d'une part, pour créer le piège dipolaire de très petite taille et, d'autre part, pour en faire l'image sur une caméra CCD, avec une très bonne résolution spatiale. Nous commencerons par décrire l'objectif et donner ses performances intrinsèques, avant d'étudier la nouvelle géométrie du piège magnéto-optique qu'il a fallu réaliser. Ensuite, nous décrirons le dispositif mis en place pour réaliser le piège dipolaire, ainsi que les diverses géométries de pièges envisageables. Enfin, nous aborderons le dispositif d'imagerie et ses caractéristiques.

2.1 Présentation générale de l'objectif

Le dispositif optique réalisé comporte deux parties. La première, très performante, est qualifiée de *partie avant*. Elle est utilisée pour faire focaliser le faisceau du piège dipolaire sur un spot de l'ordre du micron et pour collecter la fluorescence des atomes piégés avec une grande efficacité. La seconde, moins performante, est qualifiée de *partie arrière* et se situe de l'autre côté du piège dipolaire. Son but est de recollimater le faisceau piège afin de pouvoir contrôler sa forme, une fois sorti de l'enceinte ultra-vide. En effet, sans cet outil, on n'aurait aucun moyen de contrôle sur la forme du faisceau, au niveau du piège dipolaire.

2.1.1 Partie avant

Cette partie est le cœur du dispositif optique et sera souvent qualifiée d'*objectif*. Constituée de 9 lentilles, c'est elle qui permet de réaliser un spot dont la taille est de l'ordre du micron, limité par la diffraction et dépourvu d'aberrations. Les notations utilisées sont regroupées sur la figure 2.1. Pour un système éclairé par une onde plane et limité par la diffraction, le diamètre du spot, que l'on obtient autour du foyer, est entièrement déterminé par la valeur de l'ouverture numérique, définie par :

$$ON = \sin(\alpha) \simeq \frac{D}{2R} \quad (2.1)$$

où D est le diamètre de la lentille de sortie et R la distance de travail. Dans le cas de MIGOU, on a une ouverture numérique de $ON = \sin(45^\circ) = 0.7071$ et une distance de travail de $R = 9.85$ mm, soit presque 1 cm.

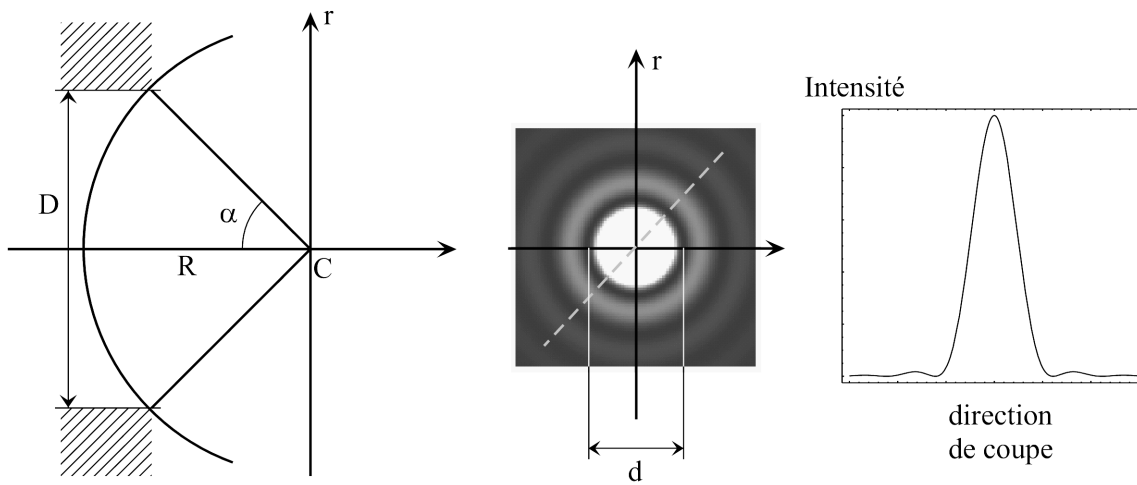


Figure 2.1: *A gauche, on a représenté les différents paramètres qui définissent la focalisation du faisceau lumineux par l'objectif MIGOU, à savoir le diamètre de la pupille D , son ouverture numérique et la distance de travail R . On peut noter que le dernier dioptre est sphérique et que le faisceau focalise au centre de courbure C , que nous qualifierons, dans la suite, de foyer de l'objectif. Au centre, la tache obtenue est une tache d'Airy et son profil d'intensité est représenté à droite. Le diamètre du premier anneau sombre est noté d .*

Dans le cas d'une pupille uniformément éclairée, la forme du spot est une tache d'Airy, représentée sur la figure 2.1. Le diamètre du premier anneau sombre a pour expression :

$$d = \frac{1.22\lambda}{ON}$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière utilisée. Dans notre cas, avec une longueur d'onde $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ et la valeur de l'ouverture numérique, on obtient bien un diamètre de $\Phi = 1.4 \mu\text{m}$.

Les grandes lignes de la conception d'un tel objectif sont les suivantes. Quand on s'éloigne de l'approximation de Gauss, la réalisation d'une image sans aberration nécessite un stigmatisme parfait. Or, pour un dioptre sphérique, seuls deux couples de points sont conjugués de façon rigoureusement stigmatique : le centre de courbure avec lui-même et les points de Young-Weierstrass. C'est pourquoi, lorsque le système travaille en dehors des conditions de Gauss, comme pour les deux lentilles les plus proches du piège, nous n'utilisons que ce type de conjugaison. Le principe d'une telle lentille est représenté sur la figure 2.2.

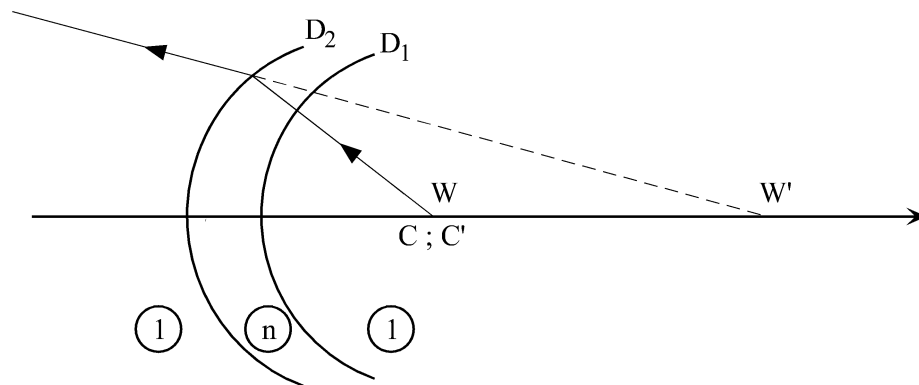


Figure 2.2: *Principe d'une conjugaison rigoureusement stigmatique. Le premier dioptre D_1 réalise une conjugaison du centre de courbure avec lui-même. Ce dernier n'est autre qu'un des deux points de Young-Weierstrass du second dioptre D_2 , qui réalise donc sa conjugaison avec W' . La lentille ainsi réalisée conjugue donc $C \rightarrow W'$ de façon rigoureusement stigmatique.*

Ensuite, comme le rôle des deux premières lentilles est de diminuer l'ouverture du faisceau et de se placer dans les conditions de Gauss, les autres conjugaisons n'ont plus besoin d'être rigoureusement stigmatiques. Cependant, le choix des verres et des rayons de courbures des lentilles doit être très réfléchi, puis optimisé par un logiciel de calcul optique. Enfin, l'étude des tolérances d'un tel système est également primordiale. En effet, le rayon des dioptres, l'épaisseur des lentilles et leurs positions relatives ne pourront jamais être parfaitement identiques au système théorique calculé. C'est pourquoi, les qualités de l'optique doivent également être robustes à de petits défauts géométriques des éléments qui la composent. Ainsi, l'objectif réalisé est capable de faire focaliser le laser piège sur un spot de rayon $r=0.7 \mu\text{m}$. Le point de focalisation du faisceau se trouve au voisinage du centre de courbure du dernier dioptre, c'est pourquoi nous le qualifierons de *foyer de l'objectif* ou encore de *centre de l'objectif*.

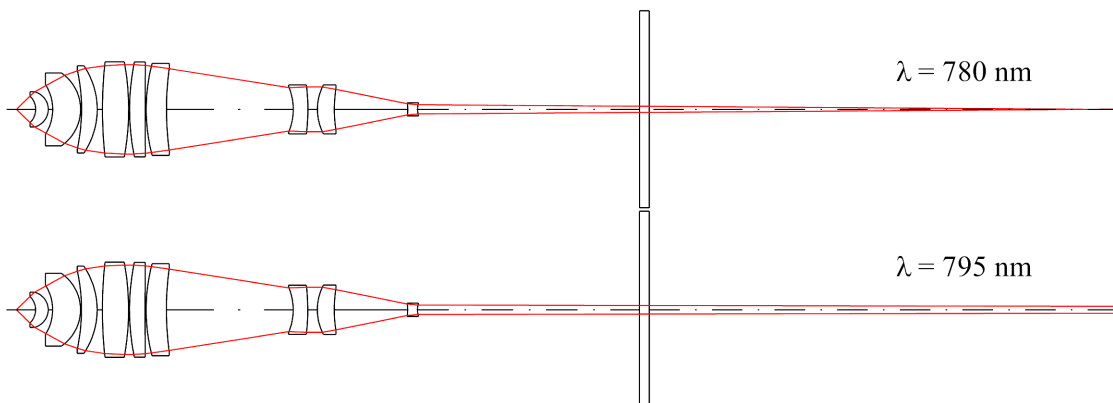


Figure 2.3: *Tracé de rayon pour les deux longueurs d'onde de fluorescence de l'atome de Rubidium. L'objet ponctuel est situé au point de focalisation de l'objectif, c'est-à-dire au centre de courbure du dernier dioptre.*

De plus, malgré le grand chromatisme du système, il a été optimisé pour trois longueurs d'onde. En effet, pour utiliser cet objectif comme dispositif d'imagerie de grande résolution, le système doit être optimisé pour les longueurs d'onde correspondant aux raies de l'atome de Rubidium, c'est-à-dire 780 nm et 795 nm. En ce qui concerne la réalisation du piège dipolaire,

dans le régime des faibles désaccords (500 GHz), on est suffisamment proche des longueurs d'onde de fluorescence pour que le système soit suffisamment bon. Par contre, l'objectif a été également optimisé pour la réalisation d'un piège dipolaire de grand désaccord, à $\lambda = 810$ nm. Pour illustrer ce chromatisme, la figure 2.3 représente la marche des rayons à travers l'objectif, dans le cas d'un objet ponctuel placé au point de focalisation de l'objectif, pour les deux longueurs d'onde de fluorescence.

Pour finir, l'objectif n'a pas été optimisé uniquement pour une image placée sur son axe optique. Le rayon du champ transversal optimisé est de $12.5 \mu\text{m}$ autour du point de focalisation, ce qui correspond à un angle de 5° à l'entrée de l'objectif.

2.1.2 Partie arrière

Cette partie du dispositif est utilisée comme outil de diagnostic sur le faisceau du piège dipolaire. En effet, après la traversée de l'objectif, l'ouverture du faisceau est telle qu'aucune lumière ne ressortirait de l'enceinte ultra-vide. C'est pourquoi, la partie arrière de l'objectif sert à recollimater le faisceau et à le faire converger en dehors de l'enceinte ultra-vide.

Afin de collecter toute la lumière qui converge au foyer de l'objectif, cette partie possède la même ouverture numérique que la partie avant. Cependant, formée uniquement de 4 lentilles, elle n'a pas les mêmes performances que la première. De plus, le premier dioptré a également pour centre le foyer de l'objectif. En revanche, comme les lentilles utilisées sont de plus gros diamètre et que cette partie est plus compacte, elle possède un champ objet beaucoup plus important, c'est-à-dire qu'elle peut permettre de faire une image, en dehors de l'enceinte, d'objets dont la taille est de quelques millimètres, avec un grandissement $G = 16$. Cette situation est représentée sur la figure 2.4

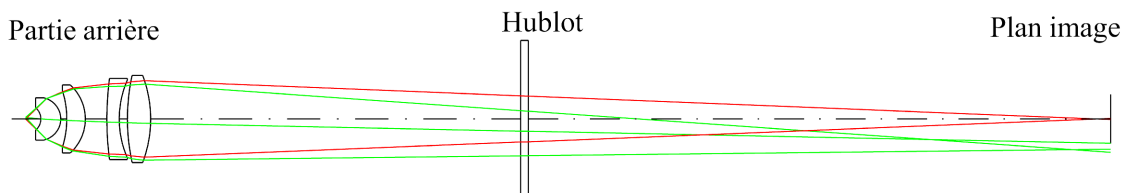


Figure 2.4: Schéma de la partie arrière de l'objectif. Les rayons sont tracés à la fois pour un objet sur l'axe et pour un objet à 1 mm au dessus. Le caractère non stigmatique de la conjugaison est bien observable dans le cas de l'objet hors de l'axe.

2.1.3 Montage et mise sous vide

La dernière étape du montage a consisté à rendre solidaire les différentes parties de l'objectif. Le plus délicat était de faire coïncider le centre de courbure du premier dioptré de la partie arrière avec celui du dernier de la partie avant. Enfin, nous avons mis en place les bobines qui serviront à créer le gradient de champ magnétique nécessaire à la réalisation du piège magnéto-optique, qui chargera le piège dipolaire. L'ensemble du dispositif est représenté sur la figure 2.5.

Une dernière précaution a été de vérifier le comportement du système à une température élevée. En effet, pour obtenir un bon vide à l'intérieur de l'enceinte, il est nécessaire de l'éteuver. C'est pourquoi, avant de placer l'objectif sous vide, nous l'avons soumis, pendant toute une nuit, à une température de l'ordre de 120°C . Ensuite, nous avons vérifié que la partie arrière était toujours centrée sur l'axe optique de la partie avant. Enfin, nous avons refait les tests concernant

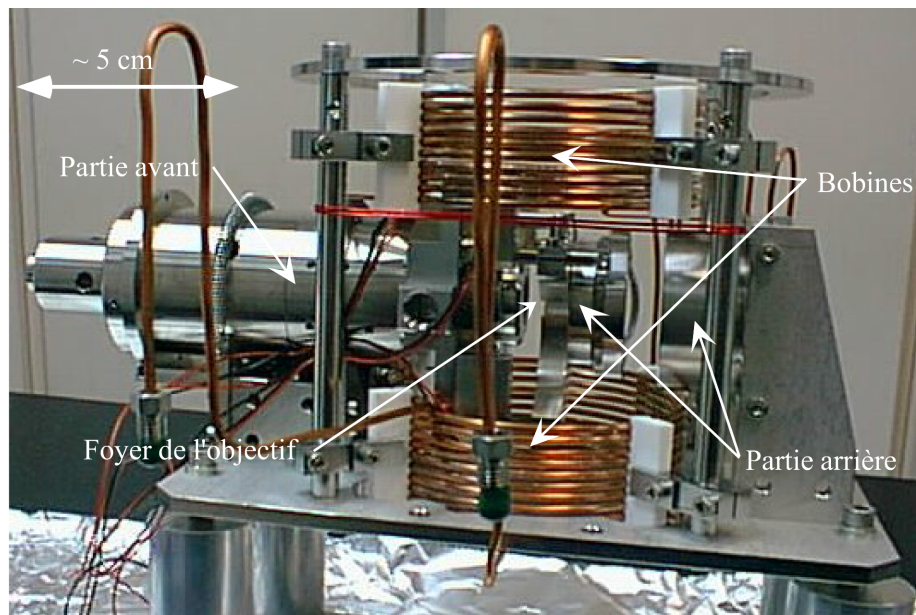


Figure 2.5: Photo de l'ensemble du dispositif.

la mesure de la réponse percussionnelle, entièrement décrits dans [65]. Nous avons ainsi pu constater la robustesse du système à une haute température. Après toutes ces vérifications, nous avons placé l'ensemble du dispositif à l'intérieur de l'enceinte ultra-vide.

2.2 Dispositif expérimental existant

Nous nous sommes appuyé sur un dispositif expérimental existant, dont l'étude détaillée a été réalisée dans les thèses précédentes [65, 66]. Nous n'en rappellerons donc que les grandes lignes, avant de décrire le nouveau piège magnéto-optique qu'il a fallu mettre en place. De plus, nous décrirons, dans le chapitre 3, la réalisation d'un piège dipolaire sur la base de ce dispositif.

2.2.1 Dispositif ultra-vide

L'ensemble du dispositif, représenté sur la figure 2.6, est construit autour d'une enceinte ultra-vide de grande taille (60 cm de diamètre et 25 cm de haut), capable de contenir un certain nombre d'optiques ou d'autres dispositifs utiles aux expériences envisagées. Le dispositif de pompage, constitué d'une pompe ionique et d'une pompe à sublimation de Titane, permet d'obtenir un vide de l'ordre de 10^{-9} Torr. Par un système de vide différentiel, la pression au sein du système contenant la source de Rubidium et le jet atomique est maintenue à quelques 10^{-7} mbar par une pompe primaire et une pompe turbo-moléculaire.

2.2.2 Piège magnéto-optique

Le piège magnéto-optique, que l'on utilise dans cette expérience, est un piège d'atomes de Rubidium, chargé par jet ralenti et placé au centre de l'enceinte ultra-vide. La figure 2.7 représente les différents faisceaux utilisés pour sa réalisation.

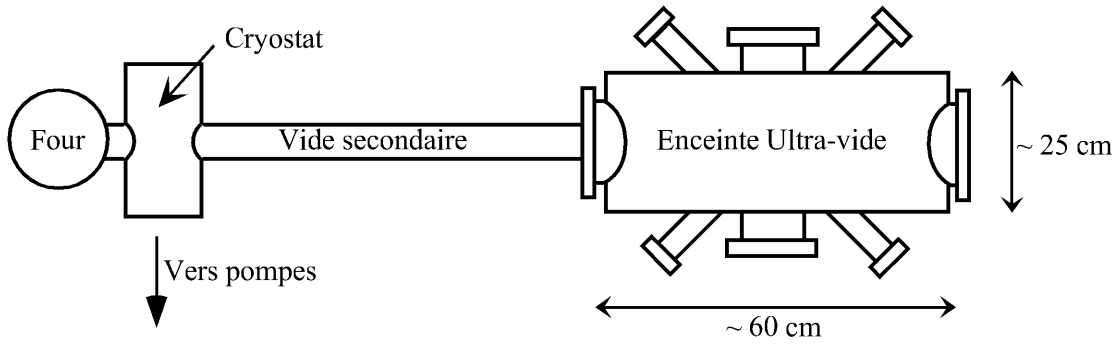


Figure 2.6: Schéma général du dispositif expérimental

Source d'atomes et jet ralenti

La source d'atome est un four dont la température approche les $200\text{ }^{\circ}\text{C}$. Grâce à un système collimateur, il en sort un jet atomique dont le diamètre est de l'ordre de 1 cm et dont la vitesse moyenne est de l'ordre de :

$$v = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \simeq 300\text{ m.s}^{-1}$$

La première étape dans la réalisation du piège magnéto-optique consiste à ralentir ces atomes à l'aide de la pression de radiation. Pour cela, on utilise un faisceau laser contre-propageant, qualifié de "ralentisseur", provenant d'une diode laser accordée sur la transition fermée de la raie D_2 , du ^{87}Rb , $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$. De plus, pour compenser la variation de l'effet Doppler due au ralentissement des atomes, on balaie la fréquence du laser en appliquant une rampe sur le courant de la diode. Cette technique, moins efficace qu'un ralentisseur Zeeman puisqu'elle ne permet de ralentir les atomes que par bouffées, est largement suffisante dans notre cas, où le nombre initial d'atomes dans le piège magnéto-optique n'est pas critique.

Comme l'écart en fréquence entre les sous-niveaux $5P_{3/2}(F'=3)$ et $5P_{3/2}(F'=2)$ est faible, certains atomes sont excités dans le sous-niveau $5P_{3/2}(F'=2)$, bien que la transition $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ soit fermée. Ils peuvent ensuite se désexciter dans le sous-niveau $5S_{1/2}(F=1)$ du fondamental, niveau dans lequel ils ne peuvent plus être excités, à cause des quelques 6.8 GHz qui le sépare de l'autre sous-niveau fondamental $5S_{1/2}(F=2)$. Il est donc nécessaire d'utiliser, en parallèle, une autre diode laser faisant office de repompeur qui, accordée sur la transition $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$, réinjecte les atomes dans le sous-niveau $5S_{1/2}(F=2)$.

Enfin, cette application ne nécessitant pas de source spectralement étroite, la dizaine de MHz de largeur spectrale des diodes laser libres est amplement suffisante.

Piège magnéto-optique proprement dit

Les faisceaux du piège magnéto-optique sont également réalisés intégralement à l'aide de diodes laser. Contrairement au cas précédent, il est nécessaire de disposer de sources spectralement plus fines. Dans ce but, nous avons utilisé une diode laser avec cavité externe. Cette dernière est réalisée à l'aide d'un réseau qui réinjecte à l'intérieur de la diode laser l'ordre -1 et extrait l'ordre zéro. On parvient, avec cette technique, à obtenir une puissance de quelques milliwatts avec une largeur spectrale inférieure au MHz [66].

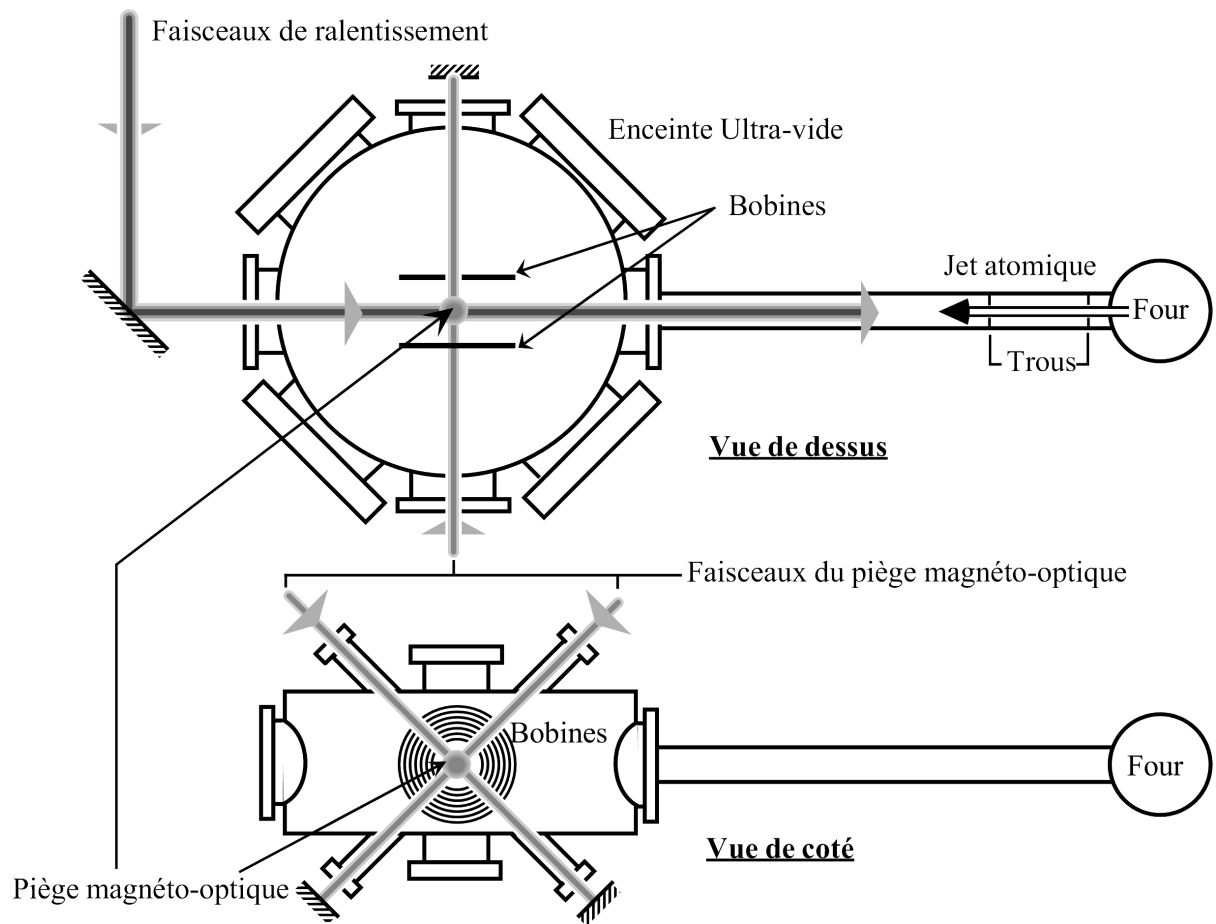


Figure 2.7: Schéma du piège magnéto-optique chargé par jet. Sur la vue de dessus, on distingue le jet atomique ralenti et le faisceau du piège magnéto-optique horizontal. Sur la vue de côté, les deux autres paires de faisceaux sont représentées.

Cette puissance étant insuffisante pour réaliser un piège magnéto-optique, on utilise cette diode laser, qualifiée de laser "maître", pour injecter une diode de puissance, qualifiée de laser "esclave", qui possède ainsi une puissance suffisante pour la réalisation du piège magnéto-optique et les qualités spectrales du laser "maître", à savoir sa fréquence et sa finesse. Pour stabiliser la fréquence du laser "maître", on utilise un asservissement basé sur un signal d'erreur provenant d'un système d'absorption saturée. Les lasers de la mélasse sont accordés sur le rouge de la transition fermée $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ avec un désaccord de quelques largeurs naturelles, ajustable entre 2 et 6 Γ . De plus, comme ces faisceaux de mélasse sont proches de résonance, ils induisent une émission spontanée non négligeable qui permet, par un système d'imagerie qui collecte ces photons, d'observer les atomes piégés grâce à une caméra, voire même directement à l'œil nu.

Ensuite, le gradient de champ magnétique, nécessaire au piège magnéto-optique, est réalisé à l'aide de deux bobines en configuration anti-Helmholtz, placées à l'intérieur de l'enceinte ultra-vide. Ces dernières étant refroidies par air comprimé, on peut y faire passer jusqu'à 20 Ampères. En plus, afin de compenser d'éventuels champs magnétiques parasites, trois paires de bobines

en configuration Helmholtz ont été placées en dehors de l'enceinte sur les trois directions de l'espace.

Enfin, comme pour le dispositif de ralentissement, il est nécessaire de superposer sur les faisceaux de la mélasse un laser de repompage, le "repompeur piège", obtenu grâce à une diode laser libre.

Piège sombre et Dark spot

A cause du pompage optique induit par la présence des repompeurs, les atomes piégés sont essentiellement dans le sous-niveau $5S_{1/2}(F = 2)$. Pour obtenir des atomes dans le sous-niveau $5S_{1/2}(F = 1)$, et donc découplés des faisceaux pièges, il faut masquer localement le repompeur du piège [60]. Malheureusement, s'ils n'interagissent plus avec les faisceaux du piège, ils ne subissent plus de force de rappel et s'échappent alors en quelques millisecondes.

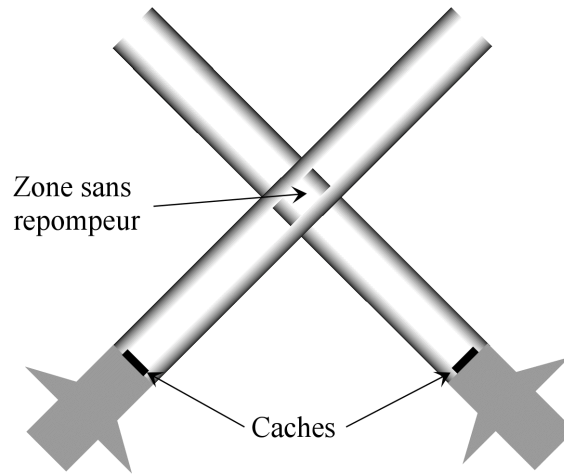


Figure 2.8: Schéma de principe du Dark Spot.

On peut néanmoins tirer profit de cette idée en remarquant qu'il est inutile que les atomes situés au centre du piège subissent cette force de rappel. En effet, celle-ci n'a besoin d'agir uniquement sur les atomes qui tentent de s'enfuir à la circonférence du piège. C'est pourquoi, comme le montre la figure 2.8, on dispose, sur le trajet des repompeurs du piège, une pastille noire absorbante au centre du faisceau. Ainsi, au niveau du nuage atomique, le repompeur est absent au centre, laissant les atomes tomber dans $F = 1$. Par contre, à la périphérie, il repompe dans $F = 2$ les atomes qui s'échappent, pour que ceux-ci soient ensuite ramenés au centre grâce à la force de rappel. Comme les atomes qui sont dans le sous-niveau $F = 1$ ne voient plus les faisceaux de mélasse, ils n'absorbent plus de photons et deviennent donc invisibles, d'où le nom de piège sombre pour un tel dispositif.

Conclusion

Finalement, le piège magnéto-optique possède un diamètre de l'ordre de 3 à 4 millimètres. Il peut contenir jusqu'à 100 millions d'atomes qui sont soit dans l'état $5S_{1/2}(F = 1)$, soit dans l'état $5S_{1/2}(F = 2)$, suivant l'utilisation ou non du dispositif de Dark-Spot. Des mesures de températures ont également été réalisées par temps de vol et ont montré que la température du nuage atomique était bien sub-Doppler [58, 67]. Comprises entre 10 et 50 μK , ces dernières sont

largement compatibles avec la réalisation de pièges dipolaires, dont la profondeur est de l'ordre du millikelvin. Ensuite, la durée de vie caractéristique de notre piège magnéto-optique, limitée par le vide résiduel dans l'enceinte ultra-vide, est de l'ordre de $\tau = 2$ s.

Une quantité utile, pour l'évaluation de certains ordres de grandeur, est le paramètre de saturation s , induit par les faisceaux de la mélasse. Pour une puissance de 10 mW sur un faisceau d'environ 2 cm de diamètre, on a une intensité de l'ordre de 30 mW/cm², soit environ 10 I_{sat} . On obtient donc un paramètre de saturation donné par :

$$s = \frac{2I}{I_{sat}} \times \frac{1}{1 + 4(\delta/\Gamma)^2}$$

qui varie entre 0,1 et 0,3 pour des désaccords compris entre 6 et 4 Γ .

2.3 Nouveau piège magnéto-optique

A cause de l'encombrement de l'objectif, il a été nécessaire de repenser la géométrie du piège magnéto-optique. En effet, seul 1 cm sépare la partie avant de la partie arrière, d'où la difficulté de réaliser le piège magnéto-optique autour du foyer de l'objectif. Cette partie est donc destinée à décrire sa nouvelle géométrie, la méthode utilisée pour l'observer et ses caractéristiques.

2.3.1 Nouvelle géométrie du piège magnéto-optique

Le nouveau piège magnéto-optique sera toujours chargé par le même jet que celui que nous avons décrit dans la partie précédente. En effet, l'objectif a été placé dans l'enceinte orthogonalement à l'axe du jet.

Quant à la nouvelle géométrie des faisceaux du piège magnéto-optique, elle est représentée sur la figure 2.9. Elle consiste en trois faisceaux rétro-réfléchis, l'un vertical et les deux autres dans le plan horizontal. La seule différence, par rapport à un piège classique, concerne les deux faisceaux de ce plan, qui forment entre eux un angle de 20°, au lieu d'être orthogonaux.

De plus, on met à profit la forme asymétrique des faisceaux issus d'une diode laser pour augmenter, le plus possible, le volume de piégeage. Grâce à leur forme ovale, on a fait en sorte que la grande dimension soit toujours orthogonale à l'axe de MIGOU, direction dans laquelle le faisceau n'est pas diaphragmé. Les encadrés de la figure 2.9 représentent la forme des faisceaux par rapport à l'objectif. Enfin, on a soigneusement choisi la taille des faisceaux pour limiter la diffusion à cause des diaphragmations des montures de l'objectif.

Malgré l'efficacité de piégeage limitée dans la direction de l'axe optique de l'objectif, ce dispositif permet, toutefois, d'obtenir assez facilement un piège magnéto-optique, comme le témoigne la figure 2.10. On dispose, alors, d'un nuage d'atomes froids, d'un diamètre de l'ordre de 1 à 2 mm.

A ce stade, un des points clés est le centrage de ce piège autour du foyer de l'objectif. Pour cela, on peut utiliser les champs de compensations, décrits dans la partie précédente, pour translater le piège dans les trois directions de l'espace. Pour le centrage longitudinal, c'est-à-dire le long de l'axe optique de l'objectif MIGOU, la vue de la caméra vidéo (figure 2.10) est idéale. Pour le centrage transversal, on peut utiliser la partie arrière de l'objectif, à cause de son champ transverse relativement important. Finalement, on dispose d'un piège magnéto-optique, centré autour du foyer de l'objectif, qui servira de réservoir d'atomes froids pour charger le piège dipolaire réalisé à l'aide de la partie avant de l'objectif MIGOU.

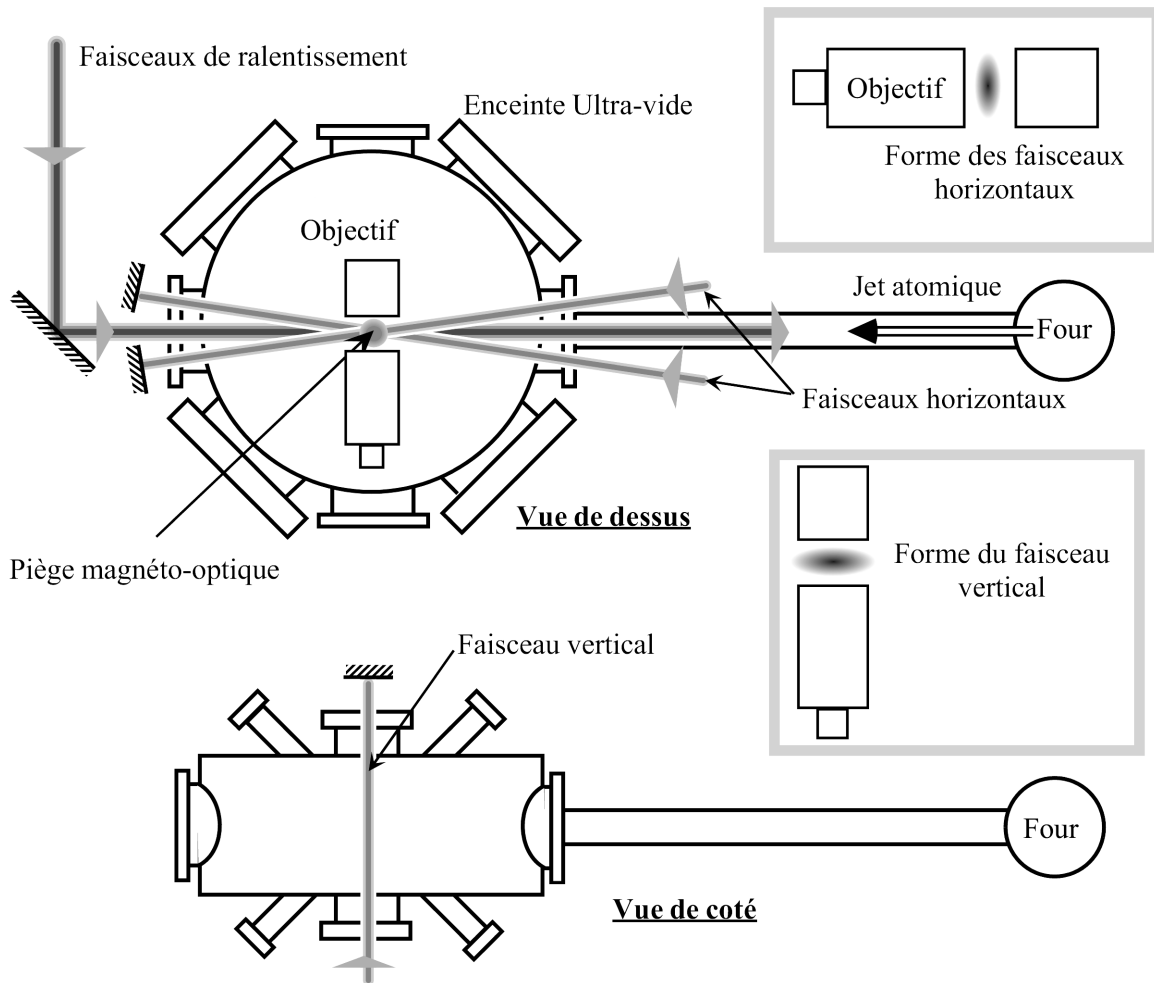


Figure 2.9: Nouvelle géométrie du piège magnéto-optique. La principale différence avec un piège classique provient de l'angle de 20° que font entre eux les faisceaux horizontaux.

2.3.2 Dispositif d'imagerie basé sur la partie arrière

Afin de mieux caractériser notre piège magnéto-optique, nous avons utilisé la partie arrière pour réaliser un dispositif d'imagerie. Son attrait principal repose sur son ouverture numérique de 0.7, qui lui permet de collecter 15% de la fluorescence totale des atomes. De plus, contrairement à la partie avant, elle possède un champ transversal important, qui nous permet de voir entièrement le piège magnéto-optique.

Cependant, à cause de son fort grandissement, on ne peut pas placer directement une caméra dans le plan image de la figure 2.4. En effet, pour un piège de 2 mm de diamètre, l'image obtenue a un diamètre de 3.2 cm, dimension bien plus grande que la surface sensible d'une caméra. On doit alors utiliser une image intermédiaire et la solution retenue est représentée sur la figure 2.11. A cause des angles importants que font les rayons issus des points hors de l'axe, il est nécessaire de placer dans le plan de l'image intermédiaire un verre de champ, formé d'une lentille de grand diamètre et de focale $f=50$ mm, dont le rôle est de rabattre les rayons sur le dispositif de mesure.

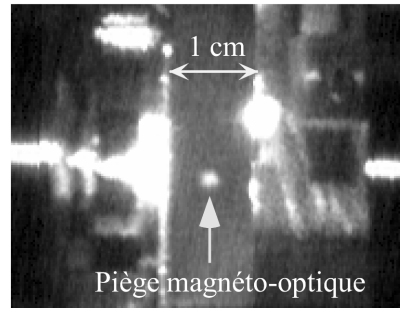


Figure 2.10: Piège magnéto-optique réalisé autour du foyer de l'objectif. La photo est prise directement par une caméra vidéo, dont l'axe est orthogonal à l'objectif MIGOU. On voit clairement les parties avant et arrière, séparées d'environ 1 cm.

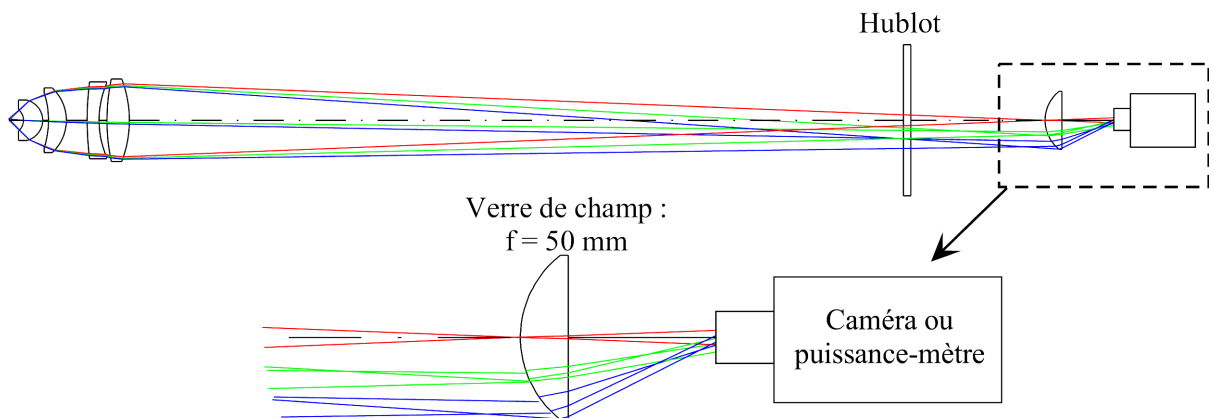


Figure 2.11: Dispositif d'imagerie basé sur la partie arrière. Les rayons tracés correspondent à trois points objets situés sur l'axe, à 0.5 mm et 0.9 mm de l'axe. Le verre de champ de focale $f=50$ mm, placé dans le plan de l'image intermédiaire, conjugue la pupille de sortie soit avec la surface sensible d'un puissance-mètre, soit avec l'objectif d'une caméra vidéo. En effet, sans cette lentille aucun rayon provenant des deux points hors de l'axe n'entrerait dans ces dispositifs. On peut remarquer, au passage, que le système n'est pas du tout stigmatique pour les points hors de l'axe.

Ce dernier sera constitué soit d'une caméra vidéo, pour faire l'image du piège magnéto-optique, soit d'un puissance-mètre, pour mesurer la quantité de fluorescence émise par les atomes.

Malheureusement, à cause des aberrations, les images obtenues sur la caméra ne sont pas fameuses. Par contre, grâce à la grande efficacité de collection, les mesures de puissance de fluorescence émise par les atomes permet une bonne évaluation du nombre d'atomes piégés.

2.3.3 Caractéristiques du piège magnéto-optique

La détermination du nombre d'atomes piégés découle directement de la mesure du taux de fluorescence du piège. Comme les faisceaux de mélasse mettent en jeu une transition fermée, on peut utiliser les formules relatives à l'atome à deux niveaux. Dans ce cadre, le taux de photons émis par un atome est donné par :

$$\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad \text{avec} \quad s = \frac{2I}{I_{sat}} \frac{1}{1+4(\delta/\Gamma)^2}$$

La puissance émise par N_{at} atomes est donc de :

$$\mathcal{P} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \times h\nu \times N_{at}$$

L'ouverture numérique de 0.7, correspondant à un cône de demi-angle de 45° , permet de collecter 15% de cette puissance émise. Les mesures de puissances effectuées pour différents désaccords du piège magnéto-optique étant de l'ordre de $1 \mu\text{W}$, on peut exprimer le nombre d'atomes par :

$$N_{at} = 1.4 \cdot 10^6 \times \frac{1+s}{s} \times \mathcal{P}(\mu\text{W})$$

Le nombre d'atomes obtenu est résumé sur la figure 2.12.

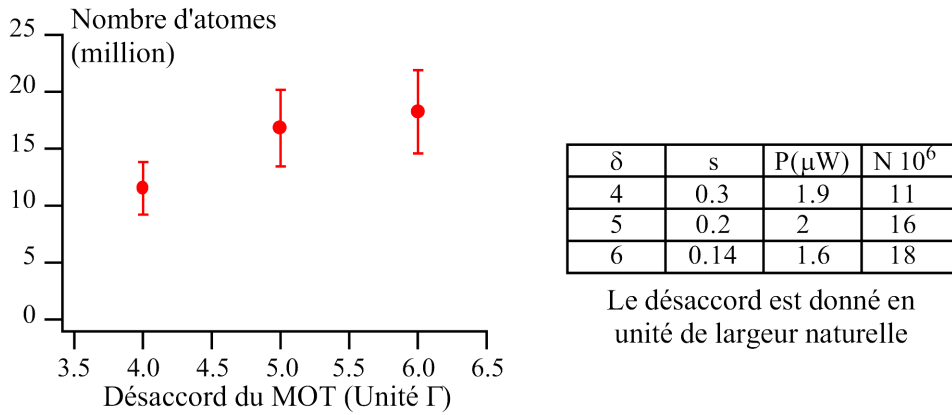


Figure 2.12: Nombre d'atomes obtenu par la mesure de la fluorescence à l'arrière de l'objectif, pour différentes valeurs du désaccord du piège magnéto-optique. Le désaccord est donné en unité de largeur naturelle Γ et la puissance de fluorescence mesurée en μW . Le nombre d'atomes obtenus est de l'ordre de $15 \cdot 10^6$.

Ce nombre est inférieur à celui que l'on avait obtenu dans le cas du piège magnéto-optique précédent, mais si on considère que ce nouveau piège, avec un diamètre de l'ordre de 1 mm, est plus petit que le précédent, on obtient une densité comparable de :

$$n_0 \simeq 4 \cdot 10^{-3} \text{ at}/\mu\text{m}^3$$

Avec une telle densité, il est raisonnable de penser qu'un piège de l'ordre de quelques microns cube sera capable de capturer un atome unique.

2.4 Formation du piège dipolaire

Pour profiter au mieux de toutes les qualités de l'objectif, il est nécessaire d'y envoyer un faisceau de forme bien particulière. L'objet de cette partie consiste justement à décrire la façon de mettre en forme le faisceau servant à réaliser le piège dipolaire, que nous qualifierons, dans la suite, de *faisceau piège*. Après avoir donné le dispositif utilisé et les paramètres de contrôle, nous mettrons en évidence deux régimes. Dans le premier, le faisceau est quasiment parallèle et réalise un piège dont la géométrie est cylindrique. Dans l'autre, grâce à l'utilisation de toute l'ouverture numérique disponible, le faisceau focalise sur un spot de l'ordre du micron.

2.4.1 Description du montage

Le faisceau piège provient d'un laser Titane-Saphir, pompé par un laser Argon. Avant d'entrer dans une fibre monomode à conservation de polarisation, afin d'effectuer un filtrage spatial, il traverse un modulateur électro-optique, qui sera utilisé pour l'asservissement de sa puissance et, par la suite, pour couper rapidement la force de piégeage ou pour la moduler. A la sortie de la fibre, un objectif commercial Nacet est utilisé pour collimater le faisceau, qui est ensuite envoyé dans la partie avant de l'objectif. Sur cette partie du montage, représenté sur la figure 2.13, on a placé un cube à séparation de polarisation, qui sera utilisé pour le dispositif d'imagerie.

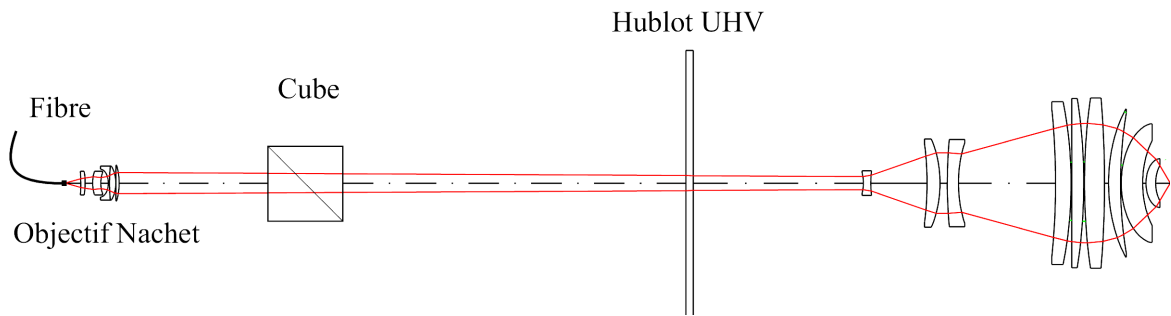


Figure 2.13: *Dispositif de mise en forme du faisceau piège après la sortie de la fibre. Le cube à séparation de polarisation sera utilisé par la suite pour le dispositif d'imagerie. La configuration représentée ici correspond au régime où le faisceau piège focalise au centre de l'objectif avec un waist de $0.7 \mu\text{m}$.*

Après son passage par le foyer de l'objectif, le faisceau traverse la partie arrière, comme sur la figure 2.4, puis est envoyé sur une photodiode de contrôle, placée à la sortie de l'enceinte ultra-vide. On mesure ainsi la puissance utilisée pour le piège dipolaire, et le signal reçu est utilisé pour l'asservissement de cette puissance par l'intermédiaire du modulateur électro-optique.

2.4.2 Procédure de réglage

A cause de la complexité de l'objectif, on ne peut pas utiliser une simple relation de conjugaison, comme dans le cas d'une lentille simple. C'est pourquoi, pour connaître la propagation du faisceau dans une configuration donnée, il faut utiliser le même logiciel, CODE V, utilisé pour l'optimisation du système. On rentre donc, sur ordinateur, les informations concernant tous les dioptries, depuis la sortie de la fibre, jusqu'au foyer de l'objectif. Sachant par ailleurs que le faisceau issu de la fibre a un front d'onde plan et un waist de $2.8 \mu\text{m}$, le logiciel est alors capable de donner la forme du faisceau en tout point du montage.

Cependant, d'un point de vue expérimental, il est préférable de n'avoir à agir que sur un minimum de paramètres et de disposer d'un moyen de contrôle direct sur le faisceau lui-même. En premier lieu, nous avons donc cherché ces paramètres et ce moyen de contrôle.

Distance Nacet/Cube	Longueur du cube	Distance Cube/Hublot
10 cm	5 cm	23 cm

Tableau 2.1: *Paramètres fixes pour la mise en forme du faisceau du piège dipolaire.*

Comme le faisceau est quasiment parallèle entre l'objectif de collimation Nacet et l'entrée

de l'enceinte ultra-vide, la forme du spot au niveau du foyer de l'objectif est peu dépendante des positions relatives des différents éléments. On a donc fixé ces paramètres aux valeurs résumées dans le tableau 2.1.

Ainsi, le seul paramètre de contrôle est la distance d entre la sortie de la fibre et l'entrée de l'objectif Nachet. Cette dernière permet d'obtenir différents régimes pour le faisceau piège, comme le montre la courbe 2.14.

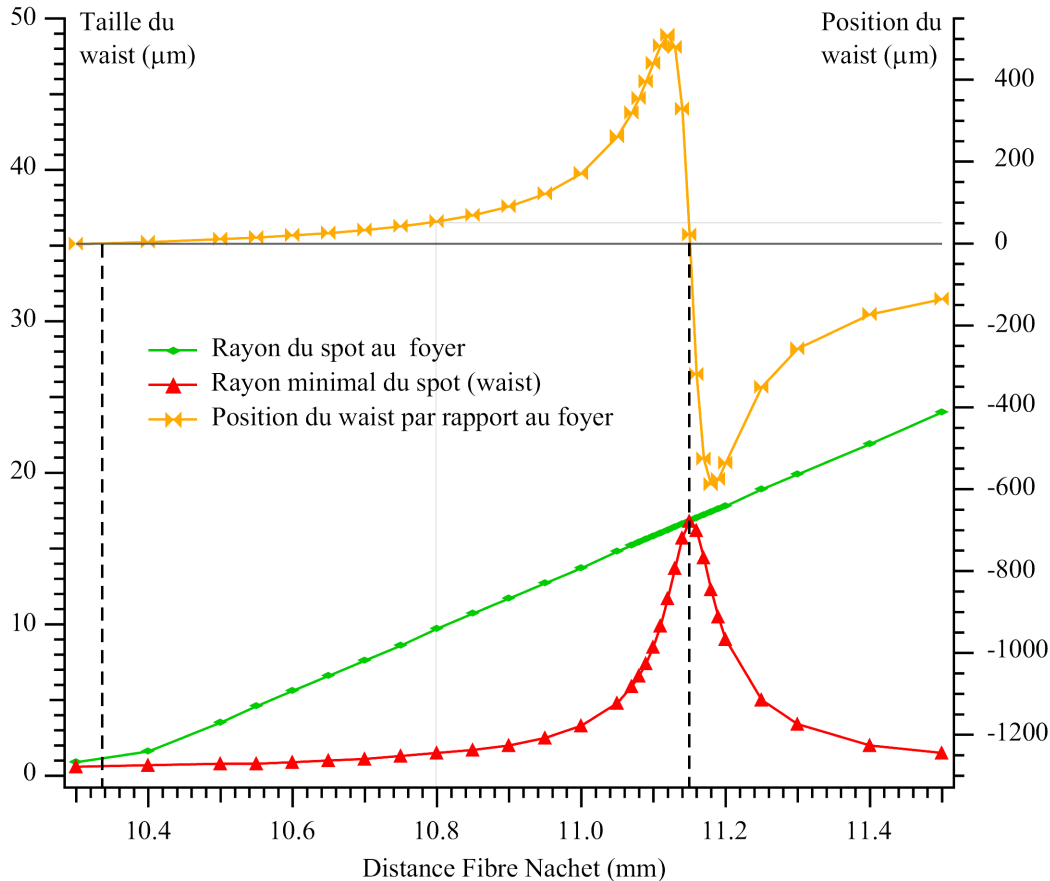


Figure 2.14: Evolution de la forme du faisceau piège au niveau du foyer de l'objectif avec la distance entre la sortie de la fibre et l'objectif Nachet. On a tracé en pointillés les deux positions pour lesquelles le col du faisceau est situé au centre de l'objectif.

Tout d'abord, on peut obtenir un waist minimum de $0.7 \mu\text{m}$ au foyer de l'objectif. Cette situation correspond, en fait, à celle du paragraphe 2.1.1, dans laquelle toute l'ouverture numérique disponible est utilisée, donnant alors une tache de $1.4 \mu\text{m}$ de diamètre.

Ensuite, pour une distance fibre/Nachet variant de 10.3 mm à 11.2 mm , le waist du faisceau varie continûment de $1 \mu\text{m}$ à $16 \mu\text{m}$. Malheureusement, la position de ce col n'est que rarement proche du centre de l'objectif et, par conséquent, le piège dipolaire résultant ne pourra pas être imagé correctement par l'objectif. En effet, ce dernier a été conçu pour faire l'image d'objets distants de moins de $50 \mu\text{m}$ du centre de l'objectif. Ainsi, pour une distance Fibre/Nachet comprise entre 10.8 mm et 11.17 mm , les pièges dipolaires de tailles intermédiaires ne peuvent pas être visualisés au moyen de l'objectif. On a donc deux régimes de fonctionnement, l'un avec un waist important de $16 \mu\text{m}$, correspondant à une distance $d = 11.175 \text{ mm}$, l'autre avec un faisceau plus focalisé de l'ordre du micron, pour des distances d comprises entre 10.3 mm et 10.8

mm .

Enfin, pour trouver le critère de contrôle directement visible sur le faisceau, on a étudié, avec le même logiciel, l'évolution de la taille du spot sur un écran placé à 1 m en sortie de l'enceinte ultra-vide, après la traversée de la partie arrière. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 2.15.

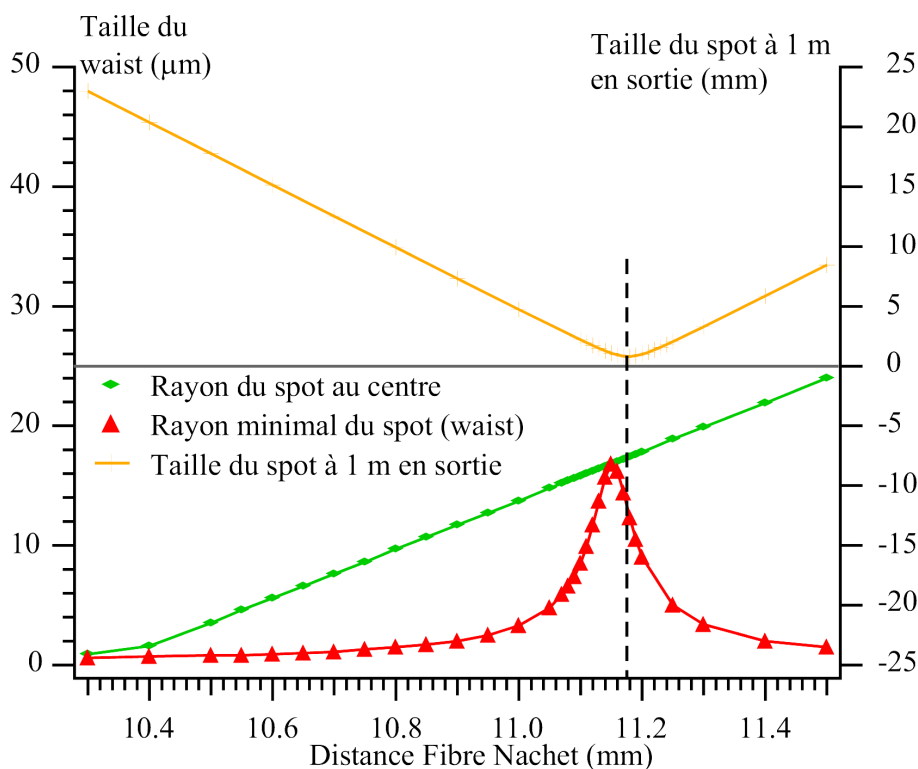


Figure 2.15: Evolution de la forme du faisceau piège à un mètre de la sortie de l'enceinte ultra-vide avec la distance entre la sortie de la fibre et l'objectif Nachet. On a tracé en pointillés la position pour laquelle la taille du faisceau est minimale et qui servira de référence pour connaître la position exacte de la fibre.

Proche du régime où le faisceau est quasiment parallèle à l'intérieur de l'objectif, la taille du spot à un mètre de l'enceinte atteint un minimum. Cette position de la fibre par rapport à l'objectif Nachet est donc facilement repérable expérimentalement et c'est donc cette position particulière qui servira de référence.

La procédure de réglage est donc trouvée : on cherche la position de la fibre pour laquelle la tache de sortie est minimale, puis on la rapproche de l'objectif Nachet de la distance adéquate pour obtenir le waist désiré, au centre de l'objectif.

2.4.3 Régime de faisceau “ quasi parallèle ”

D'après le paragraphe précédent, il est possible de se placer dans un régime dans lequel le piège dipolaire a une géométrie cylindrique. Avec un waist $w_0 = 16 \mu\text{m}$, on obtient une longueur de Rayleigh $z_r = 1 \text{ mm}$. Cette géométrie sera mise à profit dans le chapitre 3, dans lequel nous décrirons la réalisation d'un piège dipolaire croisé. La principale utilité de cette expérience sera de tester le système d'imagerie que nous décrirons au paragraphe 2.5, avec une géométrie de piège dipolaire plus classique, déjà réalisée dans de nombreux groupes.

2.4.4 Régime de forte focalisation

Le régime de fonctionnement le plus intéressant est, sans aucun doute, celui qui utilise toutes les capacités de l'objectif et qui correspond à un faisceau piège très focalisé. Quand on passe d'un waist de $16 \mu\text{m}$ à un waist de $1 \mu\text{m}$, l'intensité du faisceau est multipliée par un facteur 200, ce qui permet de travailler à de grands désaccords. C'est pourquoi, l'objectif a été optimisé pour une longueur d'onde de 810 nm , ce qui correspond à un désaccord d'environ 7000 GHz sur le rouge de la raie D_1 . Malgré tout, il est nécessaire que le front d'onde entrant dans l'objectif soit de bonne qualité, d'où l'importance de l'optique qui met en forme le faisceau.

A la sortie de la fibre monomode, on dispose d'un front d'onde parfaitement plan et d'un profil d'intensité gaussien, de waist $w = 2.8 \mu\text{m}$. L'objectif commercial Nachet est optimisé pour une conjugaison foyer→infini, régime adapté au cas d'une forte focalisation, comme le montre la figure 2.13. Une façon quantitative de vérifier la qualité de l'ensemble du dispositif, dans ce régime, consiste à tracer sa fonction de transfert de modulation (figure 2.16).

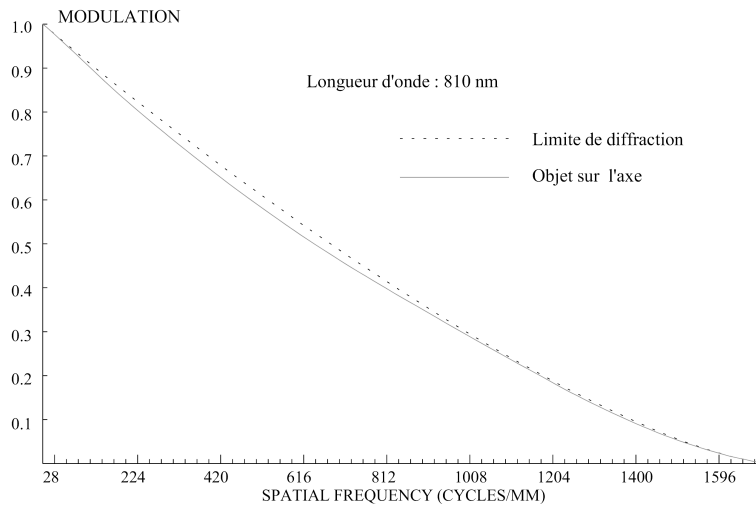


Figure 2.16: Comparaison entre la fonction de transfert de modulation du système complet, utilisé en régime de plus forte focalisation, et de celle que l'on obtiendrait pour le même système, limité par la diffraction.

Cette dernière est définie comme la transformée de Fourier de la réponse percussionnelle. Pour un système limité par la diffraction, elle est proportionnelle au carré de la transformée de Fourier d'une pupille circulaire. C'est pourquoi, la fonction de transfert de modulation d'un système limité par la diffraction aura la forme du produit de convolution de deux cercles, c'est-à-dire une forme à peu près triangulaire, comme la courbe en pointillés de la figure 2.16. Plus la courbe du système réel se rapproche de cette dernière, meilleures seront ses qualités optiques.

Enfin, la courbe de la figure 2.14 montre que ce régime n'est pas très critique en ce qui concerne la distance fibre/Nachet. Ainsi, ce régime de forte focalisation n'est pas difficile à obtenir à partir de la position de référence.

2.5 Etude du dispositif d'imagerie

Comme on dispose d'un objectif, limité par la diffraction et capable de faire focaliser un faisceau laser sur un spot de l'ordre de $1 \mu\text{m}$, nous l'utilisons, dans l'autre sens, pour faire l'image des atomes piégés avec une résolution spatiale identique. De plus, on bénéficie également

de sa grande ouverture numérique qui permet de collecter efficacement la lumière émise par les atomes. Il existe deux longueurs d'onde pour lesquelles l'objectif peut être utilisé comme dispositif d'imagerie, correspondant aux raies D_1 et D_2 de l'atome de Rubidium. Malgré le chromatisme de ce dernier, les deux schémas, ainsi que les propriétés optiques, sont quasiment équivalents. C'est pourquoi, nous ne traiterons en détail que le cas de la raie D_2 à 780 nm, qui sera la longueur d'onde la plus utilisée. En effet, grâce à la présence des faisceaux de mélasse, cette fluorescence est automatiquement présente, sans ajout de sonde annexe.

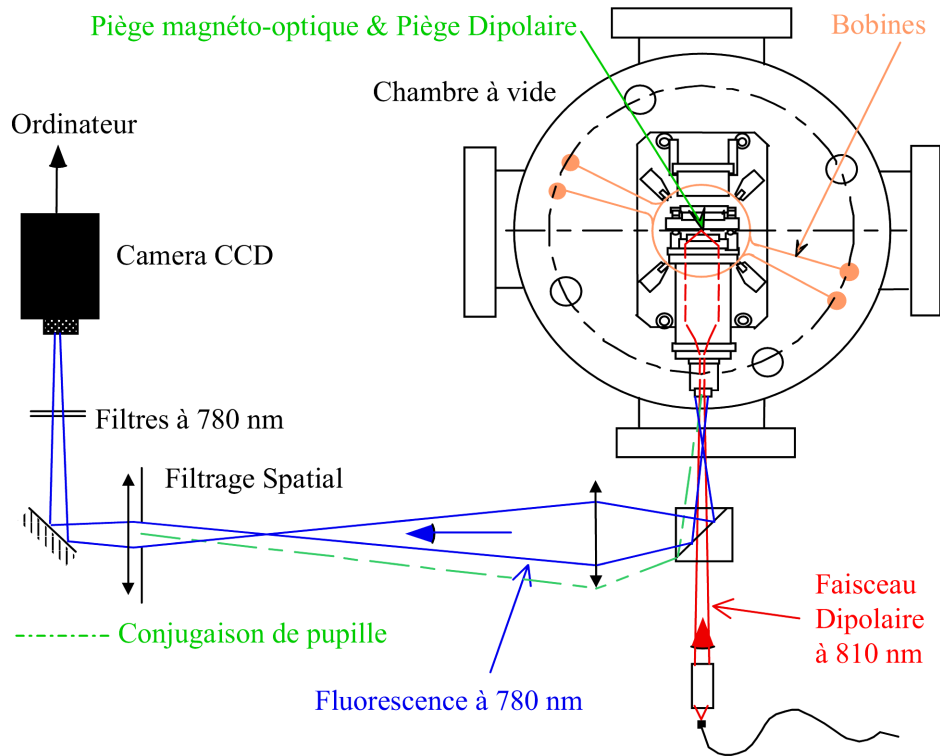


Figure 2.17: *Dispositif expérimental complet, dans le cas où on utilise la fluorescence induite par le piège magnéto-optique à 780 nm pour l'imagerie. L'objectif est à la fois utilisé pour faire focaliser le faisceau du piège dipolaire au centre de l'objectif et pour faire l'image du piège dipolaire ainsi réalisé. Un cube polariseur sépare la fluorescence, servant à l'imagerie, du faisceau piège.*

Le dispositif expérimental complet est représenté sur la figure 2.17. Un cube polariseur sépare le faisceau du piège dipolaire de la voie de l'imagerie, formée de l'objectif et de deux lentilles supplémentaires. Le détail des conjugaisons sera abordé dans le paragraphe 2.5.1. Les filtres à 780 nm permettent de ne laisser passer que la lumière de fluorescence. Ils sont surtout utiles pour couper les réflexions parasites provenant du faisceau piège, dont la puissance est importante, comparée à celle de la fluorescence.

Comme le but final est la capture et l'observation d'un atome unique, on a utilisé une caméra CCD numérique de très faible bruit, de marque Princeton. Avec une efficacité quantique de $\eta = 0.8$, sa surface sensible est formée de 1340×400 pixels de $25 \mu\text{m}$ de côté. De plus, on la refroidit à -40°C afin de diminuer au mieux le bruit thermique. Enfin, les images obtenues sont codées sur 16 bits, soit environ 65000 niveaux de gris.

2.5.1 Description du montage

Comme dispositif d'imagerie, l'utilisation de l'objectif seul est impossible. En effet, à 780 nm, l'image qu'il donne du piège dipolaire, qui est situé au centre de l'objectif, est trop proche du hublot de l'enceinte pour être séparée du chemin parcouru par le faisceau piège. Il est donc nécessaire d'ajouter une optique supplémentaire pour réaliser l'image du piège dipolaire à plus grande distance.

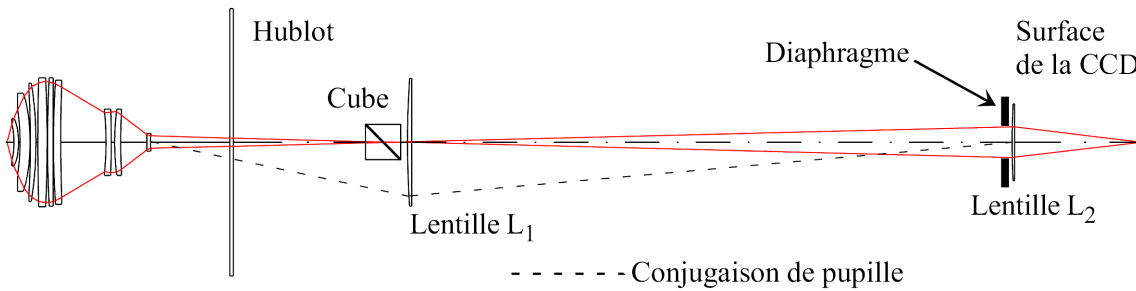


Figure 2.18: Dispositif d'imagerie complet, basé sur l'objectif MIGOU. Le cube polariseur est utilisé pour séparer le faisceau du piège dipolaire de la fluorescence des atomes piégés. Pour des raisons de simplicité, le montage est représenté en ligne droite. La véritable géométrie du dispositif est représentée sur la figure 2.17.

La conception de cette dernière, représentée sur la figure 2.18, a répondu aux critères suivants :

- Tout d'abord, si l'objectif sur lequel est basée l'imagerie a été optimisé pour être limité par la diffraction, il faut tout de même vérifier que le système global ne soit pas trop aberrant et que la résolution reste de l'ordre du micron. Toutefois, comme la taille des pixels de la caméra est importante et que les rayons sortants de l'objectifs sont paraxiaux, cette tâche n'est pas trop difficile.
- Ensuite, comme la résolution de l'objectif est égale à $1 \mu\text{m}$, toute image d'un objet plus petit aura essentiellement la forme de la réponse percussionnelle du dispositif. Il est donc inutile d'avoir un trop fort grandissement G mais, au contraire, il est préférable de concentrer cette image sur un pixel unique de la caméra, disposant ainsi d'un rapport signal/bruit maximal. Par contre, pour profiter de la résolution de l'ordre du micron, il faut un grandissement G suffisant. En choisissant $G \approx 25$, un micron dans l'espace objet correspond à un pixel sur la caméra et la réponse percussionnelle se trouve alors juste concentrée sur un pixel.
- Enfin, pour filtrer au maximum la lumière ne provenant pas des atomes piégés, on a utilisé un système bi-lentille avec conjugaison de pupille, comme le montre la figure 2.18. La première lentille, de focale 200 mm, fait l'image de la pupille de sortie, quasiment confondue avec la première lentille de l'objectif, sur un diaphragme dont la taille est adaptée à celle de l'image de la pupille, pour ne laisser passer que la lumière contenue dans celle-ci. De cette façon, on coupe parfaitement la lumière du faisceau piège, diffusée par la monture à l'entrée de l'objectif. Une dernière lentille, de focale 150 mm, fait converger la lumière sur la surface sensible de la caméra CCD.

2.5.2 Performances globales du dispositif

On pourrait penser que le caractère paraxial des rayons à la sortie de l'objectif MIGOU rend facile la réalisation d'un système optique de bonne qualité. En effet, si on ne regarde que la fonction de transfert de modulation, comme celle tracée sur la figure 2.19, on constate que le système est quasiment limité par la diffraction, aussi bien pour un objet situé sur l'axe, qu'à $10\ \mu\text{m}$ au dessus. Ce résultat est tout à fait conforme à ce qu'on attend d'une optique paraxiale.

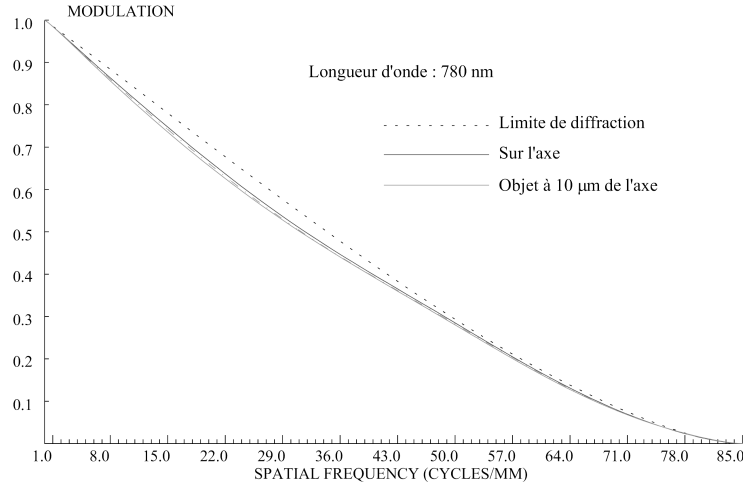


Figure 2.19: Comparaison entre la fonction de transfert de modulation du système d'imagerie complet et de celle que l'on obtiendrait pour le même système, limité par la diffraction.

Cependant, le fait qu'un système paraxial soit limité par la diffraction n'est pas synonyme d'une réponse percussionnelle de petit diamètre. En effet, pour un faisceau de diamètre D sur une lentille et convergeant à une distance d de celle-ci, le diamètre de la tache d'Airy est donné par :

$$\Phi = 2.44 \frac{\lambda d}{D}$$

Comme on veut que le diamètre Φ de cette réponse percussionnelle soit de l'ordre de grandeur d'un pixel sur la caméra, c'est-à-dire $\Phi = 25\ \mu\text{m}$, il faut que le faisceau ait un diamètre D suffisant. Pour une focalisation à une distance $d \simeq 20\ \text{cm}$, ce qui est le cas avec une lentille de focale $f = 150\ \text{mm}$, on trouve que le diamètre doit être de l'ordre de $D \simeq 15\ \text{mm}$, ce qui nous éloigne, évidemment, de l'optique paraxiale...

En prenant toutes ces données en compte, on est parvenu à un bon compromis, avec un dispositif limité par la diffraction, aussi bien sur l'axe qu'en dehors, comme le montre la figure 2.19. Par contre, le faisceau est suffisamment ouvert pour focaliser sur un pixel unique. Ces caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.2.

ON_{obj}	ON_{img}	f_{L1} (mm)	f_{L2} (mm)	Ø_{RMS} (μm)	Ø_{Diff} (μm)	G
0.7071	0.031	200	150	29	31	23.1

Tableau 2.2: Bilan des paramètres et des performances de l'imagerie. Les deux premières colonnes donnent les ouvertures numériques objet et image, les deux suivantes, les focales des deux lentilles utilisées. Ø_{RMS} désigne le diamètre RMS de la tache d'aberration, Ø_{Diff} celui de la tache d'Airy correspondant à l'ouverture numérique image et G , le grandissement.

En fait, la qualité de la réponse percussionnelle n'est pas très critique : que la réponse percussionnelle soit limitée par la diffraction ou par les aberrations, elle apparaîtra sous la forme d'un carré sur la caméra, tant que sa taille restera de l'ordre de celle d'un pixel.

2.5.3 Evolution des performances en fonction de la position de l'objet

On a vu, à la section 2.4.4, que le piège dipolaire n'était pas forcément au centre de l'objectif. Nous avons déjà étudié le cas d'un objet hors de l'axe, il nous reste maintenant à vérifier que le système reste bon lorsque l'objet se déplace le long de l'axe optique. C'est pourquoi, nous avons étudié l'évolution du système pour des objets dont la position est comprise entre le centre de l'objectif et $30 \mu\text{m}$ de celui-ci. Lorsque l'objet se rapproche de l'objectif, il faut augmenter la distance entre la lentille L_2 et la caméra CCD pour retrouver un point de focalisation. Quant à l'évolution des autres paramètres, elle est résumée sur la figure 2.20.

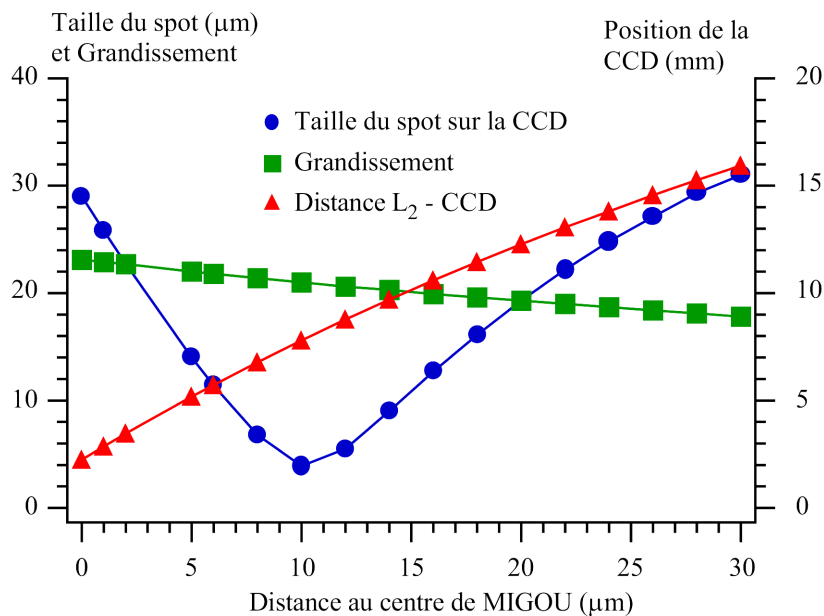


Figure 2.20: Evolution des paramètres de l'imagerie lorsque l'objet s'éloigne du centre de l'objectif. La taille du spot tracée ici correspond au diamètre RMS de la tache d'aberration. En effet, la taille de la tache d'Airy reste sensiblement la même. La position de la caméra CCD est repérée par rapport à une position de référence située à 180 mm de la lentille L_2 .

D'une part, on peut noter que le grandissement G reste toujours de l'ordre de 20, c'est-à-dire qu'un pixel sur la caméra correspond à $1 \mu\text{m}$ dans l'espace objet. D'autre part, le diamètre RMS de la tache d'aberration reste toujours inférieur à $30 \mu\text{m}$. Le minimum de $4 \mu\text{m}$, atteint pour un objet à $10 \mu\text{m}$ du centre, n'est en fait pas très important. En effet, comme la tache de diffraction a toujours un diamètre de $30 \mu\text{m}$, c'est elle qui limite la résolution.

En conclusion, le système d'imagerie, tel qu'il a été conçu, est suffisant pour observer un piège dipolaire dont la taille est de l'ordre du micron et situé au voisinage du centre de l'objectif. Comme le grandissement est de l'ordre de 20, un pixel correspond à $1 \mu\text{m}$ dans l'espace objet et l'image du piège se trouve concentrée sur un pixel unique.

2.5.4 Filtrage de la lumière du MOT

Comme nous l'avons déjà signalé, on peut utiliser deux longueurs d'onde pour réaliser des images des atomes piégés. En ajoutant une sonde supplémentaire à 795 nm, on peut induire de la fluorescence à cette longueur d'onde. Le principal intérêt d'utiliser cette transition repose sur le fait qu'aucune autre lumière n'est émise à cette fréquence. Ainsi, un simple filtre interférentiel permet de supprimer toute la lumière parasite, provenant de la diffusion des faisceaux de la mélasse sur les montures de l'objectif, ou encore des atomes du piège magnéto-optique. De plus, si les déplacements lumineux dans le piège dipolaire sont suffisamment importants, la sonde peut sélectionner, en fréquence, les atomes qu'elle éclaire, comme nous le décrirons dans le chapitre 3. Ainsi, on peut visualiser uniquement le piège dipolaire.

Cependant, il existe de nombreux inconvénients à cette méthode. D'une part, l'ajout d'un faisceau annexe perturbe les atomes piégés, soit directement, à cause de la force de pression de radiation, soit à cause du chauffage qu'elle induit. D'autre part, la raie D_1 ne possède aucune transition fermée et, de ce fait, les problèmes de pompes optiques sont cruciaux.

C'est pourquoi, il est particulièrement avantageux d'utiliser la raie D_2 . Comme les faisceaux de la mélasse sont présents, il n'est pas nécessaire d'ajouter de laser supplémentaire. Qui plus est, elle met en jeu une transition fermée et refroidit les atomes qu'elle éclaire. Le seul défaut provient de ce que cette lumière de fluorescence se trouve à la même longueur d'onde que celle du piège magnéto-optique et que toute la lumière des faisceaux de la mélasse, diffusée par la monture de l'objectif. Dans cette configuration, il faut certes diminuer au maximum la lumière parasite, mais le plus difficile est de faire ressortir la fluorescence du piège dipolaire par rapport à celle du piège magnéto-optique, à cause de la grande différence de taille entre ces deux pièges.

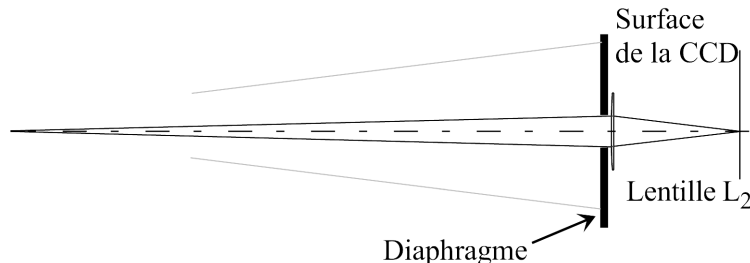


Figure 2.21: *Effet du diaphragme pour le filtrage de la lumière provenant du piège magnéto-optique. Pour un objet sur l'axe, très éloigné de centre de courbure (quelques centaines de microns), le diaphragme empêche une grande partie des rayons, dont le faisceau est représenté en grisé, d'aller plus loin.*

Pour résoudre ce problème, le diaphragme, dont l'utilité a été présentée au paragraphe 2.5.1, permet également de diminuer la part de la fluorescence provenant du piège magnéto-optique. Pour comprendre son effet, il suffit de tracer les rayons provenant de deux objets différents, l'un au niveau du centre, l'autre, également sur l'axe, mais plus éloigné du centre. Sur la figure 2.21, on constate que le diaphragme permet de couper une grande partie de la lumière provenant d'objets très éloignés du centre de l'objectif, c'est-à-dire de quelques centaines de microns.

Ainsi, la proportion de lumière provenant de zones éloignées du piège dipolaire est grandement diminuée. L'effet de la taille du diaphragme est représenté sur la figure 2.22. Sans diaphragme, toute la lumière, y compris les réflexions parasites sur les montures de l'objectif, arrive sur la surface sensible de la caméra, contrairement au cas où il est présent et où il effectue un filtrage efficace de la lumière du piège magnéto-optique.

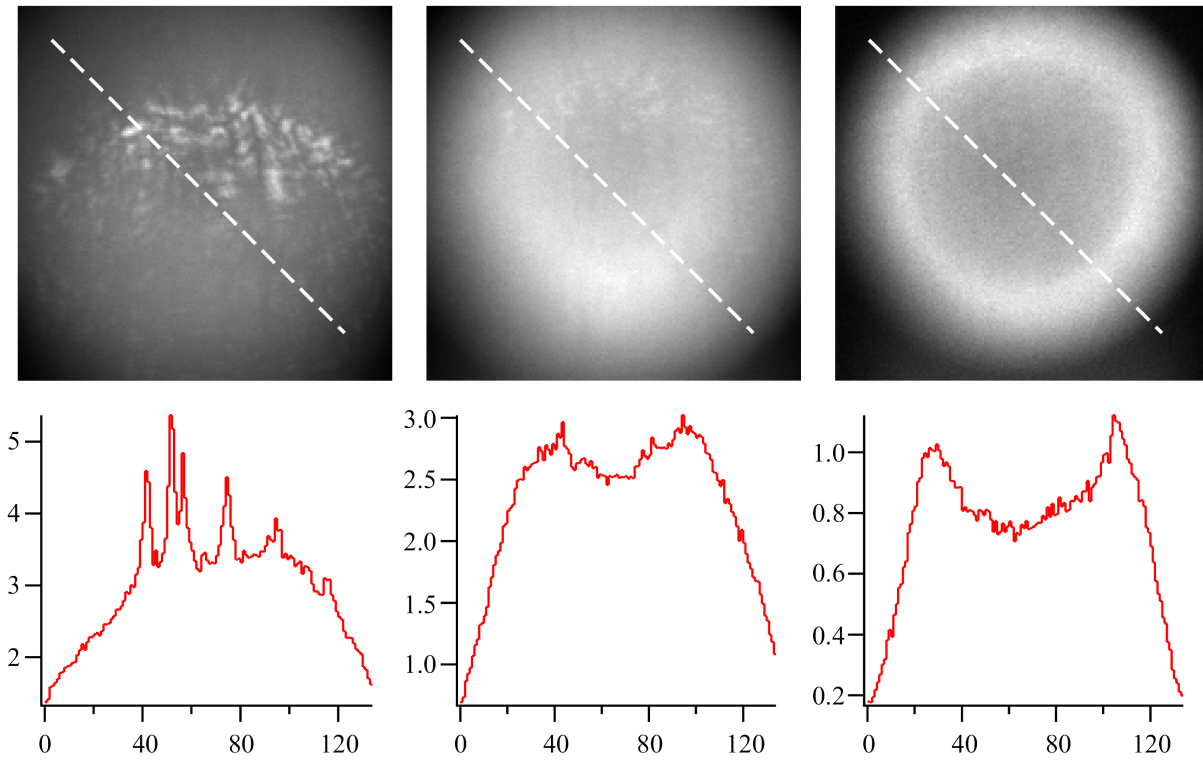


Figure 2.22: *Effet de la taille du diaphragme sur le filtrage de la lumière provenant du piège magnéto-optique. Lorsqu'il est absent (à gauche), toute la lumière parvient sur la surface sensible de la caméra. Lorsqu'il est présent (à droite), il " creuse " un trou dans la lumière du MOT, permettant de faire ressortir la lumière provenant du piège dipolaire.*

2.5.5 Étude du champ et de la profondeur de champ

Le but de cette partie est la détermination de la profondeur de champ du dispositif d'imagerie. Si on considère un point particulier A_0 de l'axe optique dans l'espace objet et que l'on place la surface sensible de la caméra sur le plan image correspondant, toute la lumière issue de A_0 converge sur un pixel unique de la caméra, centré autour du point A'_0 , image de A_0 . Par contre, si l'objet s'écarte du point A_0 , la tache lumineuse provenant de A sera plus grande et seule une partie de la lumière issue de ce point sera mesurée par le pixel centré autour de A'_0 . Une telle situation est représentée sur la figure 2.23.

Si on considère, par exemple, le pixel de la caméra qui se trouve sur le point image du centre de l'objectif, une façon de poser le problème consiste à rechercher quelle proportion de la lumière, émise par des points voisins du centre, vont contribuer à l'éclairement de ce pixel. Pour cela, nous modéliserons ce dernier par un cercle de diamètre $2a = 25 \mu\text{m}$ et considérerons, dans un premier temps, le cas d'un montage formé d'une lentille simple avant de le généraliser ensuite. Nous traiterons d'abord le cas d'un déplacement le long de l'axe, pour finir par considérer la contribution de points hors de l'axe optique.

A la fin de cette étude, pour une position fixée de la surface sensible de la caméra, et donc d'une conjugaison $A_0 \rightarrow A'_0$ particulière, nous disposerons d'une sorte de " fonction de réponse " du pixel centré autour de A'_0 , en fonction de la position de l'émetteur autour du point objet de référence A_0 .

Effet d'un déplacement longitudinal

Pour commencer, nous allons traiter le cas où le système optique est une simple lentille. La conjugaison de référence considérée étant $A_0 \rightarrow A'_0$, on cherche à exprimer la forme d'un faisceau, qui provient d'un point de l'axe optique A, voisin de l'objet de référence A_0 , au niveau du pixel placé autour de l'image de référence A'_0 , dont le rayon est a (figure 2.23).

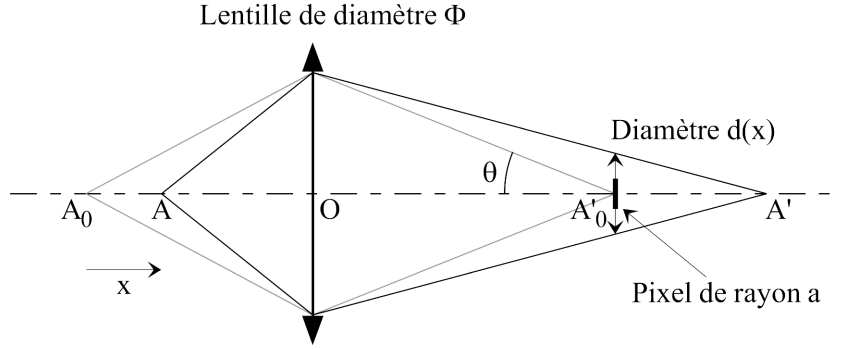


Figure 2.23: Calcul de la profondeur de champ dans le cas d'une lentille simple autour de la conjugaison de référence $A_0 \rightarrow A'_0$. Φ est le diamètre utile de la lentille qui fixe l'ouverture numérique utilisée.

Par homothétie, le diamètre $d(x)$ de ce faisceau vérifie :

$$\frac{d(x)}{\Phi} = \frac{A'_0 A'}{OA'} \simeq \frac{A'_0 A'}{OA'_0}$$

Comme l'ouverture numérique image est donnée par : $ON_{img} = \sin \theta \simeq \frac{\Phi}{2 OA'_0}$, le diamètre du faisceau au niveau du pixel de la caméra, pour un objet situé à une distance x de A_0 , est donné par :

$$d(x) = 2 ON_{img} \times A'_0 A'$$

La relation de conjugaison va permettre d'exprimer ce diamètre en fonction de la position de l'objet. Par différenciation, on obtient la relation entre les déplacements dans l'espace objet et l'espace image, soit :

$$\frac{d \overline{OA'}}{OA'^2} = \frac{d \overline{OA}}{OA^2} \implies A'_0 A' = \gamma^2 x \quad \text{où } \gamma = \frac{OA'_0}{OA_0} \text{ est le grandissement du système}$$

Par ailleurs, les ouvertures numériques objet et image sont reliées par :

$$ON_{obj} = \frac{\Phi}{2 OA_0} = \frac{\Phi}{2 OA'_0} \times \frac{OA'_0}{OA_0} = \gamma ON_{img}$$

On obtient finalement que le diamètre du faisceau est donné par :

$$d(x) = 2 \gamma ON_{obj} x$$

Jusqu'ici, nous avons considéré un système parfait, puisque la tache image est ponctuelle pour $x = 0$. En réalité, que ce soit dû aux aberrations ou à la diffraction, la taille de l'image est

non nulle, même en $x = 0$. Pour prendre en compte ce phénomène, on peut modéliser l'évolution du diamètre du faisceau par l'expression :

$$d(x) = \sqrt{d_0^2 + (2 \gamma ON_{obj} x)^2} \quad \text{où } d_0 \text{ est le diamètre fini de la tache en } x = 0. \quad (2.2)$$

Ainsi, pour $x \simeq 0$, la taille est limitée à cause de la résolution finie du système optique (diffraction ou aberrations) et, pour une défocalisation suffisamment importante, on retrouve asymptotiquement le résultat de l'optique géométrique.

Dans le cas d'un système plus complexe qu'une simple lentille, l'expression 2.2 s'applique encore. En effet, les raisonnements sont identiques, à la différence près qu'il faut, dans ce cas, s'appuyer sur les plans principaux. Dans le cas précédent, ces derniers étaient tous les deux confondus avec la lentille simple. Pour vérifier cette dernière caractéristique, on a calculé directement, avec le logiciel CODE V, la taille du faisceau en fonction de la position de l'objet autour de deux positions pour la conjugaison de référence. Ensuite, nous avons comparé ces valeurs avec celles prévues par l'équation 2.2, en fixant le grandissement et l'ouverture numérique objet aux valeurs calculées par le logiciel, pour les deux conjugaisons de références considérées. Sur la figure 2.24, on peut non seulement remarquer la validité de notre traitement, mais également la sensibilité du système d'imagerie. En effet, dès que l'on s'écarte de quelques microns de la position conjuguée, le diamètre du faisceau augmente très rapidement.

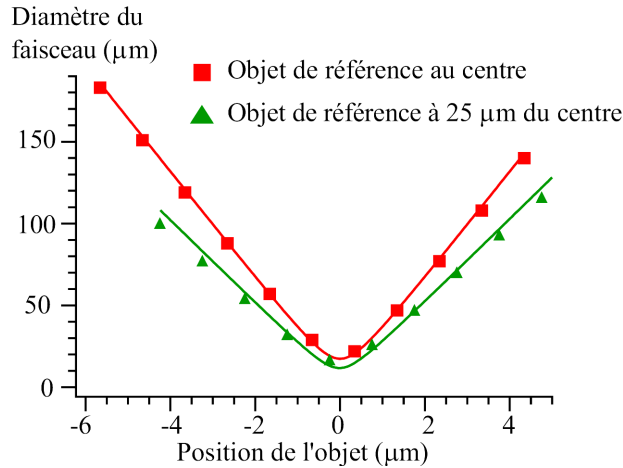


Figure 2.24: Evolution du diamètre du faisceau pour deux conjugaisons de référence, ayant chacune un grandissement différent. La première courbe (carrés) correspond à des écarts autour d'un objet placé au centre de l'objectif. La seconde (triangles) correspond à un objet placé à 25 µm du foyer de l'objectif.

Finalement, pour un objet défocalisé d'une distance x le long de l'axe optique, on peut calculer la proportion $\eta(x)$ de lumière reçue par le pixel de la caméra de rayon a . Tant que la taille du faisceau reste inférieure à celle du pixel, il collecte toute la lumière provenant du point de l'espace objet et $\eta(x) = 1$. Sinon, c'est le rapport de la surface du pixel et de la taille du faisceau, si bien que l'on obtient :

$$\eta(x) = \text{Sup} \left[1, \frac{\pi a^2}{\pi (d(x)/2)^2} \right] = \text{Sup} \left[1, \frac{a^2}{d_0^2/4 + (\gamma ON_{obj} x)^2} \right] \quad (2.3)$$

Dans le cas où la surface sensible de la caméra est conjuguée avec le centre de l'objectif, on a un grandissement $\gamma = 23$, une ouverture numérique objet de $ON_{obj} = 0.7071$ et une tache

minimale de diamètre $d_0 = 20 \mu\text{m}$. La proportion de fluorescence reçue est alors tracée sur la figure 2.25. Sur cette courbe, on constate que toute la lumière est collectée tant que la défocalisation n'excède pas $\pm 0.7 \mu\text{m}$. Par contre, dès que l'objet s'est écarté de plus de $3 \mu\text{m}$, seule 10% de la lumière parvient sur le pixel considéré. On peut donc définir une profondeur de champ d'environ $6 \mu\text{m}$.

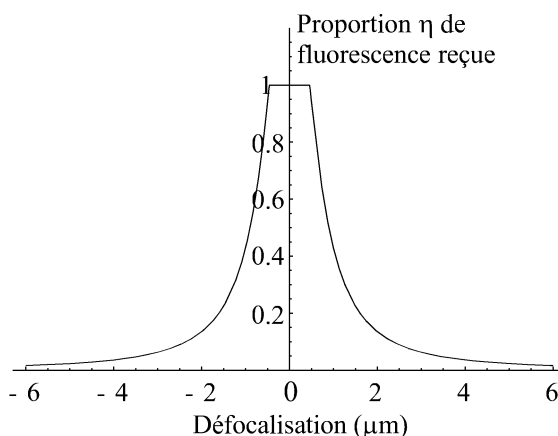


Figure 2.25: Proportion de fluorescence reçue pour un objet défocalisé, lorsque la caméra est conjuguée avec le centre de l'objectif.

Effet d'un déplacement transversal

L'autre partie du problème consiste à étudier l'effet d'un déplacement hors de l'axe. On considère toujours une position de la surface sensible de la caméra autour d'un point A'_0 , image d'un point A_0 fixé de l'espace objet. On a vu, au paragraphe précédent, quelle était la taille du spot sur la caméra, pour un point objet de l'axe optique A , voisin de A_0 . Dans cette partie, on se propose de déterminer comment évolue la proportion de lumière reçue par le pixel autour de A'_0 , lorsque le point A s'écarte de l'axe, tout en restant dans un même plan.

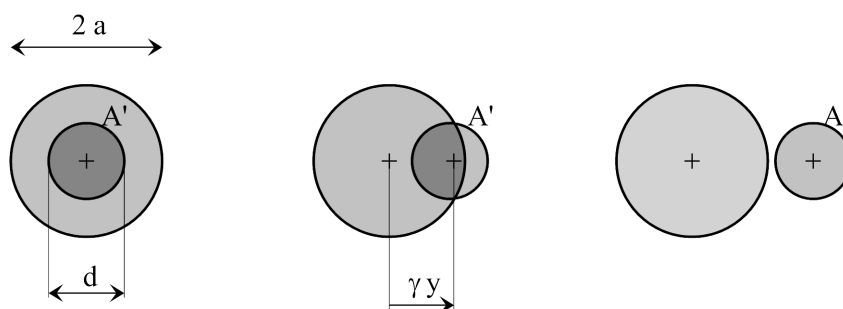


Figure 2.26: Evolution de la position du spot sur la surface sensible de la caméra lorsque le point objet A se déplace d'une distance y hors de l'axe. Le pixel, de diamètre $2a$ est ici plus grand que la tache lumineuse.

Le phénomène qui se produit est schématisé sur la figure 2.26. Dans le cas représenté ici, la taille du spot, de diamètre d , est plus petite que celle du pixel, considéré comme un disque de rayon a . Ainsi, lorsque A est sur l'axe, le pixel reçoit toute la lumière provenant de A . Lorsque A s'écarte d'une distance y de l'axe, son image A' se déplace de γy sur la surface de la caméra.

Tant que $\gamma y < a - d/2$, la proportion de lumière reçue reste égale à un. Il faut également noter, que pour un déplacement orthogonal à l'axe optique, la taille de la tache lumineuse reste constante.

Ensuite, pour $a - d/2 < \gamma y < a + d/2$, la proportion de lumière reçue diminue. Elle est alors proportionnelle à la surface de recouvrement des deux cercles. Comme nous le verrons sur la courbe 2.27, où le calcul a été fait de façon exacte, on peut considérer cette décroissance comme linéaire, avec un très bon degré d'approximation. Enfin, dès que $\gamma y > a + d/2$, plus aucune lumière n'arrive sur le détecteur, formé par le pixel.

Si la taille du spot est supérieure à celle du pixel, le même type de raisonnement s'applique et la proportion de lumière reçue prend la même forme que celle tracée sur la figure 2.27, à la différence près que le maximum n'est pas à un, mais égal au rapport entre la taille du pixel et celle de la surface du spot lumineux.

En fin de compte, connaissant la taille du spot lumineux et celle du pixel de la caméra, on peut, si on le désire, obtenir une forme analytique approchée de la courbe représentée en trait plein sur la figure 2.27. En fait, l'approximation que l'on opère serait un résultat exact si on avait considéré, au lieu de cercles, des rectangles de largeur respective $2a$ et d .

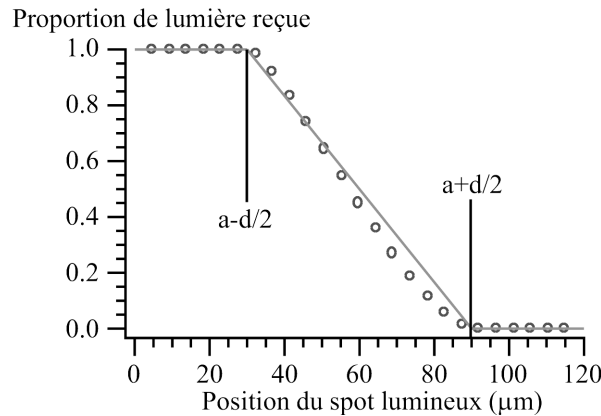


Figure 2.27: Evolution de la proportion de la lumière reçue sur un pixel de la caméra lorsque l'objet se déplace orthogonalement à l'axe optique. Les points correspondent au calcul exact de la surface de recouvrement des deux cercles, les droites, à une approximation linéaire.

Bilan

On peut maintenant résumer toute cette étude en définissant une sorte de “ fonction de réponse ” pour le système. Si on considère un objet ponctuel placé en A_0 dans l'espace objet, son image se forme sur la surface sensible de la caméra sur un pixel centré autour de son image géométrique A'_0 . Comme on a optimisé le système d'imagerie de façon à ce que la réponse percussionnelle du système soit contenue sur un unique pixel, ce dernier reçoit alors toute la lumière émise par l'objet. Mais si ce dernier s'écarte de \vec{r} du point A_0 , on peut évaluer, en fonction de \vec{r} , la proportion de lumière $\eta(\vec{r})$ que recevra encore le pixel considéré et ce, grâce aux deux études précédentes. Cette quantité $\eta(\vec{r})$, possède en outre une forme analytique approchée, même si elle est un peu lourde à écrire. Pour la définir, on n'a besoin que de quatre paramètres, fixés par le dispositif d'imagerie :

- La taille du détecteur, ici un pixel de diamètre $2a = 25 \mu\text{m}$.

- La taille minimale de la tache image, ici d'un diamètre de l'ordre de $d_0 = 20 \mu\text{m}$.
- L'ouverture numérique objet qui, dans notre cas, a pour valeur $ON_{obj} = 0.7071$.
- Le grandissement de l'imagerie, égal à $\gamma = 23$ dans le cas d'un objet au centre de l'objectif.

Avec tous ces paramètres, on peut tracer l'allure de la fonction $\eta(\vec{r})$, représentée en trois dimensions sur la figure 2.28. Elle donne ainsi une bonne idée de la profondeur de champ, ainsi que du volume responsable de la lumière récoltée sur un pixel de la caméra.

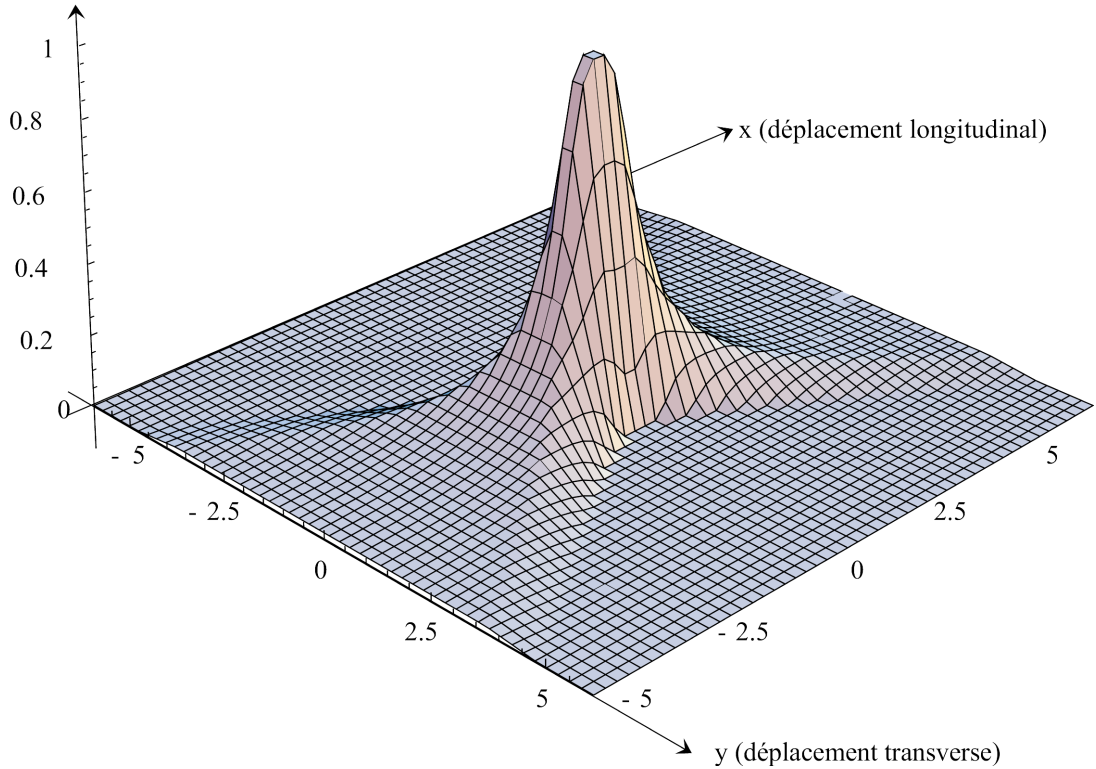


Figure 2.28: Evolution de la proportion de la lumière reçue sur un pixel de la caméra, lorsque l'objet se déplace autour du point objet conjugué du pixel. La profondeur de champ est de l'ordre de $5 \mu\text{m}$. Le volume responsable de la lumière arrivant sur le pixel considéré peut donc être considéré comme un cylindre de $2 \mu\text{m}$ de rayon et de $5 \mu\text{m}$ de hauteur.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'objectif MIGOU, qui sera la partie centrale de toutes les expériences décrites dans la suite de ce manuscrit, aussi bien pour mettre en forme le faisceau servant à réaliser le piège dipolaire, que pour faire l'image des atomes qu'il aura piégés.

Dans son utilisation pour focaliser le faisceau du piège dipolaire, nous avons montré qu'il peut fonctionner en deux régimes distincts. L'un d'entre eux permet de réaliser, au centre de l'objectif, un spot relativement important, puisque son rayon est de l'ordre de $16 \mu\text{m}$. Le piège réalisé, dans ces conditions, est donc un cylindre très allongé. Dans l'autre, au contraire, le faisceau du piège dipolaire focalise très fortement, en utilisant toute l'ouverture numérique de l'objectif. On obtient ainsi un waist de $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$. Pour passer d'un régime à l'autre, il

suffit de ne changer qu'un seul paramètre : la distance qui sépare la fibre monomode, qui filtre spatialement le laser piège, de l'objectif Nacet qui le collimate.

Le dispositif d'imagerie, utilisé pour faire l'image des atomes piégés, est également basé sur l'objectif MIGOU. Nous avons vu, tout d'abord, qu'à l'aide de deux lentilles supplémentaires, on ne dégradait pas les performances du dispositif. De plus, on a choisi un grandissement suffisamment petit pour concentrer toute la réponse percussionnelle sur un pixel unique, de façon à augmenter le plus possible le rapport signal/bruit ; mais également suffisamment grand pour ne pas que les pixels de la caméra limitent la résolution de l'imagerie. Ainsi, un micron dans l'espace objet correspond à un pixel sur la caméra.

Il a également été montré que l'utilisation d'un diaphragme, convenablement placé, permettait de diminuer l'effet de la fluorescence du piège magnéto-optique, dont la très grande taille, par rapport au piège dipolaire, pourrait masquer le signal de ce dernier.

Enfin, nous avons également étudié la profondeur de champ de ce dispositif et nous avons vérifié que le volume " observé " par un pixel de la caméra se réduisait à un petit cylindre de 2 μm de rayon et de 5 μm de haut.

Nous avons finalement montré que la partie arrière de l'objectif, même si ses performances optiques sont moindres, pouvait aussi être utilisée comme dispositif d'imagerie. Elle possède certes une moins grande résolution spatiale, mais permet d'observer des objets de plus grandes tailles, comme le piège magnéto-optique par exemple.

Chapitre 3

Expériences préliminaires

L'objet de ce chapitre est de présenter deux études préliminaires concernant deux pièges dipolaire “ macroscopiques ”. La première partie traite d'une étude menée avant la mise en place de l'objectif MIGOU dans l'enceinte ultra-vide. Dans la seconde, nous avons réalisé un piège dipolaire croisé assez gros, à l'aide de l'objectif, et nous l'avons observé grâce au nouveau dispositif d'imagerie basé sur le microscope MIGOU et décrit à la section 2.5.

Partie A : Piège dipolaire en absorption

Dans cette partie, nous allons décrire la première étude réalisée sur un piège dipolaire. Avant d'entreprendre la réalisation de pièges dont la taille est de l'ordre du micron, il nous a paru prudent de se familiariser avec de tels objets, dans des conditions similaires à celles présentées dans la littérature [44, 47]. C'est pourquoi, avant la mise en place de MIGOU dans l'enceinte ultra-vide, nous avons commencé par étudier un piège dipolaire de plus grande taille, chargé à partir de l'ancien piège magnéto-optique. Ces expériences sont, en fait, des expériences préliminaires dont le but est également de déterminer l'ordre de grandeur des paramètres utiles à la réalisation de pièges dipolaires, comme la puissance du laser piège et la valeur du désaccord.

Le principe général de la réalisation d'un tel piège est le suivant :

- La première étape consiste à réaliser un piège magnéto-optique (PMO) qui servira de réservoir d'atomes suffisamment froids, que nous utiliserons pour charger le piège dipolaire. En effet, un tel piège permet à la fois d'obtenir de l'ordre de plusieurs dizaines de millions d'atomes et de les refroidir jusqu'à une température de l'ordre du micro Kelvin.
- Pour réaliser le piège dipolaire, on fait ensuite focaliser le laser piège au centre du piège magnéto-optique. Les atomes du piège magnéto-optique sont alors attirés au centre du piège dipolaire.
- Enfin, pour étudier les atomes du piège dipolaire, on fait l'image de ces derniers sur une caméra et on les observe en absorption, en les éclairant à l'aide d'un faisceau sonde, aligné dans le sens de l'imagerie.

Nous décrirons le dispositif expérimental, avant de présenter les premières images de pièges dipolaires observés par absorption. Dans ces expériences, le dispositif fonctionne en continu,

c'est-à-dire que le faisceau du piège dipolaire est focalisé au centre du piège magnéto-optique en fonctionnement. Le piège dipolaire est donc en permanence chargé par des atomes provenant du piège magnéto-optique. On observe, également en continu, le nuage d'atomes à l'aide de l'absorption du faisceau sonde. Ce dispositif nous permettra également de faire une cartographie des déplacements lumineux.

Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats obtenus de manière qualitative. Une étude concernant la durée de vie de ce piège et sa température sera détaillée dans l'annexe A.

3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental de cette partie s'appuie essentiellement sur l'ancien piège magnéto-optique, dont l'étude détaillée a été réalisée dans les thèses précédentes [65, 66]. Nous en avons rappelé les grandes lignes dans la section 2.2. Pour réaliser le piège dipolaire, nous avons utilisé une simple lentille pour faire focaliser le faisceau du piège dipolaire au centre du piège magnéto-optique. La même lentille fait l'image du piège dipolaire sur une caméra.

3.1.1 Piège dipolaire

Le faisceau utilisé pour le piège dipolaire provient d'un laser Titane-Saphir, pompé par un laser Argon. La longueur d'onde du faisceau piège, modifiable à l'aide d'un filtre de Lyot contenu dans la cavité laser, peut être choisie entre 770 et 830 nm. Ainsi, on peut indifféremment se placer sur le rouge de la raie D_1 ou de la raie D_2 .

Ensuite, le faisceau est envoyé à travers une fibre monomode à conservation de polarisation, afin d'effectuer un filtrage spatial du mode laser. A la sortie de la fibre, un objectif assure la collimation du faisceau et on dispose ainsi d'un mode TEM_{00} , quasi parfait, dont le waist est de l'ordre de $w_0=1,5$ mm, à la sortie de l'objectif. La puissance délivrée peut atteindre 50 mW.

Pour réaliser le piège dipolaire, on désire utiliser une simple lentille pour faire focaliser ce laser au centre du piège magnéto-optique, avec un waist le plus petit possible, mais un certain nombre de contraintes expérimentales vont limiter sa taille. Comme le faisceau est initialement parallèle, le waist se situera au foyer de la lentille utilisée pour le faire focaliser, c'est-à-dire à une distance égale à la focale f de la lentille. Une fois le choix de cette dernière effectué, les règles de l'optique gaussienne nous montrent que la taille du waist w_0 , que l'on place au niveau du piège magnéto-optique, ne dépend plus que du diamètre du faisceau au niveau de la lentille de focalisation. En effet, d'après les formules donnant le profil d'intensité des faisceaux gaussiens, on a :

$$w_0 = \frac{2f\lambda}{\pi\emptyset}$$

où \emptyset est le diamètre du faisceau au niveau de la lentille, λ sa longueur d'onde et f la focale de la lentille utilisée. Le faisceau sera donc d'autant mieux focalisé que la focale f est petite et le diamètre \emptyset du faisceau au niveau de la lentille est grand.

Comme la lentille doit se trouver en dehors de l'enceinte ultra-vide, la focale f doit être supérieure à 400 mm et cette valeur a donc été retenue. Pour obtenir un faisceau de diamètre suffisamment important, nous avons ajouté, entre la fibre et la lentille de focalisation, un télescope composé d'une lentille de focale 50 mm, suivie d'une seconde de 250 mm de focale. Ce dernier permettant d'augmenter le diamètre du faisceau d'un facteur 5, on dispose, au niveau de la lentille de focalisation, d'un diamètre de l'ordre de $\emptyset=1,5$ cm, qui est d'ailleurs la limite imposée par les montures des éléments d'optique et par le stigmatisme des lentilles.

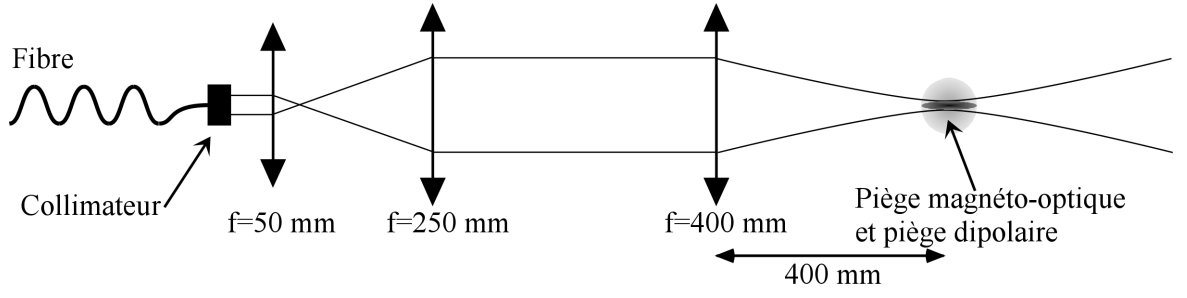


Figure 3.1: Mise en forme du laser piège. A la sortie de la fibre, le faisceau collimaté est agrandi à l'aide d'un télescope. Une lentille de focale $f=400\text{ mm}$ le fait ensuite focaliser au centre du piège magnéto-optique.

Le schéma de la mise en forme du laser est représenté sur la figure 3.1. Pour une longueur d'onde de l'ordre de 800 nm , on obtient un waist dont la valeur s'approche de :

$$w_0 = \frac{2}{\pi} \times 0,80 \times \frac{400}{15} \simeq 14\ \mu\text{m} \quad (3.1)$$

Remarque :

On aurait évidemment pu choisir une focale plus courte en plaçant l'objectif de focalisation à l'intérieur de l'enceinte ultra-vide. Cependant, ce choix entraînerait de nombreuses complications expérimentales liées à la mise sous vide d'un système optique, complications inutiles pour les études envisagées sur ce type de piège. Par contre, ce type de solution a été prévu dans la suite, en utilisant le microscope de grande ouverture MIGOU.

Pour obtenir les dimensions caractéristiques du piège dipolaire, il reste à évaluer la longueur de Rayleigh z_r , dimension caractéristique longitudinale. Avec les mêmes paramètres géométriques que précédemment, on obtient :

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \simeq \pi \times \frac{14^2}{0,8} \simeq 0,75\text{ mm}$$

Avec ces paramètres, le piège ressemble donc à un cigare très allongé dont le diamètre est de l'ordre de $30\ \mu\text{m}$ et la longueur de $1,5\text{ mm}$.

3.1.2 Système piège-imagerie

Pour observer les atomes piégés, il est commode d'utiliser la même lentille que celle utilisée pour la focalisation du faisceau donnant naissance au piège dipolaire. D'une part, l'utilisation d'une seule lentille, faisant les deux fonctions, limite les problèmes d'encombrement et, d'autre part, ce dispositif simplifie les procédures d'alignement du faisceau sonde qui mesure l'absorption du piège dipolaire.

Comme la lentille de focale $f=400\text{ mm}$ réalise l'image du piège à l'infini, on utilise une seconde lentille de même focale pour faire l'image du piège sur une caméra, dont on a préalablement enlevé l'objectif. Le dispositif d'imagerie, représenté sur la figure 3.2, a donc un grandissement unité.

Le faisceau sonde utilisé provient, quant à lui, d'un autre laser Titane Saphir pompé par le même laser Argon que celui du piège dipolaire. Nous avons commencé par utiliser une diode

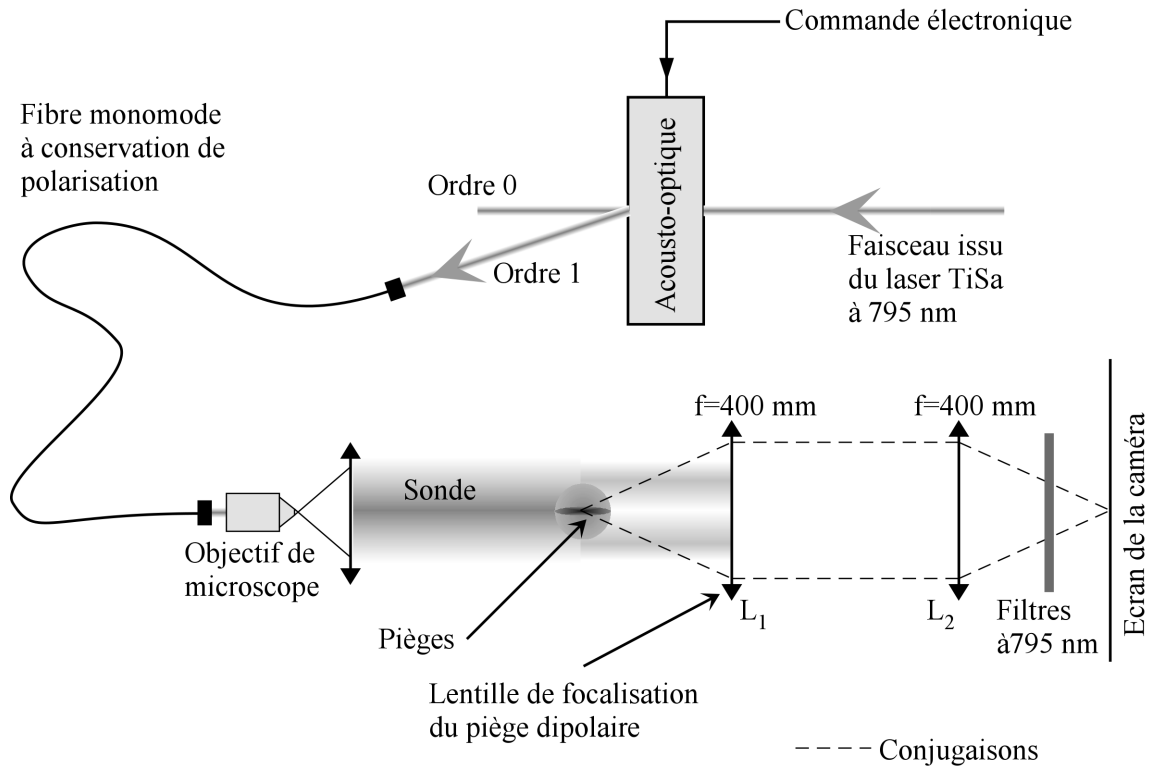


Figure 3.2: *Principe de fonctionnement du dispositif d'imagerie de grandissement un. La première lentille est la même que celle utilisée pour faire focaliser le faisceau du piège dipolaire. La seconde lentille fait l'image du piège sur une caméra sans objectif.*

laser sur réseau, mais, en l'absence d'asservissement en fréquence, son manque de stabilité la rendait inutilisable. Quant au Titane Saphir, sa fréquence est asservie et on peut la choisir avec une précision de l'ordre de quelques MHz.

Afin de pouvoir réaliser des expériences impulsionnelles, on utilise un modulateur acousto-optique. Si l'ordre zéro de diffraction est inutilisé, 70 % de la puissance délivrée est diffractée dans l'ordre 1, puis filtrée spatialement à l'aide d'une fibre optique monomode à conservation de polarisation. Avant le couplage dans la fibre, un jeu de densités permet d'ajuster la puissance des faisceaux. Grâce à ce dispositif, qui joue le rôle d'un interrupteur commandé, l'envoi d'une impulsion TTL de durée variable sur l'acousto-optique permet d'envoyer, à un instant précis, un flash lumineux de même durée sur les atomes et d'en mesurer l'absorption.

Le modulateur acousto-optique pouvant basculer en des temps inférieurs à la micro-seconde, on peut facilement réaliser des flash dont la durée n'excède pas quelques dizaines de micro-secondes. On peut ainsi obtenir des résolutions temporelles importantes, bien meilleures que les dispositifs d'obturation mécaniques, dont le temps caractéristique d'ouverture et de fermeture est plutôt de l'ordre de la milliseconde.

A la sortie de la fibre, le faisceau sonde est également élargi par un télescope à un diamètre de l'ordre de 3 mm, avant d'être envoyé sur les atomes. Pour les détecter, on utilise la transition D_1 autour de 795 nm. En effet, tous les lasers de ralentissement, de repompage et de la mélasse sont accordés autour de la raie D_2 à 780 nm. Ils induisent donc, en continu, une grande quantité de fluorescence de la part des atomes. Bien que cette lumière permette de faire une image

des atomes piégés par fluorescence, son caractère continu ne permet pas d'obtenir une résolution temporelle comparable à celle obtenue avec une sonde annexe. C'est pourquoi, en choisissant une longueur d'onde différente pour cette dernière, on peut filtrer, à l'aide d'un filtre interférentiel, la fluorescence émise 780 nm qui, dans ce cas, joue le rôle de lumière parasite, pour ne garder sur la caméra que la lumière provenant de la sonde.

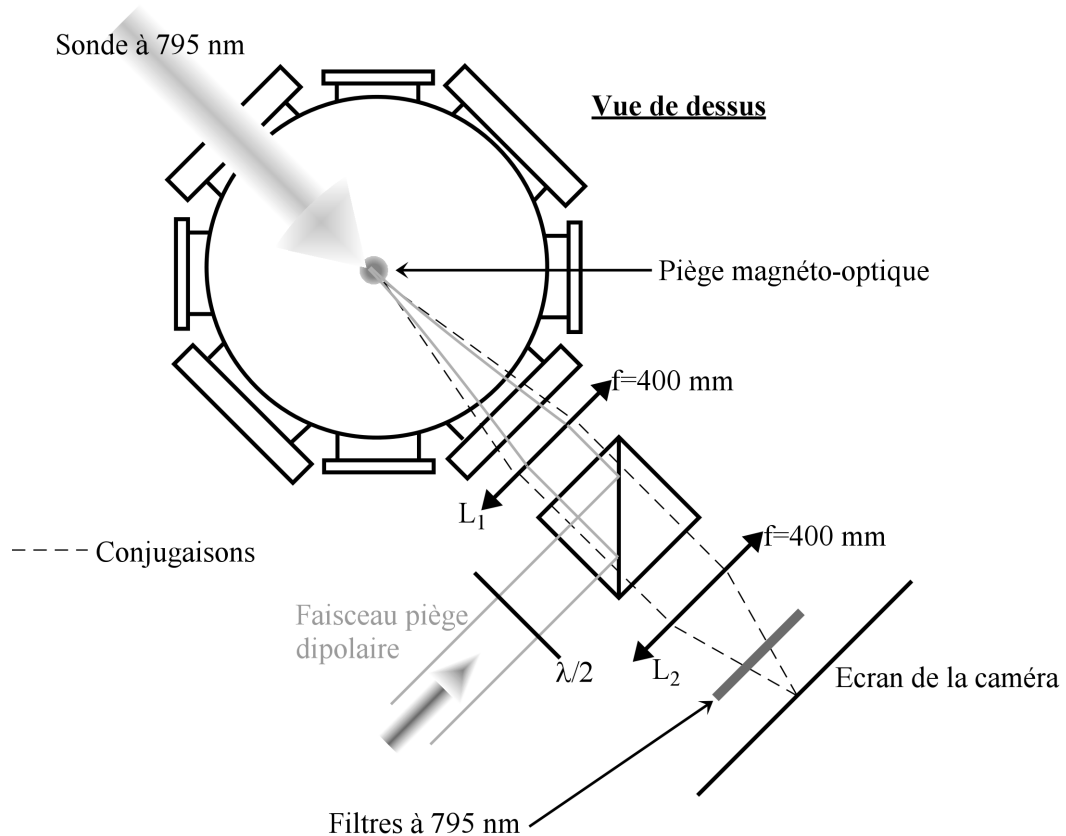


Figure 3.3: *Dispositif expérimental complet. Pour plus de simplicité, les faisceaux du piège magnéto-optiques ne sont pas représentés. Le faisceau sonde, aligné avec le faisceau piège, se propage dans le sens opposé.*

3.1.3 Méthode de réglage et d'alignement

Pour aligner le dispositif complet de la figure 3.3, il est nécessaire de procéder par ordre. Le point le plus délicat du réglage est la superposition de la sonde et du piège dipolaire, ainsi que la focalisation de ce dernier au centre du piège magnéto-optique. A cause de la taille de l'enceinte, cette tâche est d'autant plus difficile que le dernier élément de réglage dont on dispose est situé à environ 40 cm du piège magnéto-optique et que l'on n'a aucun moyen de contrôler le trajet du faisceau sur cette distance.

On commence donc par envoyer le faisceau du piège dipolaire à travers l'enceinte. On profite ensuite de la symétrie de celle-ci pour centrer le faisceau sur les deux hublots d'entrée et de sortie. On place alors la lentille de focalisation L_1 , de sorte que le diamètre du faisceau soit sensiblement le même sur les deux hublots. On a ainsi un faisceau qui focalise au voisinage

du centre de l'enceinte. Pour affiner le réglage, on balaie le laser au voisinage de résonance et, lorsqu'il pulvérise le nuage d'atomes froids, on sait qu'il est aligné sur le piège magnéto-optique.

On ajoute ensuite la lentille L_2 au dispositif d'imagerie, que l'on aligne en faisant l'image des atomes grâce à la lumière de fluorescence émise à 780 nm. Sans le faisceau du piège dipolaire, on peut observer le nuage d'atomes froids sur la caméra. Quand on ajoute ce dernier, proche de résonance, il pousse les atomes à l'endroit où il focalise et l'observation d'un trou dans le piège magnéto-optique est la preuve d'une bonne focalisation.

Pour finir, on aligne le faisceau sonde sur le faisceau du piège dipolaire. En la plaçant également à résonance, on vérifie que l'on pousse bien les atomes, critère d'un bon alignement. Après la mise en place des filtres, on peut alors observer les atomes en absorption sur la caméra.

3.2 Paramètres expérimentaux

3.2.1 Caractéristiques du piège dipolaire

Les valeurs typiques des paramètres expérimentaux sont résumées dans le tableau 3.1. Les notations sont celles du chapitre 1 : δ_2 est le désaccord du faisceau piège dipolaire par rapport à la raie D_2 ; Δ_0 , le déplacement lumineux du niveau fondamental ; U_0 , la profondeur du piège dipolaire ; $\Delta\nu_{D_1}$ et $\Delta\nu_{D_2}$, les déplacements respectifs des raies D_1 et D_2 ; Γ_{sp} , le taux d'émission spontanée et D/m , le coefficient de chauffage dipolaire.

δ_2 (GHz)	Δ_0 (MHz)	U_0 (mK)	$\Delta\nu_{D_1}$ (MHz)	$\Delta\nu_{D_2}$ (MHz)	Γ_{sp} (Ph/s)	D/m (mK/s)
-50	-300	-14	300	600	$2 \cdot 10^5$	80
-500	-30	-1.4	30	60	$2 \cdot 10^3$	0.8

Tableau 3.1: *Récapitulatif des paramètres expérimentaux concernant le piège dipolaire. Ces valeurs correspondent à une puissance de $P=50$ mW et un waist de $w_0=20$ μm .*

Mesure de la taille du waist

Le calcul de la taille du waist, effectué à l'équation 3.1, est assez approximative. En effet, il est très difficile de déterminer, à l'œil, la largeur d'un faisceau lumineux. Nous avons donc choisi de mesurer directement la valeur du waist du faisceau du piège dipolaire, grâce à un analyseur de faisceau. Comme on ne peut évidemment pas le placer au niveau du piège magnéto-optique, on intercale, entre L_1 et l'enceinte à vide, un miroir qui permet de faire focaliser le laser sur l'analyseur.

Outre l'obtention de la valeur exacte de la taille du piège dipolaire, cette opération permet également d'optimiser la position de la lentille L_1 , pour en limiter les aberrations. Nous avons ainsi pu obtenir un spot lumineux circulaire, dont le waist est de l'ordre de $w_0 = 20$ μm . La longueur de Rayleigh correspondante est alors de $z_r = 1,5$ mm. Le piège dipolaire sera donc un cylindre de rayon $w_0 = 20$ μm et de 3 mm de longueur. Etant donné que les dimensions du piège magnéto-optique sont comparables à la longueur du piège dipolaire, on peut considérer que le piégeage longitudinal sera, en grande partie, assuré par le piège magnéto-optique quand ce dernier sera en fonctionnement.

Profondeur et chauffage

Comme nous l'avons vu précédemment, on dispose seulement d'un faisceau d'assez faible puissance pour réaliser le piège dipolaire ($P = 50$ mW). De plus, comme la valeur du waist n'est

pas particulièrement faible, la petite valeur de l'intensité lumineuse qui en résulte nous contraint à travailler avec de petits désaccords, compris entre 10 GHz et 500 GHz. Etant donnés ces ordres de grandeurs, si on se place sur le rouge d'une des deux transitions du Rubidium (D_1 ou D_2), on peut négliger la contribution de la seconde. Comme le dispositif d'imagerie par absorption utilise la raies D_1 au voisinage de 795 nm, on se placera sur le rouge de la transition à 780 nm.

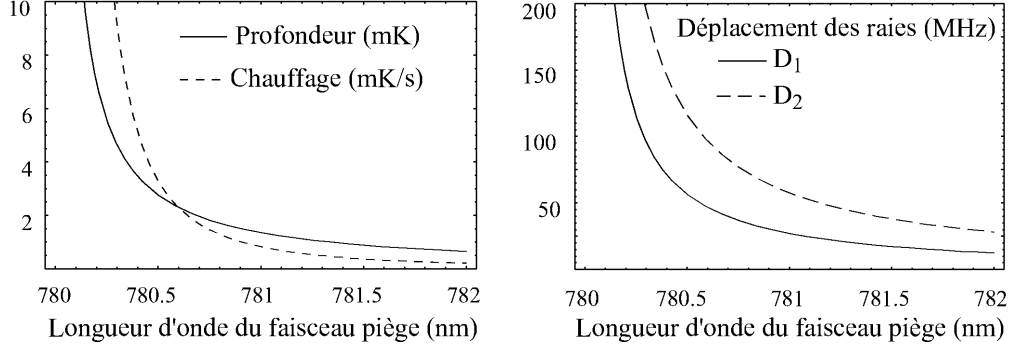


Figure 3.4: *Evolution des paramètres expérimentaux avec le désaccord, pour un piège autour de la raie D_2 . La puissance du laser piège est de 50 mW et le waist de 20 μm . A cette longueur d'onde, 1 nm correspond à 500 GHz.*

Sur la figure 3.4, on a tracé l'évolution de la profondeur du puits avec le désaccord. Par comparaison, on a tracé en parallèle le taux de chauffage qui, pour ces désaccords, est loin d'être négligeable. Cependant, il donne des durées de vie de l'ordre de la seconde, ce qui est suffisant pour une expérience préliminaire.

Enfin, même dans le cas de l'atome de Rubidium qui met en jeu plus de deux niveaux, nous nous contenterons parfois de le décrire comme un atome à deux niveaux, dont le paramètre de saturation, associé au faisceau du piège dipolaire, sera noté s_0 . On peut vérifier que les ordres de grandeurs sont respectés et que, par exemple :

$$\Gamma_{sp} \sim \frac{\Gamma}{2} s_0$$

Désaccord minimum pour le piégeage longitudinal

Puisque l'on doit travailler à de faibles désaccords, il est particulièrement important de s'occuper de la condition de piégeage longitudinal. Selon l'équation 1.24, le désaccord limite pour obtenir un piège longitudinal est de l'ordre de :

$$\delta_{lim} = \frac{2\pi z_r}{\lambda} \Gamma \simeq \frac{2\pi \times 1500}{0,8} \times 5,9 \cdot 10^6 \simeq 70 \text{ GHz}$$

Même si les désaccords qu'on envisage sont du même ordre de grandeur que cette limite, le piégeage longitudinal semble toutefois assez efficace, comme le montre la figure 3.5, sur laquelle on a tracé la forme du potentiel piégeant, pour un désaccord égal à $3\delta_{lim}$.

3.2.2 Limitations dues à la sonde

Le fait d'ajouter un faisceau sonde au dispositif perturbe, de façon non négligeable, les atomes piégés, d'une part à cause de la force de pression de radiation induite par cette dernière, d'autre

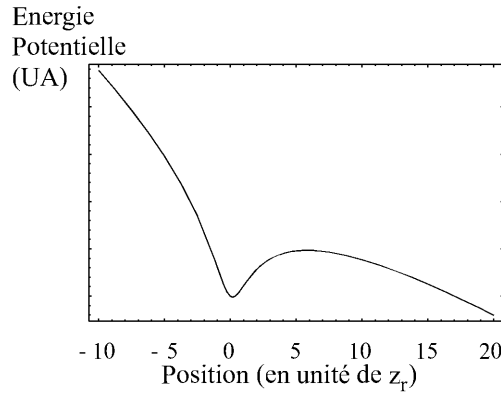


Figure 3.5: *Forme du puits de potentiel dans la direction longitudinale pour $\delta_L = 3\delta_{lim}$.*

part à cause de son chauffage. Le problème posé peut se résumer très schématiquement de la façon suivante : la perturbation induite sur les atomes sera d'autant plus faible que l'intensité de la sonde sera petite. Cependant, à cause de la sensibilité limitée de la caméra, on ne peut la diminuer de façon arbitraire. De plus, les limitations sur cette dernière sont différentes si l'on travaille en continu ou si l'on envoie sur les atomes un flash lumineux.

Dans le cas continu, toute la fenêtre temporelle d'acquisition de la caméra est utile. Comme elle est de l'ordre de quelques millisecondes, il n'est pas nécessaire d'avoir une sonde de grande intensité pour obtenir une quantité de lumière intégrée, suffisante pour être détectée. De plus, le piège magnéto-optique étant en permanence en fonctionnement, on bénéficie de sa force de piégeage importante et du mécanisme de refroidissement efficace de la mélasse associée. Ainsi, les effets néfastes de la sonde, comme la pression de radiation et le chauffage, peuvent être plus facilement compensés par la présence du piège magnéto-optique.

Par contre, dans le cas d'expériences résolues en temps, la durée de l'impulsion sonde doit être plus courte que le temps caractéristique d'évolution du système. Dans le cas d'atomes froids, la température étant de l'ordre de $10 \mu\text{K}$, la vitesse caractéristique est donnée par :

$$v = \sqrt{\frac{kT}{m}} \simeq 3 \text{ cm/s}$$

pour des atomes de Rubidium, ce qui correspond, pour des échelles de longueur de l'ordre de $10 \mu\text{m}$, à un temps caractéristique de l'ordre de $\tau \simeq 300 \mu\text{s}$. Ainsi, une impulsion ne peut guère excéder $30 \mu\text{s}$, ce qui oblige à prendre une intensité cent fois plus importante, pour obtenir la même quantité de lumière intégrée que dans le cas continu. De plus, comme le piège magnéto-optique sera souvent coupé lors de telles expériences, les effets de la pression de radiation et du chauffage ne pourront être compensés. En revanche, il suffit que ces effets soient négligeables pendant la durée de l'impulsion.

Le premier effet indésirable provient de la force de pression de radiation. Dans les expériences résolues en temps, pendant lesquelles on n'envoie qu'une impulsion courte sur les atomes, il suffit de les éclairer pendant un temps suffisamment court pour éviter toute perturbation. Par contre, dans le cas où l'on observe le piège en continu, cette force peut complètement annihiler le piégeage longitudinal. Pour une sonde de faible paramètre de saturation s , son expression est de la forme :

$$F_{sonde} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} s$$

Quant à la composante longitudinale de la force dipolaire, l'expression 1.6 nous donne une idée de son ordre de grandeur :

$$F_{dip} \simeq \hbar \frac{\delta_L s_0}{2z_r}$$

où s_0 est le paramètre de saturation pour le laser piège. Pour pouvoir négliger la force de pression de radiation et avoir effectivement un piégeage longitudinal, il faut que le rapport de ces forces soit très petit devant un, soit :

$$\frac{F_{sonde}}{F_{dip}} \simeq \frac{k\Gamma s z_r}{\delta_L s_0} \simeq 2\pi \frac{z_r}{\lambda} \times \frac{\Gamma}{\delta_L} \times \frac{s}{s_0} \ll 1$$

La condition sur le faisceau sonde porte donc sur son paramètre de saturation qui doit alors vérifier :

$$s \ll s_0 \frac{\lambda}{z_r} \times \frac{\delta_L}{\Gamma}$$

Comme $z_r \simeq 10^3 \lambda$ et que $\delta_L \simeq 10^5 \Gamma$, la condition devient $s \ll 100s_0$. Le paramètre de saturation du piège s_0 est le plus faible pour les grands désaccords. Pour $\delta_L = 500$ GHz, il est de l'ordre de 10^{-4} , ce qui conduit à une valeur limite pour la sonde de l'ordre de $s \ll 0,01$. Comme le diamètre du faisceau est de l'ordre de 3 mm, la puissance de la sonde doit être inférieure à $P_s = 1 \mu\text{W}$. Il faut, au passage, remarquer que, pendant les expériences en continu, on bénéficie encore du piège magnéto-optique. Et comme le piégeage longitudinal est également assuré par ce dernier, la condition sur la puissance de la sonde est sans doute moins stricte.

Le deuxième effet nuisible que peut avoir la sonde concerne le chauffage des atomes. Dans ce cas, l'expression 1.22 du coefficient de diffusion, calculée pour le laser du piège dipolaire, peut s'appliquer puisque le paramètre de saturation s doit être faible à cause de la première condition. On obtient donc, pour la valeur limite du paramètre de saturation imposée plus haut :

$$\frac{D_s}{m} = \frac{1}{m} (\hbar k_L)^2 \Gamma \frac{s}{2} \simeq 100 \times \frac{D_{dip}}{m}$$

En effet, seule la valeur du paramètre de saturation intervient et le chauffage de la sonde peut donc être égal, au maximum, à cent fois le chauffage induit par le piège dipolaire. Dans le cas impulsionnel, la durée de l'impulsion rend cet effet négligeable.

Le dernier problème, qui est en fait le plus nuisible, provient de ce qu'aucune transition de la raie D_1 , à 795 nm, n'est fermée. Dans le cas continu, l'intensité limitée de la sonde et le fait que le repompeur du piège magnéto-optique fonctionne font que ce problème est négligeable. Par contre, dans le cas d'une impulsion, l'intensité nécessaire pouvant être plus importante et le repompeur du piège magnéto-optique étant coupé, il est nécessaire d'y faire plus attention. Nous y reviendrons donc plus en détail ultérieurement.

3.2.3 Caméras utilisées

On a vu, au paragraphe précédent, que la puissance de la sonde doit être extrêmement faible pour éviter de perturber les atomes. Il faut donc un détecteur d'autant plus sensible. Dans les expériences qui vont suivre, nous en avons utilisé deux types.

La première est une caméra vidéo classique, suffisamment sensible pour la réalisation des expériences en continu, c'est-à-dire pendant lesquelles le piège magnéto-optique et le piège dipolaire sont en permanence en fonctionnement. Elle envoie un signal vidéo standard sur un ordinateur, qui le transforme en image numérique, de dimension 768×512 pixels et codée sur 8 bits, grâce

à une carte vidéo interne. L'image obtenue est donc codée sur $2^8 = 256$ niveaux de gris, les grandes valeurs correspondant aux faibles éclaircissements.

A cause de sa faible sensibilité, qui la rend inutilisable pour les expériences résolues en temps, où la quantité de lumière intégrée est très faible, on lui a préféré une caméra numérique de marque Sensys. Contrairement à une caméra vidéo classique, sa surface sensible est constituée par un réseau de 768×512 pixels, qui sont lus individuellement avec une bonne efficacité quantique. Sur ce type de caméra, la taille d'un pixel est de $9 \mu\text{m} \times 9 \mu\text{m}$, ce qui donne une surface sensible de $6,9 \text{ mm} \times 4,6 \text{ mm}$. Cette caméra est directement pilotée par un ordinateur, qui permet de choisir le temps d'acquisition ou encore la zone de la caméra à considérer. Le logiciel d'acquisition permet également le traitement des images obtenues. La quantité de lumière reçue pendant la durée d'intégration sur chaque pixel est ensuite codée sur 12 bits, ce qui permet de disposer d'une bien plus grande dynamique, puisque la valeur la plus grande est de $2^{12} = 4096$. L'image obtenue est par ailleurs directement numérique.

3.3 Visualisation du piège en régime continu

La première expérience réalisée à l'aide de ce dispositif est l'observation en continu d'un piège dipolaire, chargé en permanence par le piège magnéto-optique. De plus, le faisceau sonde éclaire les atomes en continu et on peut, à tout instant, prendre une image du piège sur la caméra, comme celle présentée sur la figure 3.6.

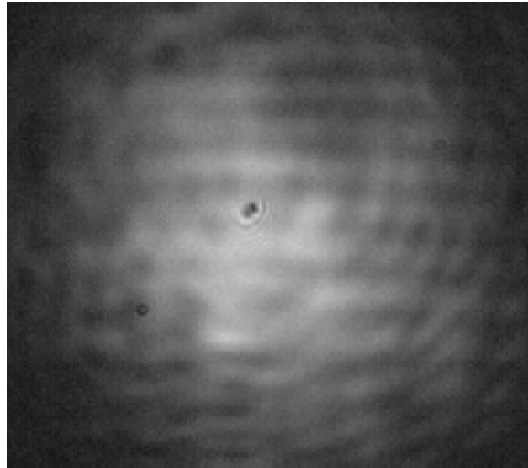


Figure 3.6: *Image brute du piège dipolaire, obtenue par absorption d'un faisceau sonde.*

Comme on fonctionne en régime de piège sombre, on s'attend à observer un piège dipolaire contenant essentiellement des atomes piégés dans le sous niveau $F = 1$. Cependant, quand on décale la sonde de façon à observer le sous-niveau $F = 2$, un piège dipolaire est également visible. En effet, comme il est très difficile de couper entièrement les repompeurs au centre du faisceau, il est probable qu'un résidu de lumière suffise à repomper une partie des atomes dans le sous-niveau fondamental $F = 2$. Nous discuterons plus en détail des phénomènes de pompage à la section A.1.2 de l'annexe A.

3.3.1 Traitement des images

L'image présentée à la figure 3.6 permet effectivement d'observer correctement la présence d'un piège dipolaire. Cependant, pour des mesure quantitatives d'absorption, il est nécessaire d'éliminer les fluctuations du fond.

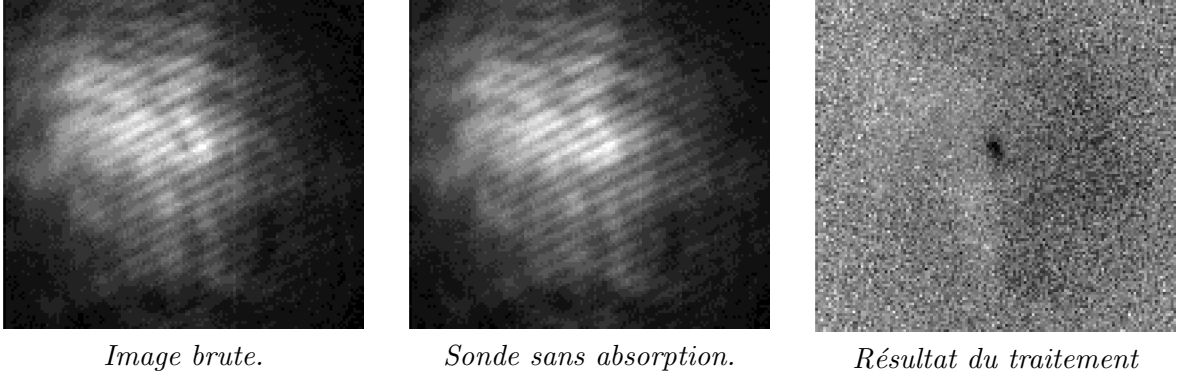


Figure 3.7: *Différentes étapes de la procédure de traitement.*

Comme l'information qui nous intéresse est la quantité de lumière absorbée, il est nécessaire d'éliminer les variations spatiales d'intensité de la sonde. Pour cela, il suffit de diviser l'image obtenue avec les atomes par l'image de la sonde seule. Cependant, dans le cas de la caméra vidéo, les forts éclaircissements étant codés par les petites valeurs, il faut d'abord effectuer une inversion de contraste des images, avant d'opérer la division. On est ainsi capable de voir, très clairement, le signal d'un piège sur l'image traitée, alors qu'il était invisible sur l'image brute. Une telle situation est représentée sur la figure 3.7.

3.3.2 Mise en évidence des déplacements lumineux

La procédure de traitement décrite précédemment permettant d'obtenir un profil d'absorption assez précis, il a été possible de visualiser, directement sur les images, l'effet des déplacements lumineux induits par le piège dipolaire. En effet, on a vu, à la section 3.2.1, que le déplacement $\Delta\nu_{D_1}$ de la raie D_1 sondée peut atteindre 300 MHz au centre du piège pour un désaccord de 50 GHz. Cette valeur étant bien supérieure à la largeur naturelle et à celle du faisceau sonde, il est donc tout à fait naturel de résoudre cette dépendance spatiale du déplacement lumineux.

Dans cette étude, comme le piège dipolaire est en permanence chargé par le piège magnéto-optique, puisque l'on est en régime continu, on a préféré travailler avec un faible désaccord pour augmenter au maximum les déplacements lumineux, quitte à avoir un coefficient de chauffage important. Avec un faisceau d'une puissance P de 35 mW, focalisé sur un waist w_0 de 19 μm , et un désaccord δ_2 de 70 GHz, le piégeage longitudinal n'est assuré que par le piège magnéto-optique. Dans ces conditions, les paramètres expérimentaux sont résumés dans le tableau 3.2.

δ_2 (GHz)	Δ_0 (MHz)	U_0 (mK)	$\Delta\nu_{D_1}$ (MHz)	$\Delta\nu_{D_2}$ (MHz)	Γ_{sp} (Ph/s)	D/m (mK/s)
-70	-161	-7.8	160	320	$9 \cdot 10^4$	30

Tableau 3.2: *Récapitulatif des paramètres expérimentaux dans le cas de l'étude spatiale des déplacements lumineux. Malgré la faible valeur du désaccord, la valeur du coefficient de chauffage dipolaire n'est cependant pas démesurée.*

En faisant augmenter la fréquence de la sonde à partir de résonance, nous avons obtenu les

clichés représentés, après traitement, sur la figure 3.8. Lorsque la sonde est à résonance sur la raie D_1 , on remarque essentiellement une image du piège magnéto-optique en absorption. Au centre, par contre, les atomes du piège dipolaire sont invisibles à cause des déplacements lumineux importants qu'ils ressentent. Tout ce passe donc comme si on avait creusé un trou au centre du piège magnéto-optique. Ensuite, quand on augmente doucement la fréquence de la sonde vers le bleu de la transition, on rentre en résonance avec des atomes de la périphérie du piège dipolaire, alors que les atomes du piège magnéto-optique n'absorbent plus. On observe donc un anneau sombre, dont le diamètre diminue d'autant plus que la sonde est décalée vers le bleu. Enfin, lorsque le désaccord de la sonde est de l'ordre de Δ_{D_1} , seuls les atomes du centre du piège dipolaire absorbent encore.

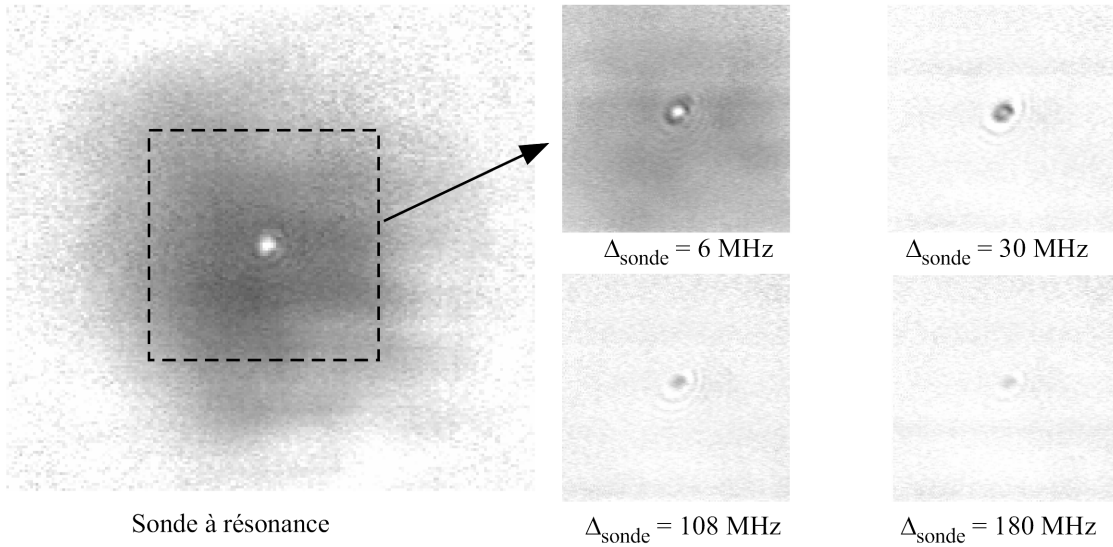


Figure 3.8: Images des atomes piégés pour une sonde autour de la raie D_1 , décalée de Δ_{sonde} vers le bleu. Le fond plus sombre des deux images prises proches de résonance s'explique par l'absorption des atomes présents dans le piège magnéto-optique.

Pour rendre compte de ce phénomène, nous avons réalisé deux études différentes. La première, assez schématique, consiste simplement à tracer la distance caractéristique correspondant à la position des atomes résonnants en fonction du désaccord. La seconde, plus rigoureuse, passe par le calcul du profil d'intensité absorbée pour les différents désaccords de la sonde. Ensuite, on les compare avec les profils mesurés.

Etude qualitative

La longueur de Rayleigh étant importante, négligeons, dans un premier temps, la dépendance longitudinale du déplacement $\Delta\nu_{D_1}$. Donc, en $z = 0$, ce dernier varie selon une loi gaussienne de type :

$$\Delta(r) = \Delta\nu_{D_1} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} \quad (3.2)$$

En inversant 3.2, on obtient la position radiale des atomes résonnants pour une sonde désaccordée de Δ_{sonde} vers le bleu de la transition :

$$r(\Delta_{sonde}) = w_0 \ln \sqrt{\frac{\Delta\nu_{D_1}}{\Delta_{sonde}}}$$

Le diamètre des anneaux sombres, mesurés en pixels sur les images de la caméra, doivent donc suivre la même loi, à un facteur d'échelle près :

$$D(\Delta_{sonde}) = 2w_0^{app} \ln \sqrt{\frac{\Delta\nu_{D_1}}{\Delta_{sonde}}} \quad (3.3)$$

où w_0^{app} est le waist apparent sur la caméra. Si γ est le grandissement de l'imagerie, $w_0^{app} = \gamma w_0$.

La courbe 3.9 représente les mesures expérimentales. Etant donné la variation extrêmement rapide des déplacements lumineux (160 MHz en quelques 20 μm), la largeur des anneaux devrait être infiniment fine. Cependant, à cause de la résolution limitée de l'imagerie, leur épaisseur se trouve élargie. De cette dimension, on peut déduire que la largeur à mi-hauteur de la réponse du système est de l'ordre de 3-4 pixels. Comme les anneaux ne sont plus résolus à partir de la quatrième image, le diamètre de ces derniers doit donc être inférieur à 3-4 pixels.

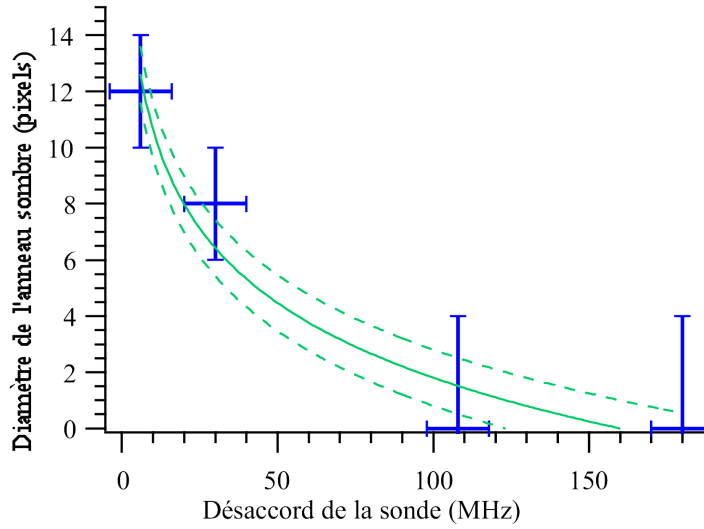


Figure 3.9: *Evolution de la position des atomes résonnants avec le désaccord de la sonde. Les courbes en pointillés correspondent aux variations extrêmes du diamètre étant données les incertitudes sur le désaccord.*

On cherche alors à ajuster le profil 3.3 sur les points expérimentaux. Dans ce but, on fixe la valeur de $\Delta\nu_{D_1}$ à 160 MHz et on recherche la valeur du waist apparent, paramètre libre de l'ajustement. En pixels, on obtient : $w_0^{app} \simeq 4$. Si on procède de la façon contraire, à savoir que l'on fixe la valeur du waist à 4 pixels, l'ajustement donne bien un déplacement $\Delta\nu_{D_1}$ de (160 ± 10) MHz. Dans les deux cas, on peut remarquer, sur la courbe 3.9, que ce modèle simple est relativement cohérent avec les observations expérimentales.

Dépendance radiale de l'intensité absorbée

Pour rendre compte plus quantitativement des profils d'intensité observés, il est nécessaire de faire une étude un peu plus précise que la précédente. Pour cela, nous allons calculer directement la dépendance radiale absorbée à partir des paramètres expérimentaux. Dans la suite, on normalisera les dépendances spatiales par les caractéristiques géométriques du piège, à savoir

que r sera donné en unité de w_0 et z en unité de z_r . Ainsi, le déplacement de la raie D_1 , comme tous les déplacements lumineux, a la dépendance spatiale suivante :

$$\Delta(r, z) = \frac{\Delta\nu_{D_1}}{1 + z^2} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} \quad (3.4)$$

dont la forme est représentée en trois dimensions sur la figure 3.10.

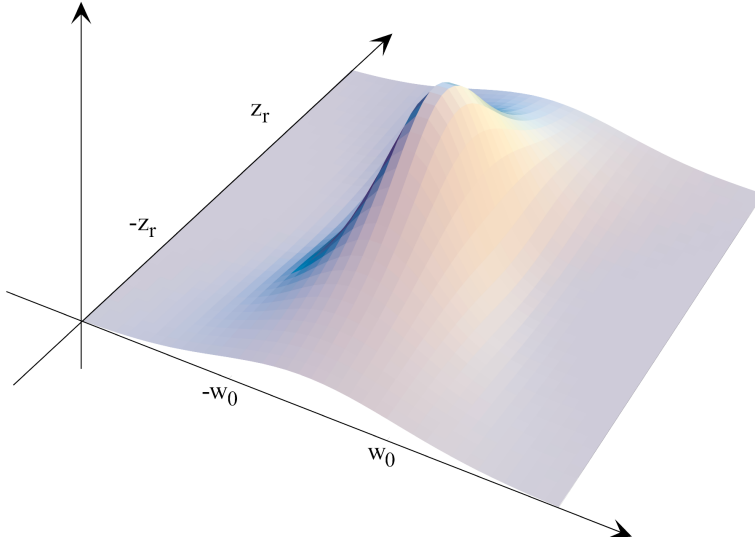


Figure 3.10: Dépendance spatiale des déplacements lumineux en 3D

La sonde peut être considérée comme une onde plane sur toute la longueur du piège et l'intensité élémentaire absorbée par les atomes sur une longueur dz est donc :

$$dI = -I n(\vec{r}) \sigma(\vec{r}) dz \quad (3.5)$$

où $n(\vec{r})$ est la densité atomique au point \vec{r} et $\sigma(\vec{r})$ la section efficace. A cause de sa forme Lorentzienne en fréquence, une dépendance spatiale apparaît sur $\sigma(\vec{r})$, par l'intermédiaire de la fréquence de transition effective des atomes et prend donc la forme :

$$\sigma(r, z) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2/4}{[\omega_s - \omega_{D_1} - \Delta(r, z)]^2 + \Gamma^2/4} = \frac{\sigma_0}{1 + 4 \left[\frac{\Delta_{sonde}}{\Gamma} - \frac{\Delta(r, z)}{\Gamma} \right]^2}$$

où $\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$ est la section efficace d'absorption à résonance. On peut alors voir que la section efficace reste effectivement une lorentzienne, maximale lorsque le désaccord de la sonde, Δ_{sonde} , compense le déplacement vers le bleu de la raie D_1 , $\Delta(r, z)$.

En ce qui concerne la densité atomique, on a considéré qu'elle était fixée par le piège magnéto-optique. En effet, à cause du chargement continu, on peut considérer qu'elle n'a pas le temps de se thermaliser sur le piège dipolaire. Ainsi, comme la dimension radiale est très petite devant les dimensions du piège magnéto-optique, on prendra une distribution indépendante de la variable r . Pour la direction longitudinale, comme la longueur de Rayleigh est de l'ordre de grandeur du demi-rayon du piège magnéto-optique, il paraît raisonnable, pour limiter les paramètres,

de prendre une distribution gaussienne en z de dimension caractéristique z_r . Ainsi, en unités normalisées :

$$n(\vec{r}) = n_0 e^{-\frac{z^2}{2}}$$

L'intégration de 3.5 sur z , variant de $-\infty$ à $+\infty$, donne le profil d'intensité de la sonde, obtenu après passage à travers le nuage atomique, soit :

$$I(r) = I_0 e^{-\alpha_0 \mathcal{P}(r, \Delta_{sonde})} \quad \text{où} \quad \alpha_0 = n_0 \sigma_0 z_r \quad (3.6)$$

$\mathcal{P}(r, \Delta_{sonde})$ est une fonction de profil radial, ne dépendant que de la fréquence de la sonde, Δ_{sonde} . Sa forme, donnée par :

$$\mathcal{P}(r, \Delta_{sonde}) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \frac{e^{-\frac{z^2}{2}}}{1 + 4 \left[\frac{\Delta_{sonde}}{\Gamma} - \frac{\Delta \nu_{D1}}{1 + z^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{1 + z^2}\right) \right]^2}$$

peut être calculée numériquement pour les fréquences de la sonde qui nous intéressent, à savoir celles pour lesquelles on a pris une image de l'intensité absorbée.

Comparaison avec l'expérience

Pour comparer ces profils calculés, on utilise, comme valeur de densité atomique, celle qui a été mesurée lors d'une étude annexe sur le piège magnéto-optique [67], à savoir :

$$n_0 = 4 \cdot 10^9 \text{ at/cm}^3 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ at}/\mu\text{m}^3$$

On obtient alors un paramètre $\alpha_0 = 2$.

La dernière étape consiste à prendre en compte la résolution finie de notre système d'imagerie. En effet, pour être capable d'observer les profils d'absorption 3.6, il est nécessaire d'utiliser un système optique dont la résolution doit être bien meilleure que la valeur du waist w_0 , ce qui est loin d'être notre cas. Il faut donc convoluer le profil théorique obtenu avec la réponse percussionnelle de notre système, que nous prendrons de forme gaussienne, avec la même largeur que dans le cas de l'étude du diamètre des anneaux sombres avec le désaccord de la sonde. Enfin, pour mettre les courbes expérimentales à une échelle radiale normalisée par w_0 , on a repris, comme valeur de waist, la valeur trouvée dans l'étude précédente, c'est-à-dire $w_0 = 4$ pixels.

Ainsi, les quatre courbes en traits pleins de la figure 3.11 ont été obtenues en ne laissant, comme paramètre libre, que la normalisation de la convolution. On peut donc affirmer, au vu des courbes de la figure 3.11, que cette dernière étude rend assez bien compte, quantitativement, de la dépendance spatiale des déplacements lumineux.

Pour conclure, on peut discuter du choix de la description du piège dipolaire en terme de faisceaux gaussiens. En effet, si le faisceau est bien paraxial au sens où $z_r \gg w_0$, on peut vérifier le stigmatisme de notre système de focalisation, formé d'une lentille plan-convexe de focale de 400 mm. Pour mieux connaître les aberrations, on peut, par exemple, évaluer le rayon de la tache d'aberration sphérique pour le cas de notre lentille, donné par [68] :

$$r = a\alpha^3 \quad \text{avec} \quad a = \frac{f}{2(1-n)^2} \left(n^2 - 2n + \frac{2}{n} \right) \quad (3.7)$$

α est l'angle d'ouverture. Dans notre cas, où le faisceau de diamètre 10 mm focalise à 400 mm de la lentille, il vaut $\alpha = 10/400$ soit 25 mrad. Quant au coefficient a , pour une lentille d'indice $n = 1.5$, il prend une valeur de 467 mm. On obtient donc un rayon d'aberration de l'ordre de 8 μm , ce qui commence à être du même ordre de grandeur que le waist w_0 . Il n'est donc pas complètement exclu que le faisceau ne soit pas tout à fait de la forme gaussienne attendue.

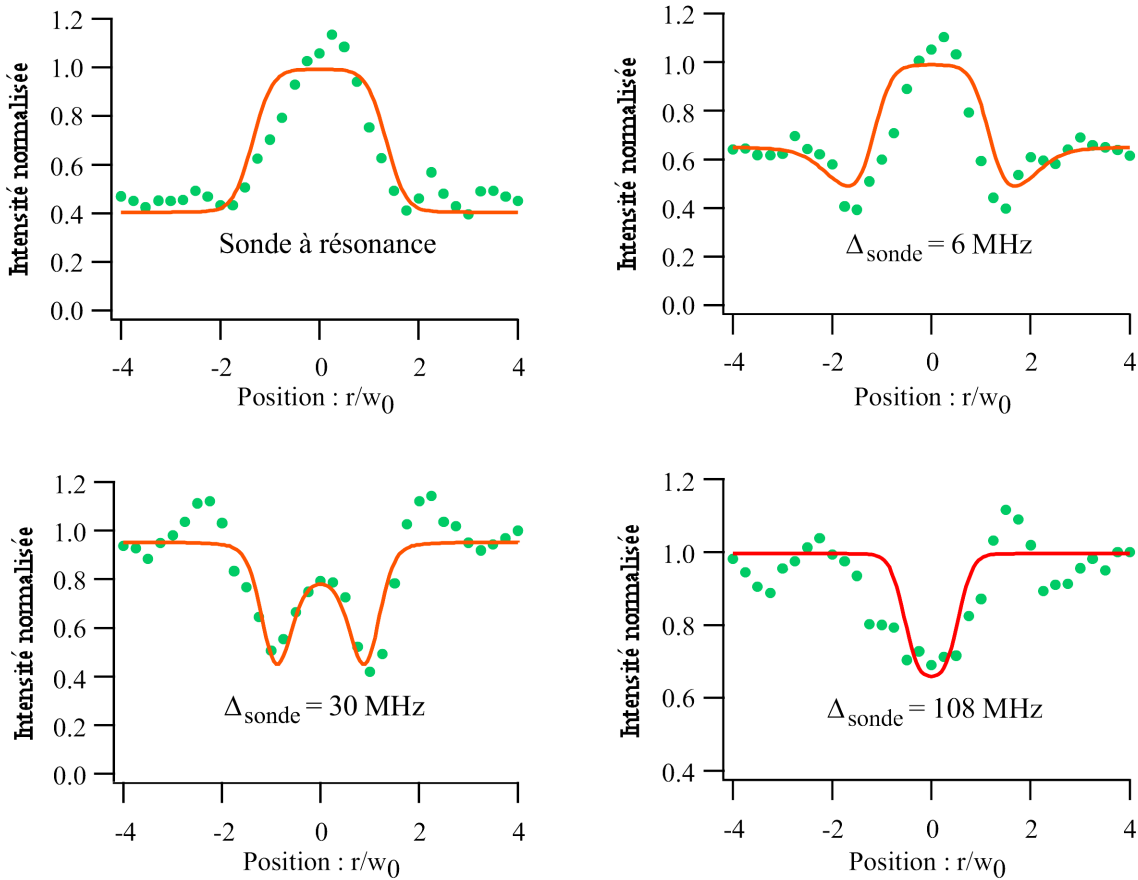


Figure 3.11: Evolution des profils d'intensité normalisés pour une sonde autour de la raie D_1 , décalée de Δ_{sonde} vers le bleu. Les points correspondent aux profils expérimentaux et les courbes à l'intensité calculée.

3.3.3 Effets d'indices

Si on regarde plus en détail les deux courbes du bas de la figure 3.11, on remarque la présence d'oscillations qui ne sont pas prises en compte par le fit. Ces dernières sont en fait la traduction d'anneaux que l'on voit en coupe et qui sont effectivement présents sur les images de la figure 3.8. Pour comprendre leur provenance, il faut noter que la sonde qui traverse le nuage atomique piégé n'est pas uniquement sensible à un phénomène d'absorption. Le gradient de déplacement lumineux est également responsable d'un gradient d'indice, si bien que, pour la partie de la sonde qui traverse le piège dipolaire, le nuage atomique joue un peu un rôle de lentille, dont la géométrie est assez complexe. On peut donc interpréter les anneaux comme des interférences entre une onde plane, qui n'a pas traversé le piège dipolaire, et une onde sphérique, issue de la diffraction de la sonde sur la "lentille" formée par le piège dipolaire.

3.4 Bilan et conclusion

Le résultat le plus important de cette étude préliminaire est, sans nul doute, que nous avons été capables de réaliser un piège dipolaire dont le processus de chargement repose sur le fonctionnement, en parallèle, d'un piège magnéto-optique et du piège dipolaire. En effet, les mécanismes

de refroidissements, dûs à la présence de la mélasse, permettent une dissipation suffisante pour faire entrer les atomes dans le piège dipolaire, malgré les déplacements lumineux qui en limitent l'efficacité. Cependant, cette méthode de chargement est probablement moins efficace que la méthode séquentielle habituellement utilisée, bien que nous n'ayons pu les comparer dans notre cas particulier. De plus, en ce qui nous concerne, le but n'étant pas de piéger une grande quantité d'atomes, il est probable que ce processus de chargement, particulièrement simple, sera suffisant.

De plus, ces expériences nous ont surtout permis de déterminer la gamme de paramètres du piège dipolaire à utiliser. Le résultat est qu'il faut trouver un bon compromis entre la profondeur du piège, qui doit être la plus grande possible, et les déplacements lumineux, qui ne doivent pas être trop importants afin de permettre au refroidissement d'être encore efficace. Le compromis semble avoir été trouvé pour une profondeur de puits de l'ordre du mK, soit des déplacements lumineux de l'ordre de la centaine de MHz.

La réalisation de ce piège n'étant qu'une étude préliminaire, nous avons reporté dans l'annexe A l'étude de sa durée de vie et de sa température.

Partie B : Piège dipolaire croisé

Dans cette seconde partie, qui sera aussi essentiellement qualitative, nous allons décrire la première géométrie de piège dipolaire réalisée et observée à l'aide du Microscope de Grande Ouverture MIGOU. Avant d'entreprendre la réalisation d'un piège dipolaire microscopique, nous avons commencé par étudier un piège de plus grande taille, afin de disposer d'un plus grand nombre d'atomes et, par conséquent, d'un signal plus facile à détecter. C'est pourquoi, nous nous sommes placés dans la configuration dans laquelle le faisceau piège possède un waist d'environ $16 \mu\text{m}$ au foyer de l'objectif, retrouvant ainsi les mêmes paramètres que dans le cas du piège dipolaire observé par absorption. De la même façon, la fréquence du piège sera placée sur le rouge de la raie D_2 à 780 nm . Et, dans ces conditions, nous savons qu'il est possible de réaliser un piège dipolaire, que nous observerons avec notre nouveau dispositif d'imagerie.

Cependant, la première différence réside dans la méthode mise en œuvre pour l'observer. En effet, nous ferons l'image du piège grâce à de la lumière de fluorescence induite par une sonde annexe à 795 nm . Le choix de cette longueur d'onde d'observation a été motivée par la présence de lumière parasite. Tout d'abord, la longueur d'onde du piège dipolaire n'est que très peu désaccordée sur le rouge de la raie D_2 . En effet, comme pour le piège dipolaire précédent, le waist est assez gros et on ne peut se permettre de trop grands désaccords, si on veut garder une profondeur de piège suffisante. La longueur d'onde du piège dipolaire a donc été choisie à 780.2 nm . Comme sa puissance est importante, les diffusions résiduelles sur les optiques seraient donc catastrophiques si on choisissait de regarder la fluorescence au voisinage de 780 nm . D'autre part, grâce à l'utilisation de la raie D_1 , on s'affranchit également de toute la lumière de fluorescence provenant des faisceaux de la mélasse à 780 nm .

La seconde différence est que nous allons tirer profit de la partie arrière de l'objectif pour réinjecter le faisceau piège au niveau des atomes, et réaliser ainsi un piège dipolaire croisé, qui confiner les atomes dans les trois directions de l'espace [45, 46].

Dans un tel piège, les franges d'interférences, réalisées au croisement des deux faisceaux, permettent un très fort confinement longitudinal, si bien que les atomes se déplacent dans des pièges dont la forme ressemble à des " galettes " verticales. Nous commencerons par la description du dispositif expérimental, basé sur l'objectif MIGOU, utilisé pour réaliser le piège dipolaire croisé. Ensuite, nous parlerons du système mis en place pour visualiser le piège réalisé,

par la fluorescence induite par une sonde annexe. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus, mais également les problèmes rencontrés, avant de conclure.

3.5 Réalisation expérimentale du piège croisé

Le principe du dispositif consiste à utiliser le montage réalisant le piège dipolaire dans un régime de faible focalisation, si bien que le faisceau peut être considéré comme parallèle, du moins à l'échelle de son waist. Ainsi, comme le faisceau n'utilise qu'une toute petite partie de l'ouverture numérique de l'objectif, on peut s'écarter de l'axe optique et lui donner alors une direction ascendante à 45° , au niveau du foyer de l'objectif. Pour réaliser le second faisceau, on réinjecte la lumière qui ressort de l'enceinte par la partie arrière, après l'avoir remise en forme. Comme les deux faisceaux qui se croisent sont ascendants à 45° , les franges d'interférences sont des plans verticaux, orthogonaux à l'axe optique.

3.5.1 Mise en forme de l'aller

Le faisceau du piège dipolaire provient, comme dans le cas de celui que nous avons observé par absorption, d'un laser Titane Saphir, pompé par un laser Argon. Ce faisceau est filtré spatialement par une fibre optique monomode.

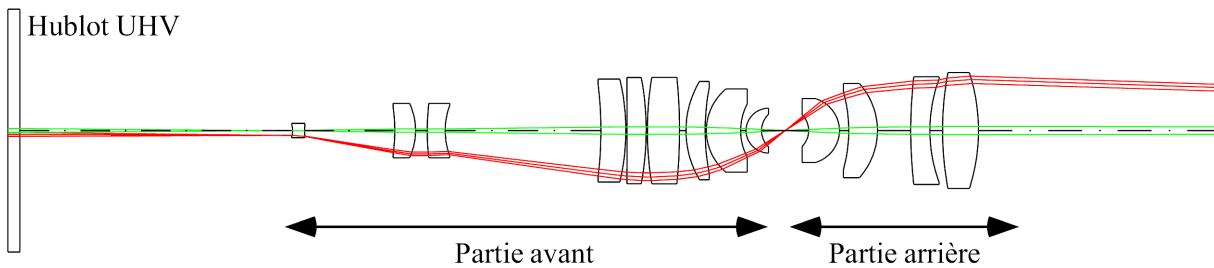


Figure 3.12: *Mise en forme du faisceau aller. Si on se place en régime de faisceau “quasi parallèle” et si on déplace la fibre de $100\ \mu\text{m}$ au dessus de l'axe optique, le faisceau vient focaliser sur le bas de la lentille d'entrée de la partie avant de l'objectif. Au niveau du foyer de l'objectif, on a alors un faisceau ascendant à 45° , dont le waist est de $16\ \mu\text{m}$. Les rayons lumineux ne sont représentés qu'à partir de l'entrée dans l'enceinte ultra-vide.*

La mise en forme du faisceau aller est représentée sur la figure 3.12. On part de la position pour laquelle le faisceau piège est quasi-parallèle (section 2.4.3), mais toujours aligné avec l'axe optique du dispositif. Dans ce régime, le faisceau focalise sur la lentille d'entrée de l'objectif et reste quasiment parallèle dans tout l'objectif. Ensuite, en déplaçant de $100\ \mu\text{m}$ vers le haut la fibre qui filtre le laser du piège dipolaire, le faisceau suit le trajet schématisé sur la figure 3.12 et fait alors un angle ascendant de 45° au niveau du centre de l'objectif. Dans ces conditions, le faisceau possède un waist $w_0 = 16\ \mu\text{m}$ et une longueur de Rayleigh $z_r = 1\ \text{mm}$.

En fait, le caractère quasi-parallèle du faisceau au centre de l'objectif est tout relatif. En effet, si on se réfère à la figure 3.12, l'ouverture numérique utilisée, de l'ordre de 0.03, est très inférieure à l'ouverture numérique totale de 0,7071 et c'est dans ce sens que le faisceau est considéré comme quasi parallèle. Cependant, avec un waist de $16\ \mu\text{m}$, il est raisonnable de dire que le faisceau focalise au centre de l'objectif, et ce, malgré la dénomination donnée à ce régime, pour le différencier du cas de forte focalisation.

3.5.2 Préparation du faisceau retour

Comme le faisceau est focalisé au centre de l'objectif, il converge, à nouveau, dans le plan conjugué du centre de l'objectif par la partie arrière. Pour obtenir, à partir de celui-ci, un faisceau retour qui fasse également un angle ascendant de 45° au centre de l'objectif, mais cette fois en passant par la partie arrière, il suffit que ce faisceau soit le symétrique de l'aller par rapport à l'axe optique.

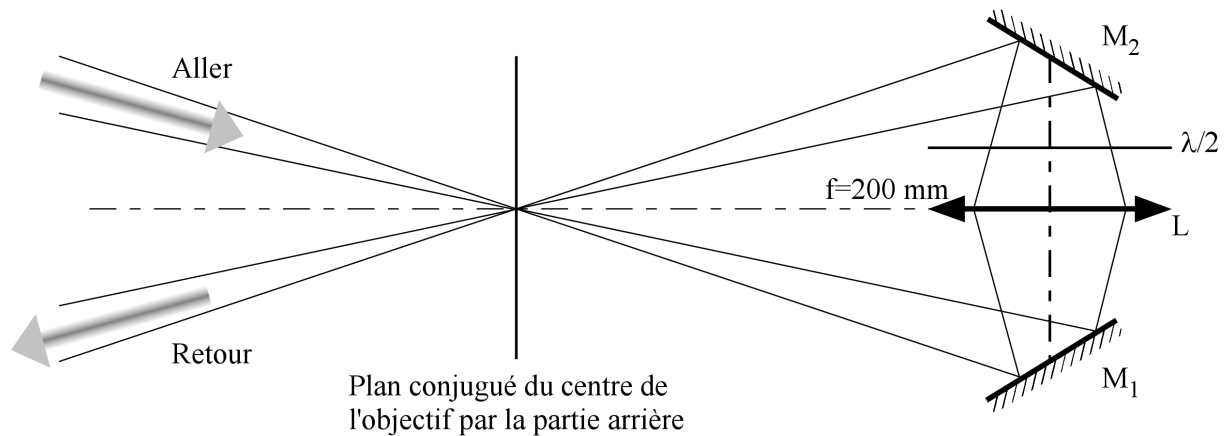


Figure 3.13: Mise en forme du faisceau retour à partir du faisceau aller.

La façon de procéder est représentée sur la figure 3.13. D'une part, grâce à un jeu de deux miroirs, on fait en sorte de refaire passer l'axe de propagation du faisceau retour par le point conjugué du centre de l'objectif. Ainsi, le faisceau retour se propagera de façon symétrique par rapport à l'aller. D'autre part, on utilise un montage de grandissement -1, formé par une lentille de focale $f = 200$ mm pour conjuguer à nouveau l'image du centre de l'objectif sur lui-même. On dispose alors, dans le plan conjugué de celui du foyer de l'objectif, d'un faisceau retour, dont la direction est symétrique à celle de l'aller par rapport à l'axe optique, et dont le waist est identique. On a donc, finalement, deux faisceaux à 45° de l'axe optique, qui se coupent au centre de l'objectif, comme le montre la figure 3.14.

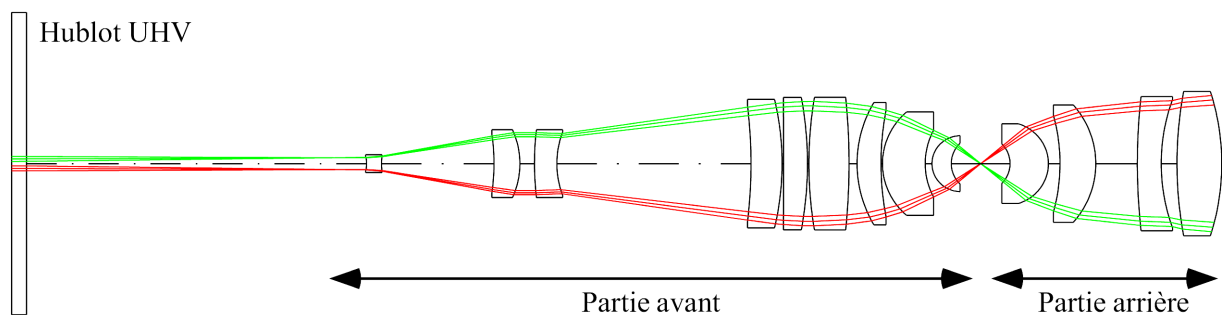


Figure 3.14: Trajet des faisceaux aller et retour à l'intérieur de l'objectif. Les deux faisceaux forment, chacun, un angles de 45° avec l'axe optique.

Grâce à une lame $\lambda/2$, on est également en mesure de choisir la polarisation du faisceau retour. Dans le cas d'une configuration où les deux champs électriques sont parallèles (lin. \parallel lin.), les interférences créent des franges d'égalité d'intensité, sous la forme de plans orthogonaux à l'axe optique. Dans le cas d'un contraste parfait, l'intensité maximale atteint alors quatre fois

celle d'un faisceau unique. A cause de la géométrie choisie, les deux faisceaux du piège croisé font, entre eux, un angle de $\theta = 90^\circ$. L'interfrange est donc donnée par : $i = \lambda/[2 \sin(\theta/2)] = \lambda/\sqrt{2}$, soit environ $i = 0.6 \mu\text{m}$. On dispose donc de micro-pièges dipolaires, sous la forme de " galettes " verticales, espacées d'un interfrange i . Quant au piégeage transversal, il est assuré par le gradient d'intensité, dû à la focalisation sur un waist de $16 \mu\text{m}$.

On peut également choisir d'éviter les interférences, en utilisant des champs électriques orthogonaux (lin. \perp lin.). Dans ces conditions, l'intensité obtenue n'est plus que deux fois celle d'un faisceau unique et les déplacements lumineux sont donc plus faibles.

Enfin, il est nécessaire de prendre de grandes précautions avec le système d'imagerie, décrit à la section 2.5. En effet, à cause de la focalisation du faisceau du piège dipolaire sur la lentille d'entrée de l'objectif, la quantité de lumière diffusée par cette surface est suffisante pour être observée, malgré les filtres interférentiels, sur la caméra CCD. Ce phénomène est particulièrement critique pour le faisceau retour, qui se propage dans le même sens que le système d'imagerie.

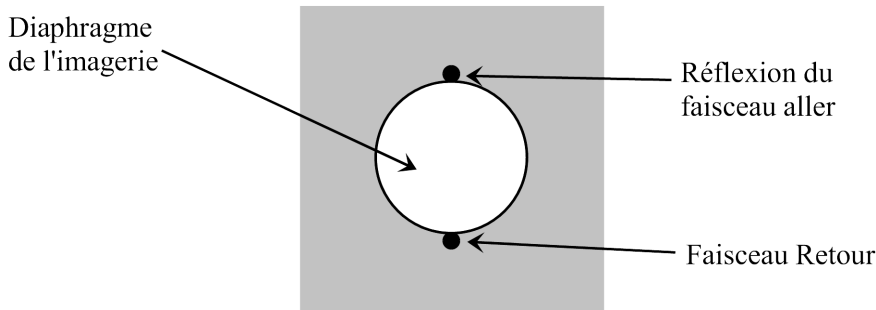


Figure 3.15: Filtrage des taches parasites, provenant du faisceau du piège dipolaire.

Cependant, comme le montre la figure 3.14, ces deux faisceaux sont très excentrés sur la lentille d'entrée de l'objectif. Ils le seront donc également sur le plan du diaphragme de l'imagerie, conjugué de la lentille d'entrée de l'objectif. Comme le montre le schéma 3.15, la taille du trou est choisie pour laisser passer une grande partie de la fluorescence utilisée pour l'imagerie, qui se propage parallèlement à l'axe optique, tout en coupant la lumière parasite provenant des faisceaux du piège dipolaire.

3.5.3 Caractéristiques du piège

L'objet de ce paragraphe est de donner une idée des paramètres des pièges dipolaires que l'on peut réaliser avec le dispositif décrit précédemment. Contrairement au cas du piège dipolaire observé par absorption, il est impossible d'aller vérifier expérimentalement la taille du waist au niveau du centre de l'objectif. Cependant, les mesures effectuées sur le faisceau, à la sortie de l'enceinte ultra-vide, après la traversée complète de l'objectif, est assez cohérente avec le calcul effectué grâce au logiciel CODE V. On peut donc faire relativement confiance au waist calculé par ce dernier, dont la valeur est de l'ordre de $w_0 = 16 \mu\text{m}$. Pour une puissance de faisceau de $P = 15 \text{ mW}$ et un désaccord rouge de $\delta_2 = -100 \text{ GHz}$ par rapport à la raie D_2 , les paramètres correspondant aux différents pièges sont résumés dans le tableau 3.3.

Pour se donner une idée du confinement, on peut également donner la valeur des fréquences d'oscillations dans le piège dipolaire croisé. Si U_0 est la profondeur du puits pour un seul faisceau, la fréquence transversale, pour un mouvement orthogonal à l'axe du faisceau, est donnée par :

$$\nu_{tr} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}$$

Type de piège	Δ_0 (MHz)	U_0 (mK)	$\Delta\nu_{D_1}$ (MHz)	$\Delta\nu_{D_2}$ (MHz)	Γ_{sp} (Ph/s)	D/m (mK/s)
Simple	-70	-3.3	70	140	26 000	9.6
Croisé lin. \perp lin.	-140	-6.6	140	280	52 000	19.2
Croisé lin. \parallel lin.	-280	-13.2	280	560	104 000	38.4

Tableau 3.3: *Récapitulatif des paramètres expérimentaux concernant les différents pièges dipolaires possibles. Ces valeurs correspondent à une puissance de $P=15$ mW et un waist de $w_0=16$ μ m.*

Pour les paramètres précédents, elle a pour valeur : $\nu_{tr} \simeq 10$ kHz.

Dans le cas du piège croisé en configuration lin. \perp lin., la profondeur du piège est multipliée par un facteur deux. De plus, à cause de l'angle droit formé par les deux faisceaux, le piège est isotrope, avec un fréquence d'oscillation de l'ordre de : $\nu_{\perp} = \nu_{tr}\sqrt{2} \simeq 14$ kHz.

En ce qui concerne le piège croisé en configuration lin. \parallel lin., la profondeur du piège est multipliée par 4, mais le plus gros effet provient des franges d'interférences qui provoquent une modulation de l'intensité le long de l'axe optique, avec une période $i = \lambda/\sqrt{2}$. Le potentiel qui en résulte a donc la forme :

$$U(z) = -4U_0 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{z\sqrt{2}}{\lambda} \right) \right]$$

Par un développement à l'ordre 2, on aboutit à une fréquence d'oscillation donnée par :

$$\nu_{\parallel} = 2\sqrt{\frac{2U_0}{m\lambda^2}}$$

Pour une profondeur $U_0 = 3.3$ mK, on obtient une fréquence de : $\nu_{\parallel} \simeq 2$ MHz.

3.6 Dispositif de visualisation

Pour observer le piège dipolaire réalisé, on utilise le dispositif d'imagerie décrit à la section 2.5. La fluorescence utilisée est induite par une sonde annexe, accordée sur la raie D_1 à 795 nm. Ainsi, grâce à des filtres interférentiels, on s'affranchit de la lumière parasite provenant des faisceaux à 780 nm. De plus, comme la sonde est accordable, on peut visualiser séparément les atomes du piège magnéto-optique de ceux du piège dipolaire, grâce aux déplacements lumineux. Comme on travaille désormais sans dispositif de " Dark-Spot ", les atomes sont essentiellement piégés dans le sous-niveau fondamental $F = 2$.

3.6.1 Mise en place du faisceau sonde

De manière plus précise, la sonde utilisée pour exciter les atomes provient du même laser Titane Saphir que celui que nous avons utilisé pour visualiser le piège dipolaire précédent par absorption et sa mise en forme est représentée sur la figure 3.16. Comme les accès optiques aux atomes piégés sont limités, on aligne ce faisceau sur une des voies du piège magnéto-optique. On utilise également le miroir qui, placé au bout de celle-ci, rétro-réfléchit la sonde. On s'affranchit ainsi de la pression de radiation que la sonde exerce sur les atomes, puisqu'elle est alors sous la forme d'une onde stationnaire. La puissance utilisée varie de 10 à 100 μ W.

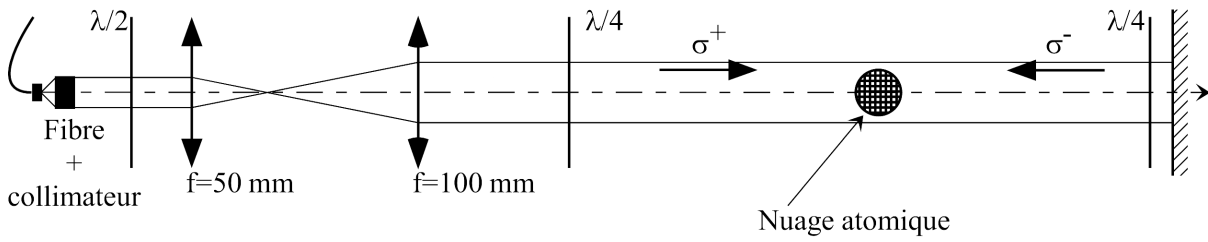


Figure 3.16: *Mise en forme détaillée de la sonde. Comme le faisceau est superposé avec une des voies du piège magnéto-optique, il est rétro-réfléchi, et la lame $\lambda/2$ permet de choisir le type d'onde stationnaire à utiliser. Les deux $\lambda/4$ sont celles du faisceau du piège magnéto-optique.*

De plus, une lame $\lambda/2$ permet de choisir sa polarisation pour qu'elle soit identique à celle du piège magnéto-optique, c'est-à-dire σ^+/σ^- . Ainsi, non seulement la sonde ne pousse pas les atomes, mais, en choisissant un désaccord rouge par rapport à la raie D_1 , on dispose d'une mélasse à une dimension, susceptible de les refroidir.

Ensuite, le choix de la taille du faisceau est particulièrement important : il doit être suffisamment fin pour ne pas créer de lumière parasite lorsqu'il passe entre les parties avant et arrière de l'objectif. En effet, cette lumière étant à 795 nm, elle n'est pas arrêtée par les filtres interférentiels de l'imagerie.

Par ailleurs, ce faisceau doit être suffisamment large pour que sa divergence soit négligeable pendant tout son trajet aller-retour à l'intérieur de l'enceinte ultra-vide, dont la longueur est proche de 2 m. Pour supprimer l'effet de la pression de radiation, l'intensité de l'aller et du retour doit être la même. Dans ce but, on a mis en place un télescope qui double la taille du faisceau. La sonde a alors un diamètre de l'ordre de 2 mm à l'entrée de l'enceinte ultra-vide, ce qui rend la divergence du faisceau quasiment négligeable, tout en gardant un diamètre suffisamment fin pour passer entre les deux parties de l'objectif. Grâce au système d'imagerie formé par la caméra CCD, nous avons pu vérifier que cette sonde n'induisait pas de lumière parasite à 795 nm.

L'ensemble du dispositif de visualisation est représenté sur la figure 3.17. Avec des puissances de 10 à 100 μW et un rayon de 1 mm, le paramètre de saturation d'un des faisceaux s_0 varie de 0.2 à 2.

3.6.2 Repompeur annexe

Comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, l'ajout d'une sonde sur la raie D_1 à 795 nm provoque une fort dépompage, car aucune transition n'est fermée. En plus du pompage hyperfin déjà rencontré, on doit prendre en compte un pompage Zeeman, comme le montre la figure 3.18. En effet, à cause de la polarisation σ^+/σ^- de la sonde, les atomes pourraient s'accumuler dans les sous-niveaux Zeeman de moment magnétique le plus élevé.

Cependant, grâce à la polarisation σ^+/σ^- , tous les sous-niveaux Zeeman semblent, au premier abord, couplés à la sonde. Mais dans une telle configuration, la présence d'états non couplés au champ [33] est susceptible également de limiter la fluorescence induite par la sonde : une fois dans un tel état, les atomes ne peuvent plus être excités et n'émettent donc plus de lumière. De plus, la superposition de deux ondes σ^+/σ^- contre-propageantes donne, en réalité, une polarisation linéaire locale qui tourne en forme de "tire-bouchon". Comme le coefficient de Clebsch-Gordan qui relie deux états $|F; m_F = 0\rangle$ et $|F' = F; m_{F'} = 0\rangle$ est nul, le niveau $|F; m_F = 0\rangle$ devient un état non couplé. Le problème du pompage optique dans le cas de transitions ouvertes est donc délicat à traiter.

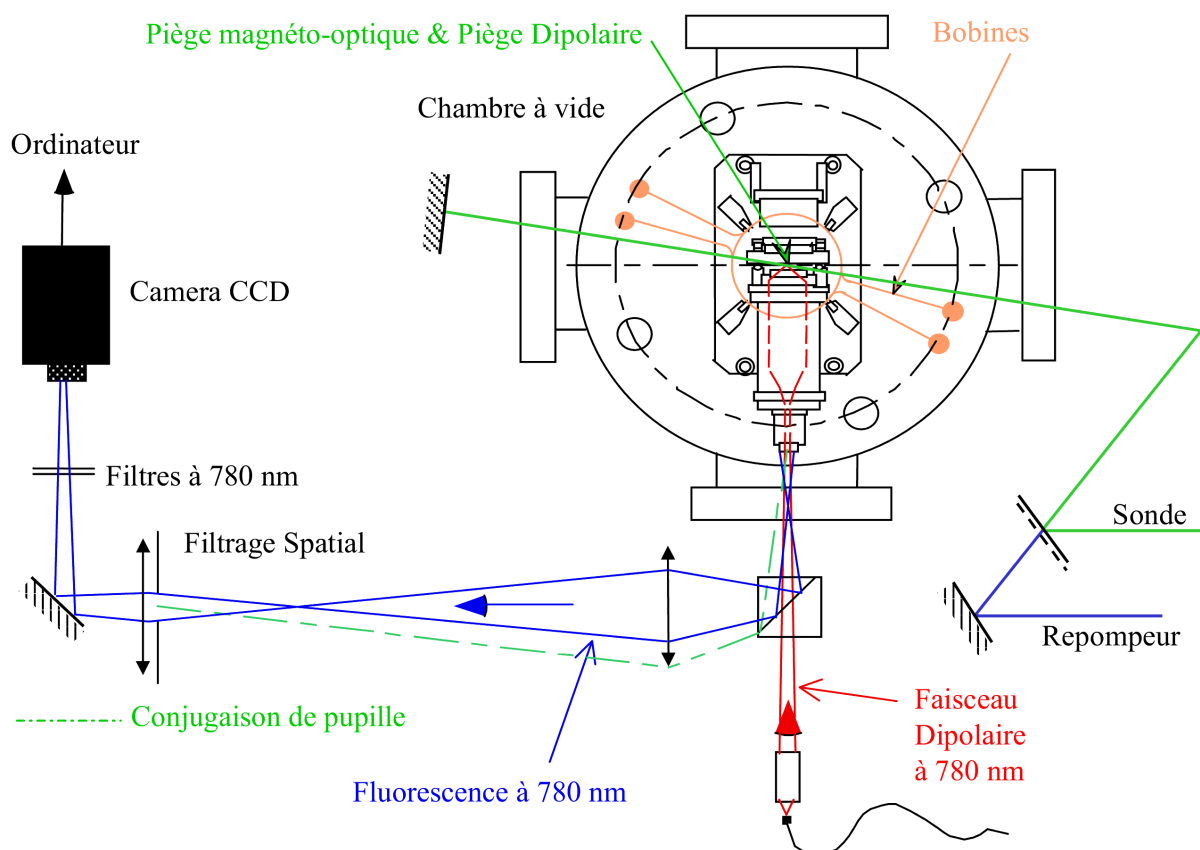


Figure 3.17: Dispositif utilisé pour observer le piège dipolaire. Une sonde et un repompeur induisent de la lumière de fluorescence sur les atomes piégés, récolté par le dispositif d'imagerie décrit au paragraphe 2.5.

De plus, si le repompeur du piège magnéto-optique peut, a priori, compenser le dépompage de la sonde, son efficacité est beaucoup plus faible dans le piège dipolaire, à cause des déplacements lumineux importants. On a donc ajouté, comme le montre la figure 3.17, un repompeur spécifique, pour lequel on pourra, comme pour la sonde, choisir de décaler sa fréquence vers le bleu, afin de compenser les déplacements lumineux induits dans le piège dipolaire. Sa mise en forme, identique à celle décrite pour la sonde à la figure 3.16, permet également de choisir sa polarisation sous la forme σ^+/σ^- . Enfin, suivant le sous-niveau hyperfin sondé ($F = 1$ ou $F = 2$), le repompeur sera accordé sur l'autre sous-niveau ($F = 2$ ou $F = 1$).

3.6.3 Signal attendu pour un atome

L'objet de cette partie est de discuter de la quantité de lumière de fluorescence émise par atome, et induite par la sonde annexe. Comme nous venons de le remarquer, le pompage optique est susceptible de la limiter et il est donc préférable de travailler à de faibles puissances. Par ailleurs, il faut également prendre en compte le chauffage induit par la sonde et qui, après un certain temps, peut éjecter les atomes hors du piège dipolaire. En effet, comme on dispose d'une onde stationnaire, on pourrait penser choisir la fréquence de la sonde de façon à obtenir un refroidissement Doppler optimal, c'est-à-dire pour un désaccord rouge de $\Gamma/2$.

Mais, à cause des déplacements lumineux très supérieurs à la largeur naturelle, seul un très

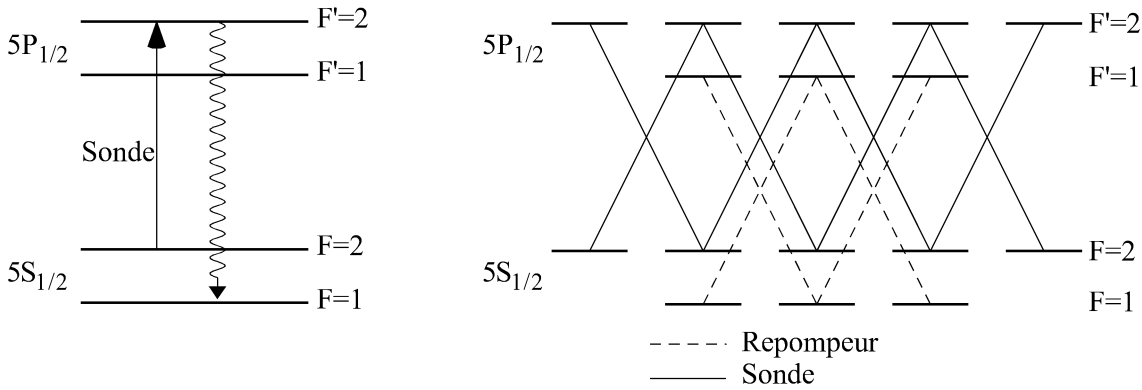


Figure 3.18: Bilan des divers pompages optiques induits par une sonde annexe, accordée sur la transition $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{1/2}(F' = 2)$. Sur la gauche, on observe le pompage hyperfin habituel, compensé par le repompeur du piège magnéto-optique. Sur la droite, on a schématisé le repompage Zeeman, induit, dans ce cas, par la polarisation σ^+/σ^- de la sonde. Un repompeur annexe, accordé sur la transition $5S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 5P_{1/2}(F' = 1)$, permet de s'affranchir des déplacements lumineux, en repompant sélectivement les atomes du piège dipolaire.

petit nombre d'atomes verront un tel désaccord. Par exemple, si on choisit comme référence le déplacement lumineux moyen vu par les atomes du piège dipolaire, ceux du fond du piège verront un grand désaccord rouge alors que les atomes de la périphérie verront une sonde décalée vers le bleu. Il est alors probable que ce refroidissement soit complètement inefficace et que le chauffage l'emporte largement.

Pour ces deux raisons, il est nécessaire de travailler à de faibles paramètres de saturation. Si on désirait évaluer le chauffage de la sonde, il faudrait non seulement prendre en compte le coefficient de chauffage $\frac{D}{m}$, mais également le changement de signe du coefficient de friction α pour une sonde désaccordée vers le bleu [32], à cause des déplacements lumineux. De plus, comme il faudrait savoir quelle fraction des atomes voient une sonde sur le rouge ou sur le bleu, le calcul semble particulièrement délicat. La seule chose que l'on puisse espérer est que le refroidissement du piège magnéto-optique compense au mieux les effets néfastes de la sonde.

3.7 Résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous allons présenter les images obtenues pour les différentes configurations de piège dipolaire. Nous commencerons par comparer les deux méthodes d'observation par fluorescence qui utilisent les deux transitions D_1 et D_2 . Nous montrerons, ensuite, les étapes dans la réalisation du piège dipolaire croisé, pendant laquelle le repompeur annexe n'a pas été utilisé. Puis nous discuterons la façon d'augmenter la quantité de fluorescence obtenue pour les différents sous-niveaux piégés, en utilisant en particulier le repompeur annexe, avant de conclure.

3.7.1 Comparaison entre les raies D_1 et D_2

Avant la mise en place du piège dipolaire croisé, nous avons observé, à l'aide du dispositif d'imagerie, le piège magnéto-optique. Afin de quantifier la perte de fluorescence due à l'utilisation d'une sonde annexe à 795 nm plutôt que la lumière émise par la melleuse à 780 nm, nous avons comparé les deux méthodes d'observation. Pour commencer, nous avons fait l'image du piège magnéto-optique, à l'aide de la fluorescence à 780 nm. Nous avons ensuite

recommencé l'opération en utilisant la sonde annexe à 795 nm. Pour cette dernière, nous avons choisi une puissance de sonde relativement faible de l'ordre de $10 \mu\text{W}$. Puis nous avons joué sur sa puissance et son désaccord pour obtenir une quantité de fluorescence maximale. Nous avons alors remarqué le phénomène suivant :

- Quand la sonde est exactement à résonance, le piège magnéto-optique a tendance à disparaître, ce qui réduit considérablement la fluorescence obtenue sur la CCD. Par contre, si la sonde est décalée de quelques largeurs naturelles, on peut trouver un optimum pour lequel la fluorescence est maximale et le piège magnéto-optique est moins perturbé.
- Si on diminue la puissance de la sonde, on observe toujours le même phénomène, mais l'optimum de fluorescence est moins important. La puissance optimale de la sonde semble se trouver entre 10 et $100 \mu\text{W}$.

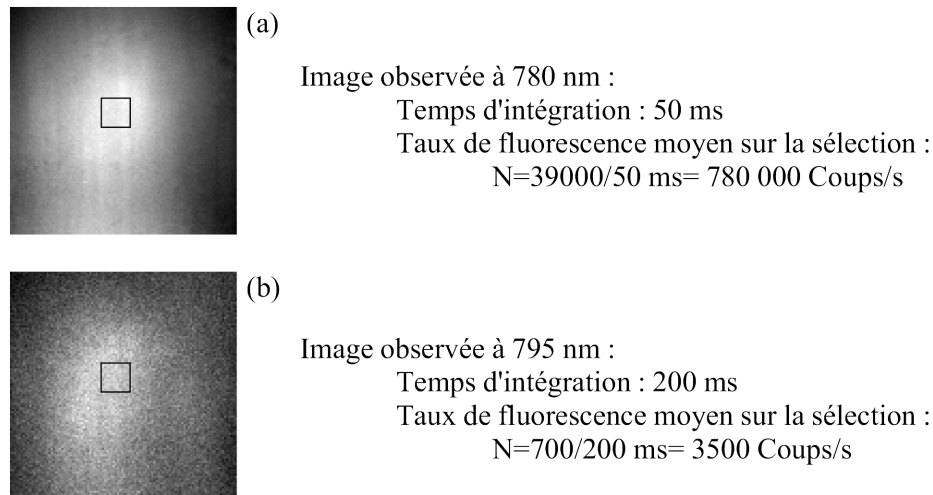


Figure 3.19: Comparaison entre la fluorescence obtenue directement par la mélasse (a) et grâce à la sonde annexe à 795 nm (b).

Les deux images, dont on a soustrait le fond correspondant à de la lumière parasite, sont représentées sur la figure 3.19. A propos de celle que nous avons obtenue à 780 nm, le taux de fluorescence est si important qu'un temps d'intégration de 50 ms suffit pour obtenir un nombre de coups de l'ordre de 40000, proche de la saturation de la CCD. Par contre, avec la sonde annexe, on ne dépasse guère les 1000 coups pour un temps d'intégration de 200 ms. Ces valeurs aboutissent donc à la conclusion que la sonde annexe ne permet pas d'obtenir plus de 0.5 % de la fluorescence que l'on aurait, à 780 nm, en utilisant la mélasse.

Cette énorme perte de fluorescence provient de ce qu'il est impossible de ne pas perturber les atomes que l'on regarde. En effet, pour une sonde ayant un très faible paramètre de saturation, les atomes ne sont pas du tout perturbés. Cependant, dans ces conditions, la fluorescence induite est trop faible pour être observée. Mais quand on augmente le paramètre de saturation de la sonde pour augmenter la fluorescence induite, on commence à perturber les atomes avant d'obtenir un signal de fluorescence maximal. Ainsi, le maximum de fluorescence est obtenu alors que le piège magnéto-optique est perturbé, ce qui montre qu'une partie de la perte de signal est due à une diminution du nombre d'atomes. Ajouté aux phénomènes de pompages optiques, on comprend la mauvaise efficacité de la détection par une sonde annexe à 795 nm.

Pour conclure, deux phénomènes interviennent pour limiter la fluorescence émise à 795 nm. Si la puissance de la sonde est trop élevée, on perturbe trop les atomes et ils n'interagissent pas assez longtemps avec la sonde pour produire assez de fluorescence. Mais si on diminue la puissance, les effets néfastes de la sonde sur les atomes disparaissent, mais comme le paramètre de saturation diminue également, la fluorescence obtenue diminue nettement. On ne peut donc pas avoir un signal suffisant, sans perturber les atomes piégés.

3.7.2 Formation du piège dipolaire croisé

La première étape consiste à faire passer le faisceau aller à travers le piège magnéto-optique, en régime de faible focalisation. On dispose donc, dans cette configuration, d'un piège dipolaire dont le waist est de l'ordre de $w_0 = 16 \mu\text{m}$.

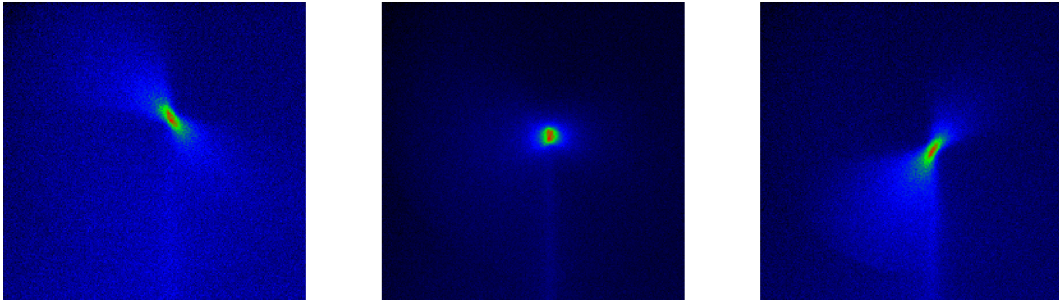


Figure 3.20: Observation, en fluorescence à 795 nm, du piège dipolaire formé par un seul faisceau, en régime de faible focalisation. Pour l'image du centre, le faisceau est aligné sur l'axe optique, contrairement aux autres, pour lesquelles le laser s'en écarte. On peut d'ailleurs remarquer que l'imagerie permet de voir le profil gaussien du faisceau.

Pour observer les atomes, on utilise la transition $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}F = 2$. En effet, c'est dans le sous-niveau fondamental $F = 2$ que les atomes sont piégés dans le piège magnéto-optique. En déplaçant la sonde sur le bleu de cette transition, on peut observer l'image d'un nuage d'atomes, piégés au niveau du col du faisceau. Les images, représentées sur la figure 3.20, ont été obtenues avec une puissance piège de $P = 13 \text{ mW}$ et un désaccord $\delta_2 = -100 \text{ GHz}$. La sonde, dont la puissance est de l'ordre de $100 \mu\text{W}$, a un désaccord bleu de l'ordre de $\Delta_{D_1} \simeq 30 \text{ MHz}$, valeur compatible avec le déplacement maximal de la raie D_1 , alors de l'ordre de 60 MHz . Dans ces conditions, une intégration de 200 ms sur la caméra CCD permet d'observer le piège avec un très bon rapport signal/bruit.

Pour obtenir de telles images, la position de la lentille L_2 de l'imagerie n'est pas très critique. En effet, avec une longueur de Rayleigh de $z_r = 1 \text{ mm}$, la forme cylindrique du piège dipolaire réalisé explique ce phénomène. Après sa mise en forme, le faisceau retour passe également à travers le piège magnéto-optique. Ses caractéristiques étant semblables à celle du faisceau aller, on observe alors un second piège dipolaire, voisin du premier, comme le montre la figure 3.21 (a).

Pour obtenir le piège croisé, on déplace le faisceau retour pour le superposer à l'aller. Cependant, plus les deux pièges sont proches, moins ils sont lumineux et ils finissent par disparaître, comme le montrent les images (b) et (c) de la figure 3.21. En effet, on est confronté à deux difficultés. La première concerne les déplacements lumineux : en configuration lin. || lin., les interférences entre l'aller et le retour donnent naissance à une intensité quatre fois supérieure à celle d'un faisceaux seul, déplaçant d'autant la raie D_1 sondée. La sonde doit donc être décalée

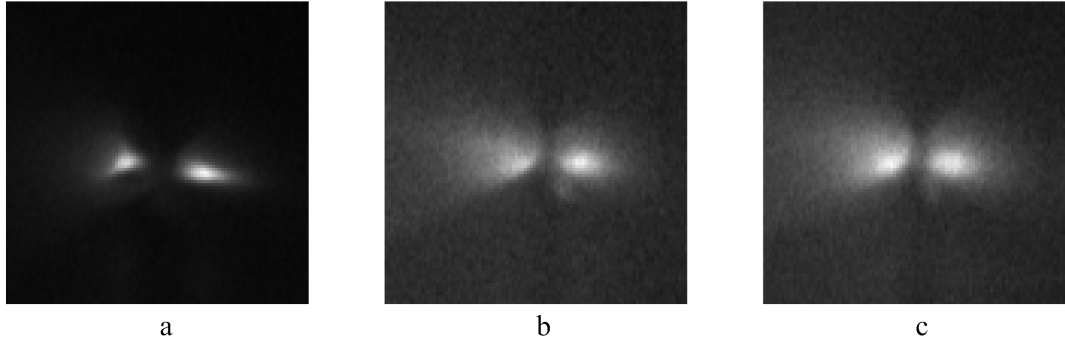


Figure 3.21: Observation en fluorescence, à 795 nm, des pièges dipolaires formés par le faisceau aller et le faisceau retour. En (a), les deux pièges sont éloignés, mais quand on essaie de les rapprocher (b) et (c), la fluorescence diminue.

quatre fois plus vers le bleu pour observer le piège croisé.

D'autre part, la mise au point, qui n'était pas du tout critique pour un faisceau unique, le devient beaucoup plus dans le cas du piège croisé. De la forme de cylindre très allongé, le piège croisé devient une sphère de quelques microns de rayon. Ainsi, il est peu probable que la mise au point, utilisée pour l'observation des deux pièges simples, soit encore bonne pour l'observation du piège croisé.

La méthode utilisée consiste alors à superposer les deux lasers pièges, de façon à faire disparaître apparemment le piège dipolaire. Ensuite, on diminue l'intensité des faisceaux du piège, afin de diminuer les déplacements lumineux et les rendre compatibles avec la fréquence de la sonde. On obtient alors, sur la caméra CCD, un signal de fluorescence très faible, correspondant à un objet complètement défocalisé. On corrige alors la mise au point et le piège croisé apparaît. La figure 3.22 représente l'image du piège dipolaire croisé observé sur la caméra CCD, avec un temps d'intégration de 200 ms. En parallèle, on a tracé le profil tridimensionnel correspondant à l'image observée.

Sur la caméra CCD, on peut vérifier la taille du piège obtenu. Sachant que le grandissement est de l'ordre de $G = 20$, un pixel correspond à $1.25 \mu\text{m}$. En effectuant une coupe de l'image, comme le montre la figure 3.23, on obtient un profil d'intensité que l'on peut ajuster par une gaussienne. On mesure ainsi une largeur totale à mi-hauteur de $11 \mu\text{m}$. Pour un waist de $16 \mu\text{m}$, cette valeur est un peu faible, mais il faut noter que ce signal n'est pas dû à tous les atomes du piège dipolaire, mais seulement à ceux qui ont le déplacement lumineux adéquat pour être en résonance avec la sonde.

Nous avons enfin pu vérifier l'effet de la polarisation du retour sur la valeur des déplacements lumineux. Avec un désaccord $\delta_2 = -200 \text{ GHz}$, et une puissance de 13 mW , on a une image optimale, pour un piège seul, avec une sonde désaccordée de $\Delta_{D_1} = 10 - 20 \text{ MHz}$. Dans la configuration lin. \perp lin., où l'intensité n'est multipliée que par deux, la sonde doit être déplacée de $\Delta_{D_1} = 30 - 40 \text{ MHz}$, correspondant au double du cas d'un faisceau unique. Enfin, dans la configuration lin. \parallel lin., il faut désaccorder la sonde vers le bleu de $\Delta_{D_1} = 70 - 90 \text{ MHz}$. A la vue de ces différents déplacements lumineux, on comprend qu'il est impossible d'observer ces trois configurations avec un même désaccord de sonde. De plus, on retrouve des profondeurs de pièges du même ordre que celles qui ont été utilisées dans le cas du piège dipolaire observé par absorption.

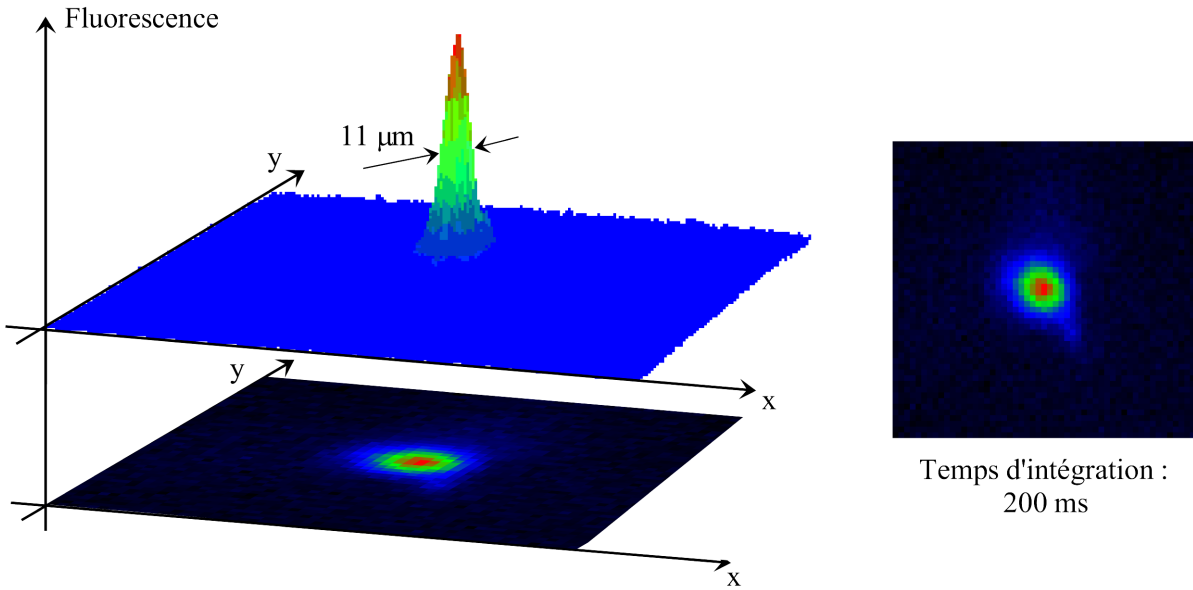


Figure 3.22: *Piège dipolaire croisé.* A droite, image observée sur la caméra CCD en deux dimensions. A gauche, vision tridimensionnelle du profil d'intensité correspondant. Le temps d'intégration de la caméra CCD est de 200 ms.

3.7.3 Nombre d'atomes dans le piège croisé.

Une méthode possible pour déterminer le nombre d'atomes piégés serait d'utiliser le taux de fluorescence provenant du piège. Cependant, nous verrons que la détermination du taux de fluorescence par atome est très imprécise, notamment à cause des déplacements lumineux. En intégrant l'ensemble de la fluorescence obtenue sur la tache représentant l'image du piège dipolaire, on obtient une valeur de $N_f = 50000$ coups pour 200 ms d'intégration, soit un taux de fluorescence de $250 \cdot 10^3$ coups/s. Pour cette image, la sonde avait une puissance de $P_s = 100 \mu\text{W}$, ce qui correspond à un paramètre de saturation de $s_0 = 1$, pour des atomes à résonance. En tenant compte du caractère d'onde stationnaire pour celle-ci et dans le cas d'une transition fermée, on obtiendrait un taux de fluorescence par atome de :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\Gamma}{2} \frac{2s_0}{1 + 2s_0} \simeq 12 \cdot 10^6 \text{ photons/s}$$

En prenant en compte l'efficacité de collection et les pertes de l'imagerie, on obtient un taux, sur la caméra, de l'ordre de :

$$\frac{dN}{dt} = 0.03 \times 12 \cdot 10^6 \simeq 380 \cdot 10^3 \text{ cps/s}$$

Il convient toutefois de discuter de ce taux de fluorescence, qui est plutôt surévalué. Tout d'abord, lors de l'évaluation du paramètre de saturation, on a supposé que la sonde était à résonance. Cependant, avec une amplitude de déplacements lumineux de quelques dizaines de MHz, une majorité des atomes du piège dipolaire sera hors de résonance. Pour un paramètre de saturation s_0 à résonance, on passe, pour un désaccord de sonde δ_s , à une valeur de :

$$s(\delta_s) = s_0 \frac{1}{1 + 4\delta_s/\Gamma}$$

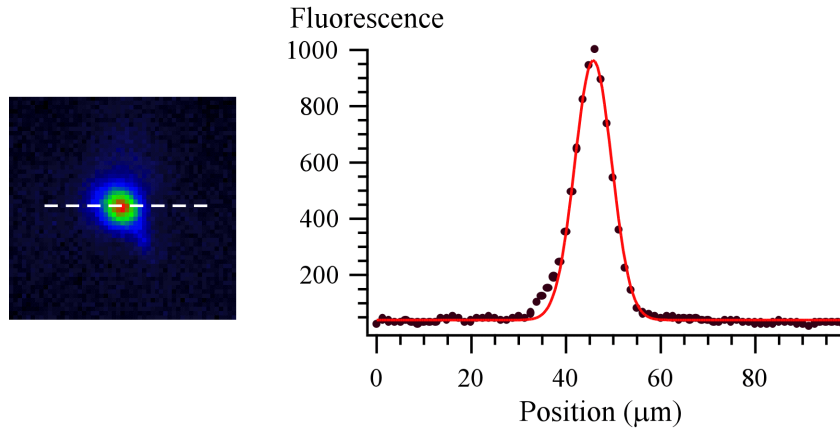


Figure 3.23: *Coupe horizontale dans le profil d'intensité. L'ajustement de ce dernier par une gaussienne donne une largeur totale à mi-hauteur de 11 μm .*

Si la sonde est accordée sur le déplacement lumineux moyen du piège dipolaire, on a alors $\delta_s = 50$ MHz $\simeq 8\Gamma$ pour les atomes les plus éloignés de résonance. Dans ces conditions, le paramètre de saturation varie entre $s_{max} = s_0 = 1$ et $s_{min} = 0.03$, diminuant presque d'un facteur 100 le taux de fluorescence par atome.

Jusqu'à présent, nous avons considéré la transition utilisée par la sonde comme fermée, alors qu'il n'en est rien. On pourrait penser que le repompeur du piège magnéto-optique compense cet effet, mais à cause des déplacements lumineux induits par le piège dipolaire, il est probable qu'il n'ait rapidement plus d'effet quand on pénètre à l'intérieur du piège dipolaire. La solution envisagée est donc d'ajouter un repompeur spécifique, dont on pourra choisir la fréquence pour compenser les déplacements lumineux. Son effet sera étudié au prochain paragraphe.

Enfin, la perturbation du système induite par la sonde et mise en évidence au paragraphe 3.7.1 provoque sans doute aussi une perte importante de fluorescence. C'est pourquoi, le nombre d'atomes que l'on obtient par cette méthode, compris entre 1 et 30 suivant la valeur du paramètre de saturation retenue, n'a sans doute aucune valeur. L'utilisation d'une sonde annexe n'est donc pas très adaptée à une observation continue du piège dipolaire.

3.7.4 Optimisation de la fluorescence et pompage optique

La conclusion de la partie précédente est que la sonde perturbe, de façon non négligeable, les atomes sondés. Expérimentalement, pour un temps d'intégration fixé et un piège dipolaire donné, nous avons modifié sa puissance, dans une gamme où le paramètre de saturation reste toutefois inférieur à un. En diminuant cette puissance, nous espérons plus de fluorescence puisque nous perturbions moins les atomes, mais nous avons observé le même phénomène qui limitait la fluorescence lors de l'observation du piège magnéto-optique à la section 3.7.1.

Avant de voir l'effet du repompeur annexe, nous avons sondé les différentes transitions sur la sonde. Pour la raie D_1 , quatre transitions sont possibles, deux pour chaque sous-niveau fondamental. A priori, à cause du repompeur du piège magnéto-optique, les atomes sont piégés dans le sous-niveau $F = 2$. Cependant, nous avons pu observer qu'une partie non négligeable des atomes était dans l'autre sous-niveau. Le nombre de coups mesurés sur la caméra, avec les diverses transitions de la sonde, est résumé dans le tableau 3.4.

En supposant que les raies ont toutes les mêmes intensités, ces valeurs montrent qu'il y a, à peu près, autant d'atomes piégés dans les deux sous-niveaux fondamentaux. Le repompeur, qui

Transition de la raie D ₁	$F \rightarrow F'$			
	2 \rightarrow 1	2 \rightarrow 2	1 \rightarrow 1	1 \rightarrow 2
Nombre de coups	1000	850	400	750

Tableau 3.4: *Nombre de coups observés dans le piège dipolaire croisé en fonction de la transition utilisée pour la sonde. Le temps d'intégration sur la caméra est de 200 ms et la puissance de la sonde de 100 μ W.*

agit sur les atomes du piège magnéto-optique, semble donc avoir un effet beaucoup plus faible sur les atomes du piège dipolaire, à cause des déplacements lumineux. Pour assurer un repompage efficace à l'intérieur du piège dipolaire, nous avons étudié l'effet du repompeur annexe dont nous décalons la fréquence vers le bleu. En prenant un repompeur de même polarisation que la sonde, on obtient les résultats du tableau 3.5.

D'une part, on observe une augmentation claire du signal de fluorescence, puisque ce dernier est deux fois plus important que sans repompeur. D'autre part, cette augmentation se comprend très bien si on se reporte au tableau 3.4. En effet, placer une sonde sur la transition $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5S_{1/2}F'$ et un repompeur sur $5S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 5S_{1/2}F'$ revient à sonder en même temps les deux sous niveaux fondamentaux, donc à ajouter la fluorescence de ceux-ci, ce qui conduit au taux de fluorescence observé sur le tableau 3.5. Enfin, en prenant des polarisations différentes pour la sonde et le repompeur, nous obtenons les mêmes valeurs.

Transition du repompeur	$F \rightarrow F'$		
	Sans Repompeur	1 \rightarrow 2	1 \rightarrow 1
Nombre de coups	1000	2000	1700

Tableau 3.5: *Effet du repompeur annexe lorsque la sonde se trouve sur le bleu de la transition $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5S_{1/2}(F' = 1)$. Le temps d'intégration sur la caméra est de 200 ms et la puissance de la sonde de 100 μ W.*

Pour conclure, le pompage optique ne semble pas être le facteur le plus limitant pour la quantité de fluorescence obtenue. En effet, l'ajout du repompeur permet de récupérer toute la lumière perdue à cause du pompage optique puisque tous les sous-niveaux fondamentaux sont sondés. C'est donc la perturbation des atomes piégés par chauffage ou par pression de radiation qui limite le plus la lumière de fluorescence.

3.8 Conclusion

Nous avons donc réalisé un piège dipolaire croisé à l'aide de deux faisceaux pièges " peu convergents ", puisque leur waist était de l'ordre de $w_0 = 16 \mu\text{m}$. La mise au point critique de l'imagerie, comparée au cas d'un piège dipolaire réalisé par un faisceau unique, est la preuve d'un confinement tridimensionnel. Comme dans le cas du piège dipolaire vu en absorption, nous avons encore utilisé des profondeurs de piège de quelques mK, ce qui semble être le bon compromis pour avoir un potentiel suffisamment profond, mais des déplacements lumineux raisonnables pour permettre un chargement du piège. De plus, nous avons pu tester notre système d'imagerie sur un piège de taille raisonnable.

Par contre, le choix de la transition D₁ pour l'observation des atomes ne semble pas être judicieuse. En effet, en comparant cette technique à celle utilisant les faisceaux de mélasse pour l'observation du piège magnéto-optique, nous avons remarqué un signal presque 200 fois plus

faible. De plus, pour ne pas perturber les atomes, soit par chauffage, soit à cause de la pression de radiation, il faut choisir des puissances très faibles, mais pour lesquelles le signal est si faible qu'il se perd dans le bruit. De plus, le fait que cette transition soit ouverte limite également le taux de fluorescence. Nous avons résolu ce problème de dépompage en ajoutant un repompeur en parallèle avec la sonde.

Pour des atomes du piège dipolaire, un dernier phénomène, qui limite la fluorescence obtenue, provient des grands déplacements lumineux. Avec des valeurs qui varient de 0 à 100 MHz, il induisent une grande variation du taux de fluorescence, même si l'on prend une sonde désaccordée de 50 MHz vers le bleu. Pour toutes ces raisons, il a été impossible de déterminer avec précision le nombre d'atomes présents dans le piège dipolaire.

Pour conclure, l'idéal est l'utilisation d'une lumière de fluorescence induite par un faisceau qui ne perturbe que très peu les atomes et une transition fermée. Si cette fluorescence permet en outre de refroidir les atomes, comme dans le cas des pièges à ions, on a alors tous les avantages. C'est pourquoi la détection à l'aide d'une sonde annexe, utilisant la transition ouverte à 795 nm, a été abandonnée, au profit de l'utilisation des faisceaux de la mélasse qui, à 780 nm, mettent en jeu une transition fermée, refroidissant en plus les atomes.

Chapitre 4

Micro-piège dipolaire

L'objet de ce chapitre est la description d'un piège dipolaire de très petite taille, puisque son volume sera de l'ordre de quelques microns cube. Pour cela, nous utiliserons toute l'ouverture numérique disponible pour focaliser le faisceau piège sur un spot de waist $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$. Pour cette étude, deux changements ont été effectués sur le dispositif expérimental. Le premier a été d'ajouter, en parallèle à la caméra CCD, un système de détection basé sur une photodiode à avalanche, afin de disposer d'une plus grande résolution temporelle pour l'étude de la dynamique du piège dipolaire. Le second a consisté à mettre en place un contrôle informatique de l'expérience, afin de disposer d'une certaine souplesse dans la réalisation de différentes séquences temporelles. De plus, comme l'acquisition des signaux de la photodiode à avalanche se fait également sur le même ordinateur, ce dispositif permet de synchroniser, avec une grande résolution, les séquences temporelles et la détection.

De plus, contrairement au piège dipolaire croisé évoqué au chapitre 3, nous avons choisi d'utiliser la lumière de fluorescence, issue directement des faisceaux de la mélasse, pour étudier le piège dipolaire réalisé. Comme nous l'avons déjà signalé, l'utilisation de la raie D_2 permettra d'éviter tous les problèmes rencontrés lors de l'étude du piège croisé, comme l'absence de transition fermée ou la perturbation des atomes par chauffage ou pression de radiation.

Nous commencerons, donc, par décrire les améliorations expérimentales mises en œuvre ainsi que les caractéristiques du micro-piège dipolaire réalisé. Ensuite, nous étudierons la dynamique de ce piège, en particulier son chargement et sa durée de vie, ainsi que les effets de la mélasse. Enfin, grâce à une étude minutieuse de la distribution statistique de la lumière provenant des atomes piégés, nous pourrions évaluer le nombre d'atomes présents dans le piège dipolaire.

4.1 Montage expérimental

Cette partie est dédiée à la description des améliorations expérimentales apportées pour l'étude des micro-pièges dipolaires. Nous commencerons par le dispositif de détection, basé sur une photodiode à avalanche, qui a été montée en parallèle avec la caméra CCD. Ensuite, nous aborderons le contrôle informatique de l'expérience, ainsi que les procédures d'acquisition. Nous montrerons, enfin, le premier micro-piège dipolaire obtenu et donnerons ses caractéristiques.

4.1.1 Ajout d'une photodiode à avalanche

Nous avons déjà mentionné, dans les chapitres précédents, qu'une caméra ne possède pas une résolution temporelle suffisante pour l'étude directe de processus dynamiques. A cause de la présence de volets mécaniques ou du grand nombre de pixels dont il faut lire la valeur avant la

prise d'une seconde image, la résolution temporelle maximale est, au mieux, de l'ordre de 10 ms. Pour disposer d'un dispositif permettant de telles études, nous avons utilisé une photodiode à avalanche, dont l'efficacité quantique est de l'ordre de $\eta = 0.7$, et qui produit, pour chaque photon incident, une impulsion TTL de 20 ns. Son temps mort, d'environ 200 ns, permet effectivement une résolution temporelle importante. L'ensemble du dispositif est représenté sur la figure 4.1. A l'aide d'un cube de séparation de polarisation est d'une lame $\lambda/2$, on sépare en deux le dispositif d'imagerie. La première voie est utilisée par la caméra CCD. Quant à la seconde, elle est envoyée vers le dispositif basé sur la photodiode à avalanche.

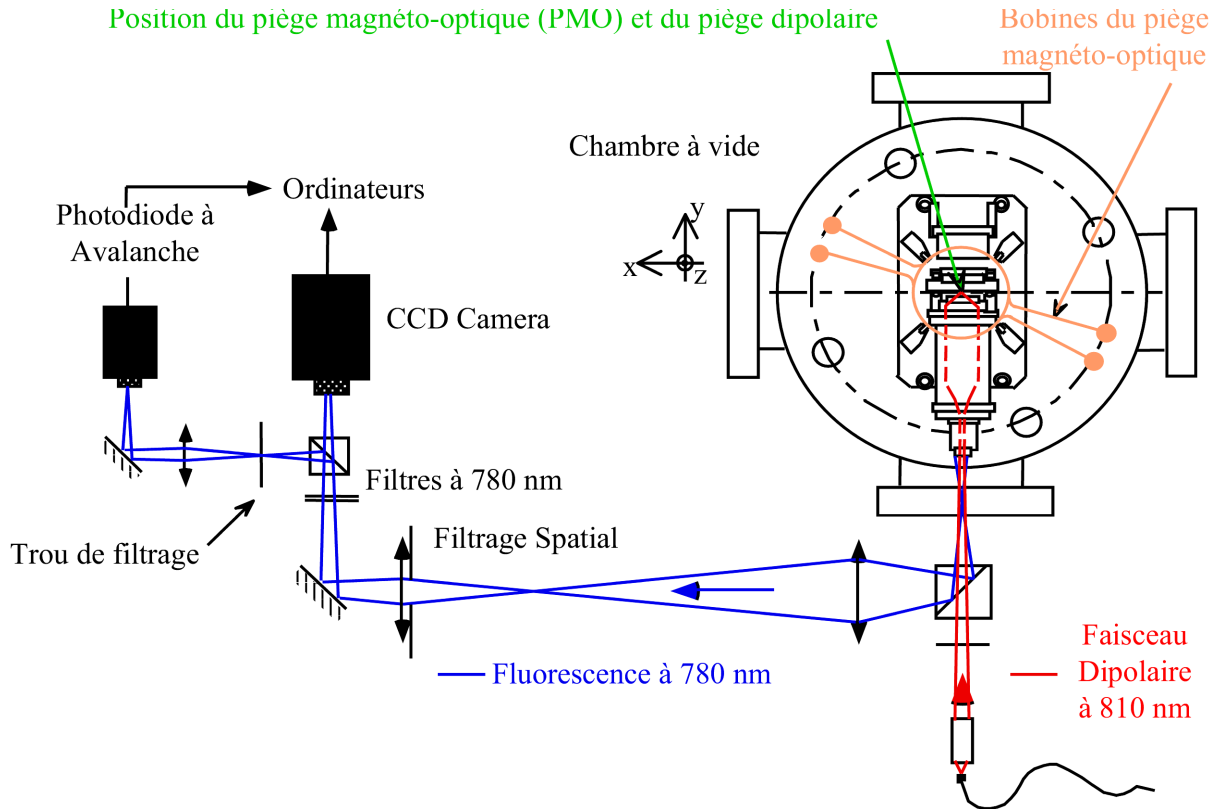


Figure 4.1: Vue d'ensemble de l'expérience. Le dispositif d'imagerie est double : il fait l'image du piège dipolaire sur une caméra CCD et sur un trou de filtrage de 25 à 50 μm de diamètre, c'est-à-dire de la même taille que celle d'un pixel de la caméra. On dispose ainsi, en parallèle, d'une image de grande résolution spatiale sur la caméra et de l'évolution temporelle de l'intensité provenant du piège dipolaire.

Son principe consiste à placer, dans le plan de l'image du piège dipolaire, un trou de filtrage dont le diamètre est égal à celui de l'image du piège. Ainsi, seule la lumière provenant des atomes du piège dipolaire traverse ce trou de filtrage. Comme le grandissement de l'imagerie est de l'ordre de 20, le diamètre du trou est choisi entre 25 et 50 μm . Ensuite, une lentille assure la conjugaison entre le trou et la surface sensible de la photodiode, dont le diamètre est de l'ordre de 200 μm .

Le signal de fluorescence, composé d'impulsions de 20 ns pour chaque photon reçu, est envoyé sur une carte d'acquisition disposant d'un compteur et contrôlée par un ordinateur. L'enregistrement du signal de fluorescence se fait grâce à un signal de "GATE", également envoyé sur la carte compteur. Son effet est schématisé sur la figure 4.2. Le signal de GATE définit une

série de fenêtres contiguës, pendant lesquelles la carte compte le nombre de photons reçus sur la photodiode. Ainsi, on dispose d'un signal de fluorescence discrétisé, dont la résolution, limitée par la rapidité de la carte, peut atteindre $10 \mu\text{s}$.

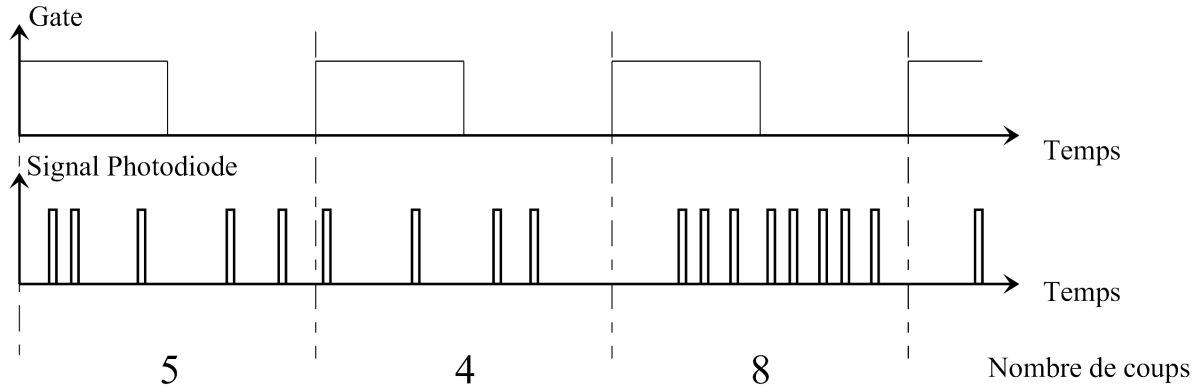


Figure 4.2: Principe de l'enregistrement du signal de fluorescence avec la carte compteur. Le signal GATE, également envoyé sur la carte, définit des fenêtres de comptage contiguës, qui sont comprises entre deux fronts montants. La carte donne alors accès aux nombres de coups comptés dans chaque fenêtre.

Le signal de GATE est généré par l'ordinateur qui pilote également l'expérience. Ainsi, on dispose d'une synchronisation parfaite entre les signaux qui commandent l'expérience et la fluorescence mesurée sur la photodiode à avalanche.

Enfin, il faut noter que l'étude réalisée à la section 2.5.5, concernant la profondeur de champ, peut également s'appliquer à la fluorescence mesurée sur la photodiode à avalanche. En effet, il suffit de faire le même raisonnement en remplaçant le pixel, que l'on avait considéré comme un cercle de diamètre $25 \mu\text{m}$, par le trou de filtrage, dont le diamètre est comparable.

4.1.2 Contrôle informatique de l'expérience

Le pilotage de l'expérience par ordinateur est réalisé au moyen d'une seule carte multifonction. Elle dispose de 8 entrées/sorties digitales, de 2 sorties analogiques (1 MS/s ; 12 bits de dynamique), de 16 entrées analogiques (250 kS/s ; 12 bits de dynamique) et de 2 compteurs (24 bits de dynamique). Celle-ci est commandée au moyen d'un programme, que nous avons écrit à partir d'une bibliothèque d'instructions, contenant des fonctions spécifiques à la carte d'acquisition.

Les sorties digitales, qui peuvent prendre deux valeurs TTL (0 ou 5 Volts) sont utilisées pour commander des volets mécaniques ou des modulateurs acousto-optiques, qui permettent de changer l'état de certains paramètres de l'expérience au cours du temps : le faisceau du piège dipolaire, le repompeur et le champ magnétique du piège magnéto-optique ou encore les faisceaux de ralentissement. Lors d'une séquence, leurs valeurs respectives sont définies, par programmation, pour chacune des parties de la séquence.

Malheureusement, ces sorties digitales ne peuvent pas être synchronisées parfaitement. C'est pourquoi, afin d'avoir une bonne synchronisation des signaux de commande, on utilise un registre annexe, commandé par une sortie analogique unique qui servira de signal d'horloge. Ce signal, une fois lancé par la carte d'acquisition, n'est plus du tout affecté par le moindre événement survenant sur l'ordinateur pilote. Composé d'une série d'impulsions et chaque front montant correspondant à un top pour le basculement d'un ou de plusieurs paramètres de l'expérience,

il assure, grâce au registre qu'il commande, un timing parfait entre tous les événements d'une même séquence.

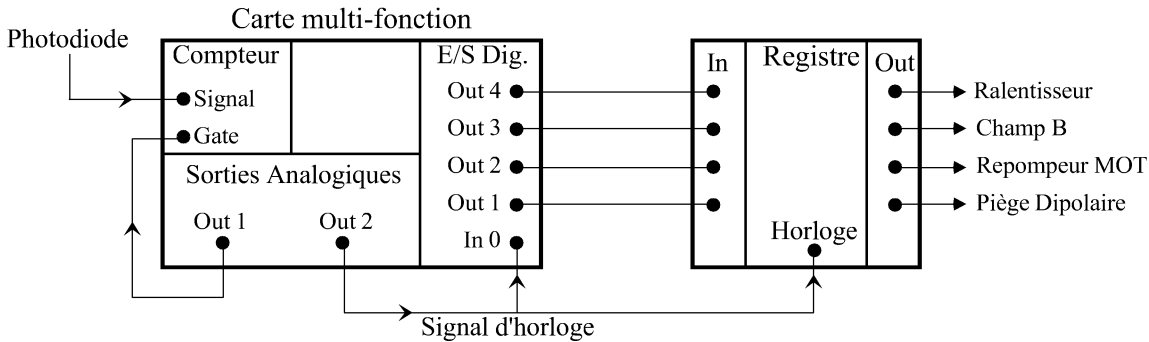


Figure 4.3: Schéma de principe de commande de l'expérience. La carte multi-fonction génère les signaux de contrôle et enregistre la fluorescence provenant du piège dipolaire au cours de la séquence. Le registre est utilisé pour synchroniser toutes les commandes de bascule.

De façon plus détaillée, le signal d'horloge est envoyé à la fois sur une entrée digitale de la carte et sur l'horloge du registre qui assure la synchronisation. Lors d'une séquence, l'entrée digitale détecte, par programmation, un front descendant de l'horloge. A ce moment là, les sorties digitales prennent les valeurs qu'il faudra appliquer au prochain top d'horloge. Le fait que ces basculements soient asynchrones n'est pas critique, puisque ces valeurs sont bloquées par le registre, qui ne bascule qu'à l'arrivée du top, formé par le front montant du signal d'horloge. Ensuite, l'entrée digitale attend le front descendant suivant pour rafraîchir les valeurs de l'entrée du registre et ainsi de suite.

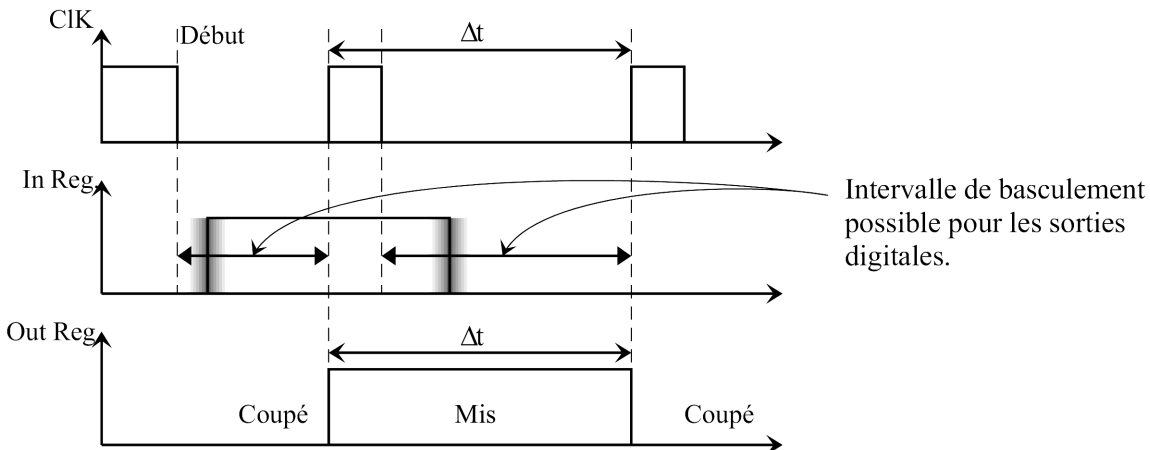


Figure 4.4: Exemple de séquence temporelle : on allume et on coupe le piège dipolaire. "In Reg." et "Out Reg." sont respectivement les signaux présents à l'entrée et à la sortie du registre. "CLK" est le signal d'horloge. Si le basculement des sorties digitales n'est pas parfaitement défini, il suffit qu'il survienne avant le front montant de l'horloge pour que le registre assure une bonne synchronisation.

Un exemple simple d'une telle séquence est représenté à la figure 4.4. Lors de celle-ci, on veut allumer le laser piège pendant une durée Δt . Le signal d'horloge (CLK) commande, sans aucune précision temporelle, le rafraîchissement de l'entrée du registre (In Reg.). La double

flèche représente l'intervalle de temps pendant lequel cette entrée peut basculer. Quant au front montant de l'horloge, il commande le basculement de la sortie du registre (Out Reg.) et assure une bonne synchronisation entre toutes les sorties digitales. Pour finir, c'est le retard au basculement qui limite l'intervalle de temps séparant deux événements successifs à environ 1 ms.

Le signal de GATE, dont l'utilité a été présentée à la section 4.1.1, est créé par la seconde sortie analogique, ce qui explique sa parfaite synchronisation avec la séquence des événements qui affectent l'expérience. La résolution temporelle du signal de fluorescence est limitée par les sorties analogiques de la carte d'acquisition. Ce signal de GATE est envoyé, ainsi que le signal de la photodiode, sur un des deux compteurs de la carte, qui enregistre la fluorescence selon le processus décrit sur la figure 4.2.

Enfin, le programme que nous avons écrit propose une interface conviviale, qui permet de créer simplement tous les types de séquences temporelles possibles, de changer la résolution de l'acquisition, d'effectuer un grand nombre de séquences successives afin d'effectuer des moyennages, ainsi que d'autres outils pratiques. Une copie d'écran correspondant à cette interface est reproduite sur la figure 4.5.

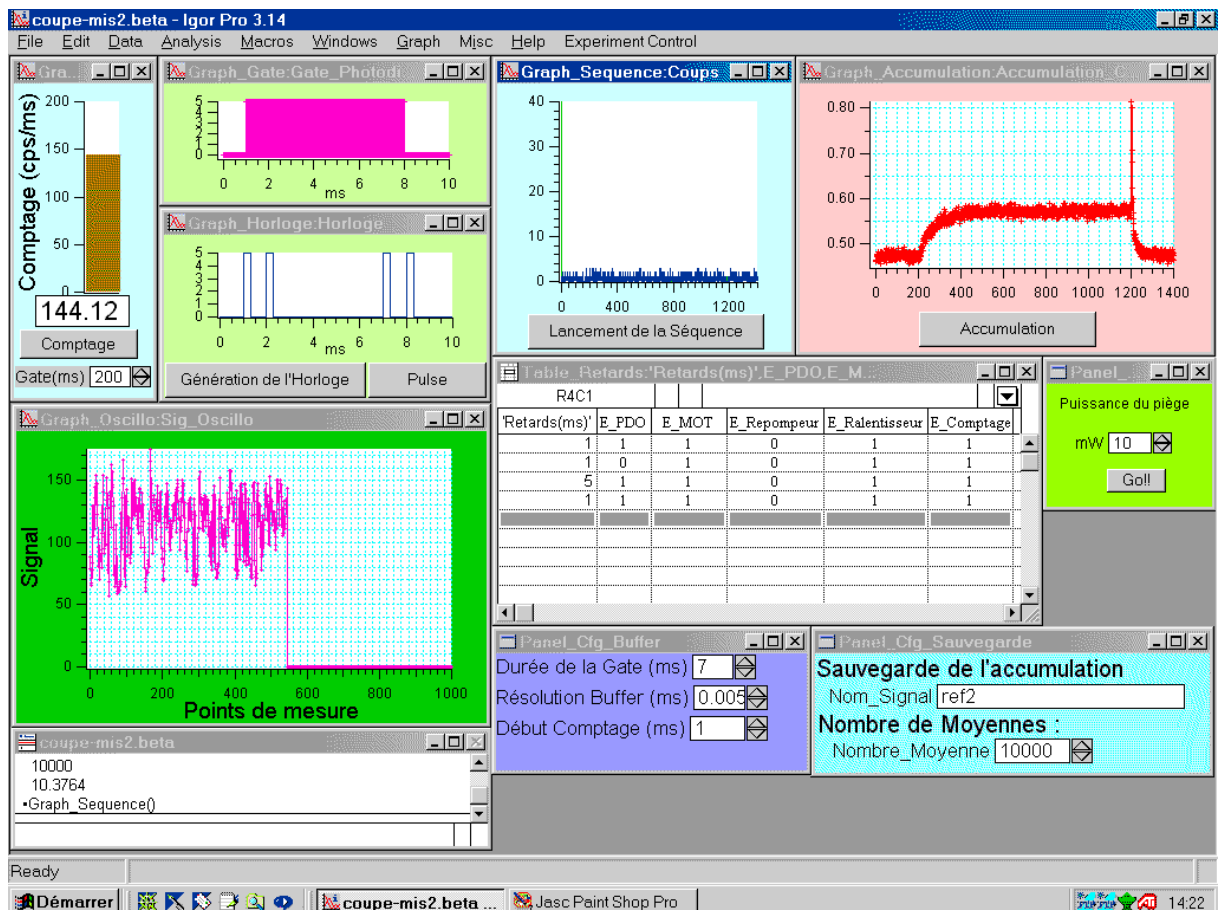


Figure 4.5: Vue de l'écran d'ordinateur qui pilote l'expérience et traite les signaux provenant de la photodiode à avalanche. En haut à gauche, les signaux de GATE et d'horloge ; au centre, la fluorescence mesurée ; à droite, la fluorescence moyennée sur plusieurs acquisitions.

4.1.3 Caractéristiques du piège dipolaire

Dans ce chapitre, le waist du faisceau du piège dipolaire est de l'ordre de $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$, soit près de vingt fois plus petit que dans le cas du piège croisé. Comme la surface du faisceau est alors 400 fois plus faible, l'intensité, à puissance constante, est multipliée par le même facteur. On peut donc travailler à beaucoup plus grand désaccord que précédemment. On a donc choisi d'utiliser pour le faisceau du piège dipolaire, la longueur d'onde de 810 nm, pour laquelle l'objectif a été spécialement conçu. Avec les notations du chapitre 1, on obtient un désaccord $\delta_1 \simeq -7000 \text{ GHz}$ par rapport à la raie D_1 à 795 nm. De plus, on peut se limiter à des puissances allant de 1 à 5 mW pour obtenir des profondeurs de piège comparables aux cas précédents, c'est-à-dire de quelques dizaines à une centaine de MHz, comme le résume le tableau 4.1.

Puissance (mW)	Δ_0 (MHz)	U_0 (mK)	$\Delta\nu_{D_1} \simeq \Delta\nu_{D_2}$ (MHz)	Γ_{sp} (Ph/s)	Paramètre de saturation	Chauffage (mK/s)
1	-33	-1.6	50	132	$7 \cdot 10^{-6}$	0.046
5	-167	-8	250	660	$3.6 \cdot 10^{-5}$	0.23

Tableau 4.1: Paramètres du micro-piège dipolaire pour une longueur d'onde de 810 nm et un waist de $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$. La longueur de Rayleigh est alors de l'ordre de $z_R = 1.9 \mu\text{m}$.

4.1.4 Visualisation sur la caméra CCD

La première expérience a consisté à réaliser un micro-piège dipolaire, en régime continu, comme dans les chapitres précédents. En faisant simplement focaliser le laser du piège dipolaire au centre du piège magnéto-optique qui fonctionne en continu et qui assure le refroidissement, on observe, sur la caméra CCD, l'image des atomes capturés, grâce à la fluorescence induite par les lasers de la mélasse. Avec la valeur du grandissement de l'imagerie (section 2.5), qui fait correspondre un pixel de la caméra à un micron dans l'espace objet, on s'attend à une image de piège dipolaire limitée à un pixel unique, si sa taille est effectivement de l'ordre du micron.

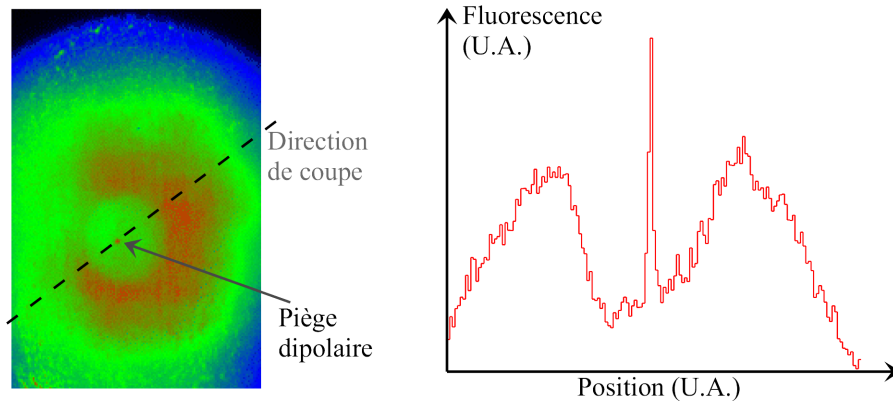


Figure 4.6: Effet de diaphragme de l'imagerie sur l'image globale obtenue. À gauche, on observe l'image du piège magnéto-optique, dans lequel le diaphragme a "creusé" un trou, ce qui fait ressortir l'image du piège dipolaire formé d'un pixel unique. À droite, une coupe de cette image met en évidence ce phénomène.

De plus, pour minimiser la fluorescence provenant de tous les autres atomes du piège magnéto-optique, on optimise la taille du diaphragme utilisé dans l'imagerie, selon la procédure qui a été

décrite à la section 2.5.4, ce qui permet de faire ressortir la fluorescence provenant du micro-piège dipolaire. Dans le cas où ce dernier est présent, l'effet de ce diaphragme est particulièrement important, comme le montre la figure 4.6.

Sur cette dernière, on peut observer, à une longueur d'onde de 780 nm, la fluorescence du piège magnéto-optique. Grâce au diaphragme, on " creuse " un trou dans cette fluorescence, ce qui permet de bien distinguer le pixel central lumineux, correspondant à l'image du piège dipolaire. Cet effet est encore plus visible sur la coupe réalisée sur cette image, qui reproduit la quantité de fluorescence obtenue en fonction de la position le long de la direction de coupe.

Dans ces conditions, un agrandissement de l'image obtenue est reproduite sur la figure 4.7, en deux et trois dimensions. Ces images ont été obtenues avec un temps d'intégration de 200 ms.

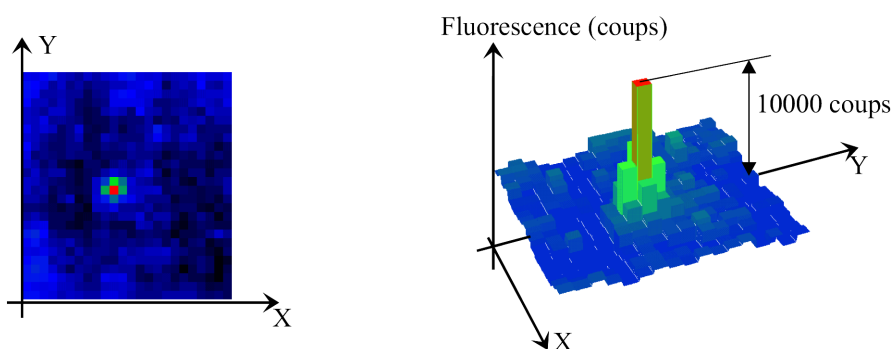


Figure 4.7: *Agrandissement de l'image obtenue du micro-piège dipolaire. Comme un pixel correspond à un micron dans l'espace objet, on peut constater que le piège dipolaire, avec un diamètre de l'ordre du micron, possède bien la taille prévue.*

Sur la figure bi-dimensionnelle, à gauche, on reconnaît les différents pixels, qui sont des carrés de $25 \mu\text{m}$ de côté, ce qui correspond, environ, à $1 \mu\text{m}$ dans l'espace objet. Il est donc clair que la taille du piège dipolaire est également de l'ordre du micron. Par ailleurs, la vue à trois dimensions fait ressortir la quantité de lumière de fluorescence obtenue pour le piège dipolaire, de l'ordre de 50000 coups/s. Pour conclure, ces images montrent qu'il n'est pas nécessaire de faire l'image du piège dipolaire avec une autre longueur d'onde que celle utilisée pour la formation du piège magnéto-optique. Enfin, on peut remarquer que, malgré les déplacements lumineux induits par le faisceau piège sur les atomes piégés, le taux de fluorescence induit par les faisceaux de la mélasse est amplement suffisant pour obtenir une image nette du piège dipolaire.

4.2 Dynamique de chargement

Comme nous l'avons déjà signalé à plusieurs reprises, la caméra CCD ne permet pas d'avoir une bonne résolution temporelle. En effet, un temps d'intégration de l'ordre de 200 ms est nécessaire pour obtenir les images du paragraphe 4.1.4. C'est pourquoi, l'étude de la dynamique du piège, sa durée de vie et d'autres phénomènes rapides seront étudiés au moyen du dispositif de détection, basé sur la photodiode à avalanche.

Pour ces séquences, on utilise le contrôle informatique de l'expérience. Le programme lance une séquence temporelle, pendant laquelle la carte d'acquisition enregistre la fluorescence au cours du temps. Ensuite, on réitère l'opération et on réalise la moyenne de tous les signaux de fluorescence mesurés. Il est nécessaire de calculer cette moyenne en raison du trop petit signal

que l'on obtient dans les fenêtres temporelles qui discrétisent le signal de fluorescence. Par exemple, considérons une acquisition avec une résolution temporelle de $50 \mu\text{s}$. Supposons que l'on veuille distinguer un excès de fluorescence de 20000 coups/s sur un fond de 100000 coups/s. Avec la résolution choisie, cela revient à distinguer un excès de 1 coups/ $50 \mu\text{s}$ sur un fond de 5 coups/ $50 \mu\text{s}$. Mais si la fluorescence reçue est poissonnienne, le bruit de photon sur une moyenne de 5 est de l'ordre de $\sqrt{5} = 2.23$, soit deux fois plus important que le signal à détecter, d'où l'importance des moyennes pour lisser les courbes obtenues.

Nous commencerons par une étude simple, qui consiste à allumer et couper le piège dipolaire. Elle nous permettra, en particulier, de mettre en évidence les déplacements lumineux induits par le faisceau du piège dipolaire. Ensuite, nous utiliserons ces signaux pour étudier le chargement du piège dipolaire en fonction de divers paramètres. Nous montrerons, en particulier, que la densité du piège magnéto-optique, qui sert de réservoir pour charger le piège dipolaire, intervient dans le temps caractéristique du chargement. Enfin, nous étudierons les effets de la puissance du piège dipolaire sur l'efficacité du chargement et montrerons, d'une part, l'existence d'une puissance seuil, en dessous de laquelle il est impossible de faire fonctionner le piège dipolaire et, d'autre part, une saturation de l'efficacité de piégeage avec la puissance du piège dipolaire.

4.2.1 Visualisation des déplacements lumineux

La séquence la plus simple que nous avons réalisée est un allumage du piège dipolaire, suivi d'une coupure de ce dernier. En enregistrant la lumière de fluorescence provenant de l'endroit où se situe le piège dipolaire, on aura ainsi des informations sur la dynamique de chargement et sur ce qui arrive lorsque l'on coupe brusquement le piège dipolaire.

La coupure et l'allumage du piège dipolaire se fait au moyen d'un modulateur électro-optique, commandé par une des sorties digitales de la carte de contrôle de l'expérience. Le temps de réponse, à l'allumage comme à la coupure, est de l'ordre de $20 \mu\text{s}$. Une courbe typique, obtenue en faisant la moyenne de 10000 séquences de $50 \mu\text{s}$ de résolution, est représentée sur la figure 4.8.

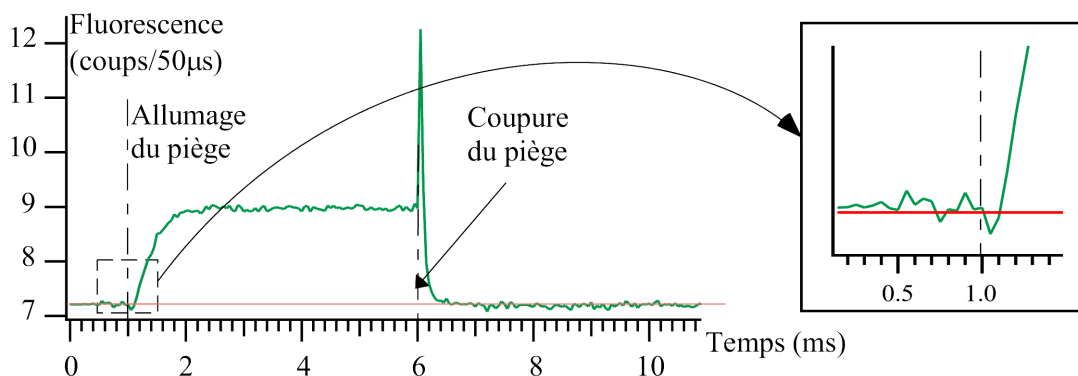


Figure 4.8: *Séquence d'allumage et de coupure du piège dipolaire. À $t = 1 \text{ ms}$, on allume le piège dipolaire. L'agrandissement de cette zone, représenté à droite, met en évidence les déplacements lumineux qui ont pour effet de diminuer légèrement le taux de fluorescence, avant que le piège ne commence à se charger. 5 ms plus tard, à $t = 6 \text{ ms}$, on coupe le piège dipolaire, ce qui conduit à un excès brutal de fluorescence avant que les atomes ne s'échappent. La résolution de cette séquence est de $50 \mu\text{s}$.*

Tout d'abord, si on procède à un agrandissement de la zone où le faisceau du piège dipolaire

se met en route, on observe une diminution du taux de fluorescence. Ceci provient de ce que, lors de certaines séquences, des atomes, présents dans la zone de capture à l'allumage du laser, voient brusquement des déplacements lumineux induits par le piège dipolaire, réduisant ainsi leur taux de fluorescence.

Lors de cette séquence, on peut également observer le processus de chargement. Avant l'allumage du faisceau piège, la fluorescence mesurée sur la photodiode à avalanche provient des atomes présents dans le piège magnéto-optique. A l'allumage du faisceau piège, la fluorescence commence par diminuer très légèrement, comme le montre l'agrandissement de la figure 4.8, avant d'augmenter, sous forme exponentielle, vers une valeur stationnaire. Le temps caractéristique de chargement est de l'ordre de 1 ms.

Dans ce cadre, on peut également évaluer le temps moyen nécessaire pour qu'un atome atteigne la zone de capture. On peut, schématiquement, modéliser cette zone par une sphère dont le rayon est de l'ordre de celui du piège dipolaire, soit $r = 1 \mu\text{m}$. Si on considère, pour le piège magnéto-optique, une densité uniforme de $n = 4 \cdot 10^{-3} \text{ at}/\mu\text{m}^3$, comme celle obtenue au paragraphe 2.3.3, et une température de l'ordre de $T = 20 \mu\text{K}$, on peut évaluer un libre parcours moyen pour la zone de capture. En considérant les atomes du nuage atomique immobiles et le piège dipolaire se déplaçant à la vitesse moyenne des atomes, le temps nécessaire pour se déplacer du libre parcours moyen correspond donc au temps moyen qu'il faut pour qu'un atome atteigne la zone de capture.

Ce libre parcours moyen \bar{l} , s'obtient en assimilant l'arrivée d'un atome dans la zone de capture à un phénomène de collision, dont la section efficace σ est celle de la zone de capture, soit $\sigma = \pi r^2 \simeq 3.14 \mu\text{m}^2$. Le libre parcours moyen a donc pour valeur :

$$\bar{l} = \frac{1}{n\sigma} \simeq 80 \mu\text{m}$$

En prenant comme vitesse quadratique moyenne, l'expression :

$$v^* = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \simeq 7.7 \text{ cm/s}$$

on obtient un temps moyen d'arrivée $\bar{\tau}$ dans la zone de capture, donné par :

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{l}}{v^*} \simeq 1 \text{ ms} \quad (4.1)$$

Il faut néanmoins remarquer que cette valeur n'est qu'un ordre de grandeur. En effet, la densité, comme la température, n'a pas été évaluée avec une très grande précision, d'autant plus que ces valeurs peuvent fluctuer dans une certaine mesure, suivant les conditions expérimentales. De plus, pour déduire de ces valeurs un taux de chargement, il faut pondérer ce résultat par la probabilité qu'a un atome, qui traverse la zone de capture, d'être effectivement piégé [71].

La deuxième caractéristique de la courbe de la figure 4.8, concerne la valeur stationnaire obtenue après le processus de chargement. A cause des déplacements lumineux dus au piège dipolaire, le taux de fluorescence induit par la mélasse est fortement diminué, mais ce phénomène est compensé par l'augmentation de la densité moyenne au niveau du piège dipolaire, puisque sa fluorescence est supérieure à celle du piège magnéto-optique seul.

Comme les atomes du piège dipolaire sont sensibles à la mélasse, l'excès de fluorescence observée le prouve, l'hypothèse sur le processus de chargement faite dans les chapitres précédents est donc confirmée par ce type de courbes. Ainsi, un atome arrivant dans la zone de capture, formée par le potentiel du piège dipolaire, continue à être refroidi par la mélasse, du moins au

début, lorsque les déplacements lumineux ne sont pas trop grands. Et c'est ce phénomène qui permet au piège dipolaire de le capturer.

Pour finir, la dernière partie de la courbe de la figure 4.8 met particulièrement bien en évidence l'effet des déplacements lumineux. En effet, à la coupure du piège dipolaire, les atomes mettent un certain temps à partir. Mais, comme les déplacements lumineux ont brutalement disparu, le premier point de l'acquisition, qui suit la coupure du faisceau piège, permet de voir les atomes piégés sans déplacements lumineux, d'où l'excès de fluorescence. On peut constater qu'ils font perdre entre la moitié et les deux tiers de la fluorescence que l'on pourrait obtenir.

Sur une courbe, comme celle de la figure 4.8, on peut définir trois taux de fluorescence importants : celui du fond (I_f), correspondant aux atomes du piège magnéto-optique ; celui du pic (I_p), correspondant aux atomes du piège dipolaire en l'absence de déplacements lumineux et celui du plateau (I_d), correspondant à ceux du piège dipolaire, en présence des déplacements lumineux. I_f est proportionnel à la densité du piège magnéto-optique n_{MOT} . Pour évaluer les deux autres taux de fluorescence, on introduit le nombre d'atomes dans le piège dipolaire, n_{dip} , et les taux de fluorescence par atome, α_0 et α , respectivement en l'absence ou en présence des déplacements lumineux. Dans ce cas, on a :

$$\begin{aligned} I_d &= I_f + n_{dip} \alpha \\ I_p &= I_f + n_{dip} \alpha_0 \end{aligned} \quad (4.2)$$

De la mesure de ces trois valeurs, on pourra extraire l'évolution de deux grandeurs importantes, en fonction de différents paramètres. La première concerne le nombre d'atomes dans le piège dipolaire, mesuré par le paramètre :

$$\zeta = \frac{I_p - I_f}{I_f} = \frac{n_{dip} \alpha_0}{I_f} \propto \frac{n_{dip}}{n_{MOT}} \quad (4.3)$$

Ce paramètre ζ permet donc de quantifier l'efficacité du piégeage. En effet, diviser $I_p - I_f$ par I_f permet d'éliminer les éventuelles fluctuations du taux de fluorescence par atome. De plus, cette opération permet de s'affranchir également de la dépendance du nombre d'atomes piégés avec la densité du piège magnéto-optique. Il est en effet raisonnable de penser que plus le piège magnéto-optique est dense, plus le nombre d'atomes capturés par le piège dipolaire sera élevé. Nous vérifierons d'ailleurs ce point à la section 4.2.2. Le paramètre ζ permettra donc de faire ressortir les autres causes qui affectent l'efficacité de piégeage, indépendamment de la densité du piège magnéto-optique, comme, par exemple, la puissance du piège dipolaire ou le désaccord des faisceaux de la mélasse.

Quant à la seconde, elle permet d'évaluer la perte de fluorescence due aux déplacements lumineux :

$$\rho = \frac{I_d - I_f}{I_p - I_f} = \frac{\alpha}{\alpha_0} \quad (4.4)$$

Ce paramètre ρ sera donc égal à un, lorsque les déplacements lumineux seront négligeables. Dans la suite, nous utiliserons ces deux paramètres comme critères d'optimisation du piège dipolaire.

Enfin, on pourrait penser que le temps de décroissance du pic peut donner accès à la température du piège magnéto-optique. Cependant, le taux d'extinction de l'électro-optique n'étant pas parfait, les atomes qui s'échappent ne sont pas tout à fait libres, puisqu'ils ressentent encore une force dipolaire, si minime soit elle. En effet, nous avons observé que les temps de décroissance étaient très sensibles à un résidu, même très faible, de lumière dans le faisceau du piège dipolaire. D'autre part, les atomes, qui sont toujours soumis à la force de friction induite par la mélasse, n'ont pas une extension balistique.

4.2.2 Evolution du chargement avec la densité du piège magnéto-optique

La première étude que nous avons réalisée concerne l'évolution du temps de chargement avec la densité dans le piège magnéto-optique. Celle-ci étant proportionnelle à la fluorescence du fond, nous utiliserons I_f comme paramètre décrivant la densité dans le piège magnéto-optique et, par conséquent, le taux de chargement.

Le contrôle de cette densité se fait au moyen du champ magnétique. En le diminuant, la force de rappel du piège magnéto-optique est plus faible et le nombre d'atomes piégés moins élevé. Pour une valeur donnée du champ magnétique, on réalise la même séquence que celle qui est représentée à la figure 4.8 : on allume le piège dipolaire pendant une durée variable, avant de le couper. La hauteur du pic nous renseigne directement sur la quantité d'atomes qui a été chargée dans le piège dipolaire. Ensuite, on réitère les mêmes séries de mesures pour différentes valeurs du champ magnétique. Toutes les séquences ont été réalisées avec un faisceau de piège dipolaire d'une puissance de l'ordre de 5 mW et un désaccord, pour le piège magnéto-optique, de l'ordre de -4Γ . La résolution est donnée par des fenêtres d'acquisition de 100 μs .

Afin de vérifier que la quantité d'atomes piégés augmente bien avec la densité du piège magnéto-optique, toutes les valeurs $I_p - I_f$, correspondant à la différence entre la valeur du pic et celle du fond, sont tracées, sur la figure 4.9, en fonction de la valeur de l'intensité dans piège dipolaire, I_f , proportionnelle à la densité du piège magnéto-optique.

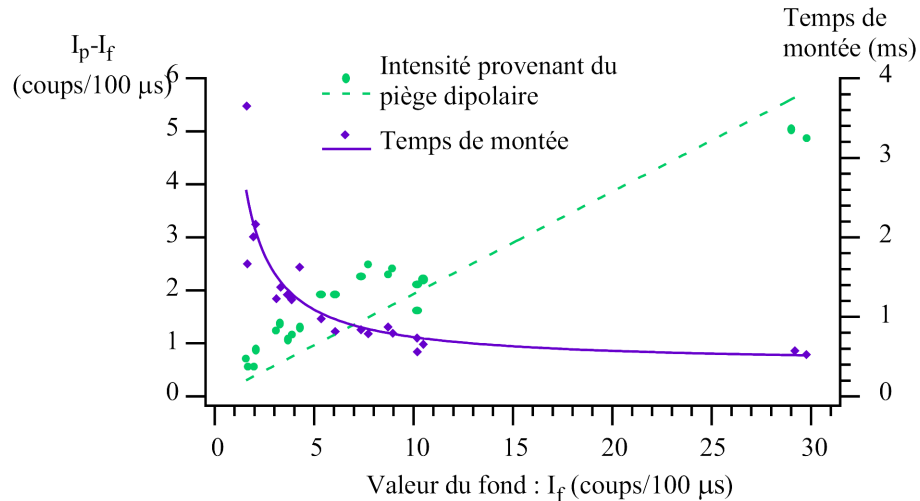


Figure 4.9: *Evolution du nombre d'atomes piégés dans le piège dipolaire et du temps caractéristique du chargement avec la densité du piège magnéto-optique. La tendance générale qui ressort de cette courbe est que l'efficacité de piégeage augmente avec la densité du piège magnéto-optique. D'autre part, le chargement est d'autant plus lent que la densité du réservoir est faible.*

La tendance générale de cette courbe semble confirmer l'intuition simple que le nombre moyen d'atomes capturés augmente linéairement avec la densité du piège magnéto-optique. D'autre part, on peut noter une certaine dispersion des valeurs obtenues, traduisant, sans doute, que d'autres paramètres influent sur l'efficacité de chargement. Par exemple, nous verrons, à la section 4.2.3, que la puissance du piège dipolaire est un paramètre qui peut affecter l'efficacité de chargement ζ .

Le second phénomène que nous avons étudié concerne le temps caractéristique de remplissage du piège dipolaire. Pour cela, nous avons considéré, tout d'abord, un processus simple, avec un taux de chargement constant $1/\tau_0$ et un taux de perte de temps caractéristique τ , soit $-n/\tau$,

où n est le nombre d'atomes dans le piège dipolaire. On aboutit donc à l'équation différentielle classique :

$$\frac{dn}{dt} + \frac{n}{\tau} = \frac{1}{\tau_0}$$

et qui a pour solution la forme bien connue :

$$n(t) = n_0 \left(1 - e^{-t/\tau}\right) \quad \text{avec} \quad n_0 = \frac{\tau}{\tau_0} \quad (4.5)$$

Tout d'abord, on peut signaler que l'expression 4.5 rend bien compte du fait que le nombre d'atomes piégés en régime stationnaire, n_0 , augmente avec le taux de chargement. En effet τ_0 est inversement proportionnel à la densité du piège magnéto-optique. De plus, le temps caractéristique du chargement, τ , nous renseigne sur les pertes du piège dipolaire. Pour toutes les séquences de chargement, nous avons donc ajusté le taux de fluorescence expérimental avec une expression de la forme 4.5. Un exemple d'un tel ajustement est représenté sur la figure 4.10.

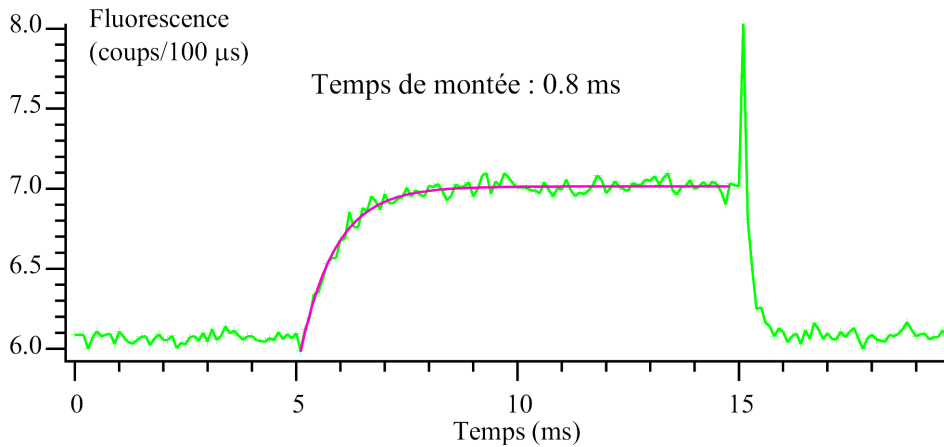


Figure 4.10: *Ajustement de la phase de chargement par une courbe exponentielle.*

Les différents temps τ obtenus, de l'ordre de la milliseconde, sont représentés sur la figure 4.9, en fonction de la densité du piège magnéto-optique. Tout d'abord, on peut constater que le taux de perte reste constant, de l'ordre de $\tau = 0.8$ ms sur une assez grande plage de densité du piège magnéto-optique. De plus, on peut noter que cette valeur est du même ordre de grandeur que le taux de chargement moyen, calculé en 4.1.

Ensuite, la caractéristique la plus importante est la forte diminution du taux de perte, $1/\tau$, pour de faibles valeurs de la densité du piège magnéto-optique, c'est-à-dire de faibles taux de chargement. Avec ce modèle simple, ce résultat tendrait à montrer que la durée de vie d'un atome dans le piège dipolaire, de l'ordre de τ , dépend de la densité dans le piège magnéto-optique et, par conséquent, du taux de chargement. Mais ce qui n'est, à ce stade, qu'une hypothèse se trouvera confirmé par les résultats qui seront présentés dans le chapitre 5. Sur la figure 4.9, la courbe en trait plein ajuste les points expérimentaux correspondant au temps caractéristique de charge en fonction de la densité du piège magnéto-optique. Son expression, purement phénoménologique, rend compte de son évolution, mais une étude plus détaillée, prenant en compte un terme de pertes à deux corps, sera effectuée à la section 4.3.

Enfin, ces séquences de chargements permettent de déterminer un ordre de grandeur du nombre d'atomes piégés. Cette évaluation est un peu plus aisée dans le cas présent, car la transition mise en jeu est fermée. De plus, grâce à la présence du pic dans les séquences de

chargement et de coupure, on dispose d'un taux de fluorescence qui n'est pas altéré par l'effet des déplacements lumineux. Malgré tout, ne pouvant obtenir qu'une vague évaluation du taux de collection et des pertes du système, le nombre d'atomes obtenu, compris entre 1 et 10, ne peut être considéré que comme un ordre de grandeur. Il est donc impossible, par cette méthode, de trouver précisément le nombre d'atomes piégés.

4.2.3 Effet de la puissance du faisceau piège dipolaire

La seconde série de mesures que nous avons réalisée nous a permis d'étudier l'effet de la puissance du faisceau du piège dipolaire sur le chargement. Pour cela, nous nous sommes placés dans les conditions où le piège magnéto-optique possède une densité constante, c'est-à-dire que nous avons travaillé avec un champ magnétique constant et un désaccord pour le piège magnéto-optique fixé à $\delta = -4\Gamma$. De plus, pour s'affranchir des éventuelles fluctuations du taux de fluorescence par atome ou de la densité du piège magnéto-optique, l'efficacité de chargement sera mesurée à l'aide du paramètre ζ , défini par l'expression 4.3. Dans cette partie, destinée à l'étude des effets induits par la modification de la puissance du laser piège, nous allons commencer par évaluer la perte de fluorescence causée par les déplacements lumineux. Ensuite, à l'aide de séquences de chargement de durées différentes, l'évaluation de la taille du pic nous permettra de tracer l'évolution du paramètre ζ en fonction de la durée de chargement et ce, pour différentes puissances. Enfin, nous ferons le bilan de l'effet de la puissance sur l'efficacité de chargement.

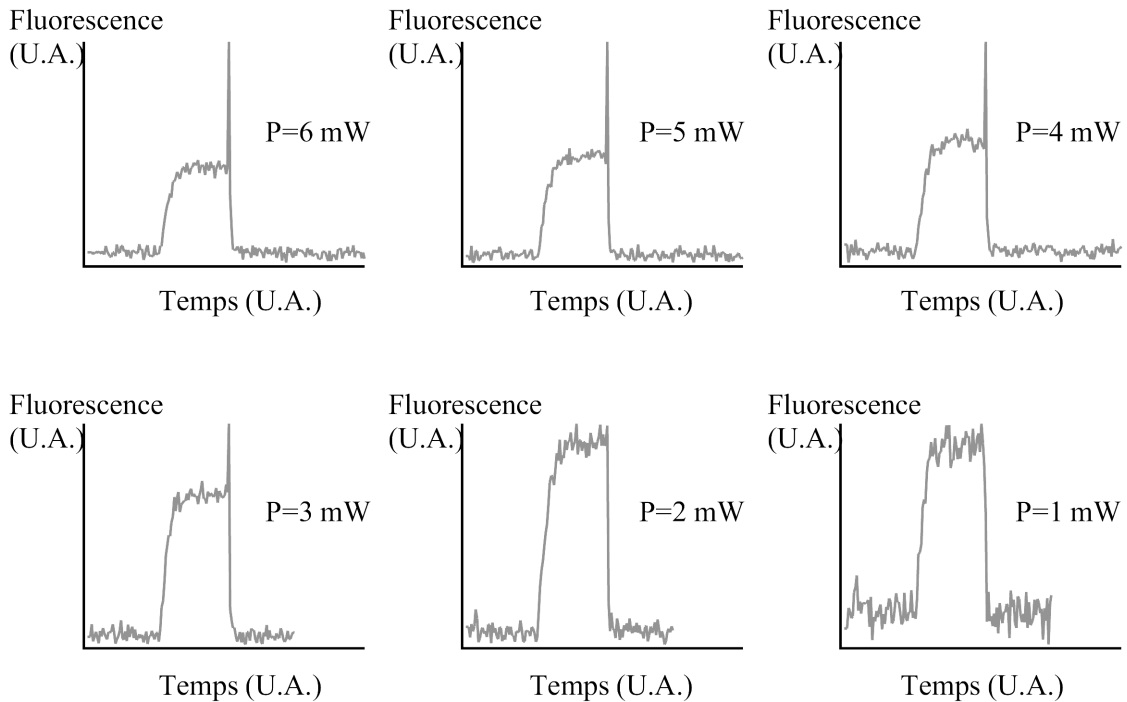


Figure 4.11: Différentes séquences de chargement de durée identique, égale à 5 ms, pour différentes valeurs de la puissance du piège dipolaire. Quand on diminue celle-ci, la valeur du plateau augmente par rapport à celle du pic, pour finalement arriver à une situation où les déplacements lumineux sont négligeables, comme le montre la disparition du pic.

Perte de fluorescence à cause des déplacements lumineux

Pour mettre en évidence les déplacements lumineux, nous avons réalisé différentes séquences de chargement, d'une durée de 5 ms, pour lesquelles nous avons fait varier la puissance du piège dipolaire. Celles-ci sont représentées sur la figure 4.11.

L'effet d'un changement de puissance sur les déplacements lumineux est immédiat. La hauteur du pic, correspondant à la fluorescence des atomes du piège dipolaire en absence de déplacements lumineux, ressort de moins en moins du plateau correspondant à la fluorescence de ces mêmes atomes, mais en présence de déplacements lumineux. De plus, en dessous d'une certaine puissance, le pic devient invisible et se perd dans le bruit dû aux fluctuations de la fluorescence au niveau du plateau.

Enfin, pour quantifier cet effet, on a tracé, sur la figure 4.12, l'évolution du paramètre ρ , défini par l'expression 4.4, en fonction de la puissance du piège dipolaire. En dessous d'une puissance de $P = 1$ mW, aucun point n'est présent, car il n'y a plus de piège dipolaire visible sur les séquences enregistrées.

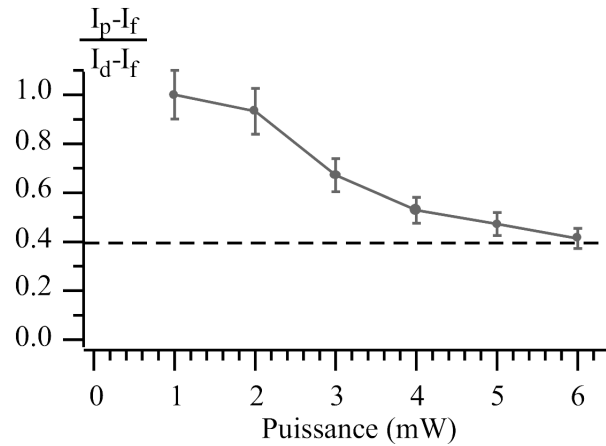


Figure 4.12: Evolution du paramètre ρ , qui quantifie la diminution du taux de fluorescence due aux déplacements lumineux, en fonction de la puissance du faisceau qui crée le piège dipolaire.

Le premier effet mis en évidence sur cette courbe, est la présence d'une puissance limite, de l'ordre de 1 mW à 2 mW, en dessous de laquelle les déplacements lumineux n'ont plus d'effets notables. Ensuite, pour des puissances supérieures, les pertes, dues à ces déplacements lumineux, varient assez rapidement et atteignent près de 60 % pour une puissance piège de 6 mW. Enfin, il semblerait que la courbe s'infléchisse légèrement pour les fortes puissances, ce qui laisse penser qu'elle finira par atteindre une saturation dans les valeurs des déplacements lumineux moyens, vus par les atomes.

Cet effet peut se comprendre en considérant le mécanisme de chargement. Lorsqu'un atome arrive dans la zone de capture, il descend le potentiel dipolaire, mais perd de l'énergie cinétique, grâce au processus de refroidissement assuré par la mélasse, et se retrouve piégé. Cependant, à cause des déplacements lumineux, la mélasse ne peut pas agir dans tout le volume du piège dipolaire et l'atome est donc piégé à une profondeur qui résulte de l'équilibre entre les diverses causes de chauffage et la diminution du mécanisme de refroidissement. On comprend alors, qu'à partir d'une certaine puissance, le fait d'augmenter la profondeur du puits sera sans effet sur les déplacements lumineux vus par l'atome, puisque ce dernier ne pourra pas "descendre" en dessous d'une certaine profondeur.

Evolution de l'efficacité du chargement avec le temps

La seconde série d'expériences que nous avons réalisée a consisté à étudier l'effet de la puissance du piège dipolaire sur l'efficacité de chargement ζ . Pour cela, pour différentes puissances, nous avons effectué des séquences de chargements de durée variable, afin de mesurer l'évolution du nombre d'atomes piégés en fonction du temps de chargement. L'ensemble des efficacités de chargement ζ sont représentées sur la figure 4.13, en fonction de la durée de chargement et pour différentes puissances du piège dipolaire.

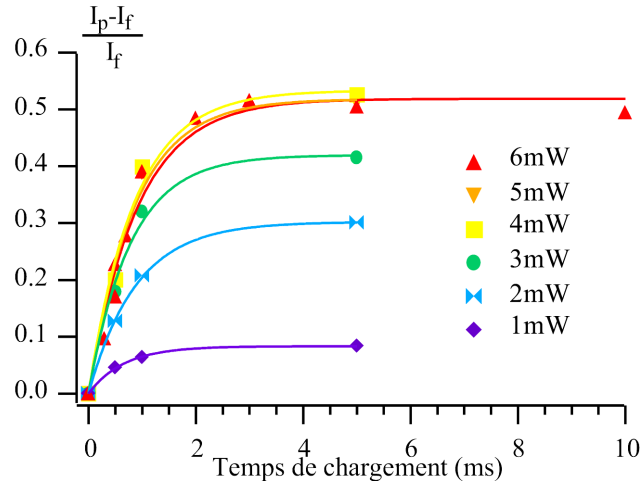


Figure 4.13: Evolution du paramètre ζ avec le temps de chargement pour différentes puissances de piège dipolaire. D'une part, on remarque que le temps typique de chargement est indépendant de la puissance. D'autre part, on observe un effet de saturation de l'efficacité ζ pour des puissances élevées.

Ainsi, on peut constater que l'on retrouve le même scénario de chargement que celui qui a été mis en évidence au paragraphe 4.2.2. En effet, l'évolution de l'efficacité ζ de chargement suit la même évolution temporelle que le taux de fluorescence représenté à la figure 4.10. Si on effectue un ajustement des courbes de la figure 4.13 à l'aide d'une exponentielle, on obtient un bon accord et un temps caractéristique tout à fait comparable à celui qui a été mesuré à la section 4.2.2, c'est-à-dire de l'ordre de 0.8 ms. De plus, les différents ajustements effectués pour des puissances différentes donnent des temps comparables, ce qui montre que la puissance du piège dipolaire n'a pas d'effet sur le taux de pertes $1/\tau$.

Modification de l'efficacité de chargement avec la puissance

Enfin, la valeur des états stationnaires atteints pour les différentes puissances du piège dipolaire, présente une variation importante en fonction de la puissance du piège dipolaire. Pour l'analyser, nous avons tracé, en fonction de la puissance, l'évolution de l'efficacité de chargement ζ , pour une durée de chargement donnée. La courbe de la figure 4.14 représente une telle évolution, pour une durée de chargement de 5 ms et de 1 ms.

Sur cette figure, on peut commencer par remarquer que l'efficacité de chargement est d'autant plus grande que la puissance du piège dipolaire, proportionnelle à sa profondeur, est importante. De plus, deux phénomènes sont mis en évidence :

- Le premier concerne les faibles puissances, pour lesquelles on peut constater un effet de seuil : pour des puissances plus petites que 0.5 à 1 mW, le piège dipolaire ne fonctionne

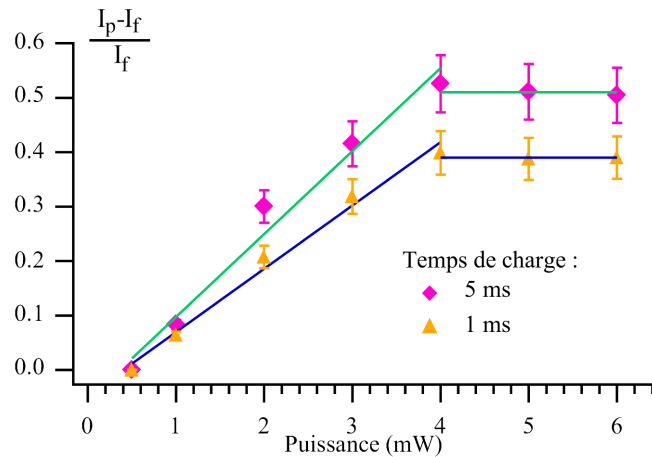


Figure 4.14: *Effet de la puissance du piège dipolaire sur l'efficacité de chargement. On peut d'une part constater un effet de seuil : il faut une puissance minimale de l'ordre de 0.5 à 1 mW pour que le piège fonctionne. D'autre part, on peut observer un phénomène de saturation de l'efficacité pour de fortes puissances du piège dipolaire.*

pas. A l'aide des paramètres du piège présentés dans le tableau 4.1, on peut évaluer que ces puissances correspondent à des profondeurs de 800 μK à 1.6 mK. Une hypothèse pour justifier ce seuil serait de penser que les atomes du piège dipolaire ont une température de l'ordre de cette limite, empêchant ainsi tout piégeage pour une profondeur inférieure à cette limite.

- Le second concerne les puissances élevées, pour lesquelles on peut constater un effet de saturation de l'efficacité de chargement ζ . Cette saturation s'explique assez bien en s'appuyant sur le mécanisme responsable du chargement. La mélasse ne peut agir sur les atomes que sur la périphérie du piège dipolaire, où les déplacements lumineux ne sont pas trop importants. En augmentant la profondeur du piège dipolaire, on augmente tout d'abord l'efficacité de piégeage, mais on comprend qu'à partir d'une certaine profondeur critique, la mélasse devienne inefficace, rendant ainsi inutile d'augmenter la profondeur du piège dipolaire. De plus, si on trace l'évolution de l'efficacité de chargement pour d'autres durées de charge, la saturation intervient à la même profondeur. La puissance à partir de laquelle intervient cette saturation est de l'ordre de 4 mW, ce qui correspond à une profondeur de l'ordre de 6 mK et à un déplacement de la raie D_2 de l'ordre de 200 MHz.

Pour finir, nous avons également étudié l'effet du désaccord de la mélasse. Cependant, les principaux effets observés affectent le piège magnéto-optique, masquant ainsi les éventuelles conséquences pour le piège dipolaire.

4.3 Effet des pertes à deux corps et durée de vie

Dans la section 4.2.2, nous avons mis en évidence que le temps de chargement du piège dipolaire dépendait de la densité du piège magnéto-optique qui sert de réservoir pour charger ce dernier. Nous avons grossièrement rendu compte de ce phénomène en prenant une expression phénoménologique du taux de perte à un corps, dépendant du taux de chargement. Dans cette partie, nous allons reprendre cette étude, en considérant un terme de perte à deux corps dans les séquences de chargement.

Tout d'abord, en réalisant une séquence pendant laquelle on coupe la mélasse, nous mettrons en évidence son rôle dans le refroidissement des atomes du piège dipolaire. Ensuite, nous utiliserons le même type de séquences, pendant lesquelles la mélasse est inactive, donc également le chargement, pour déterminer la durée de vie du piège dipolaire. Nous mettrons alors en évidence un effet de pertes à deux corps. Enfin, grâce à ces résultats, nous reprendrons l'étude du chargement du piège dipolaire, à l'aide d'un modèle prenant à la fois en compte les pertes à un et deux corps.

4.3.1 Mise en évidence du refroidissement de la mélasse

Avant d'étudier la durée de vie du piège dipolaire, cette partie est destinée à mettre en évidence l'effet de la mélasse sur le chargement du piège dipolaire. Pour cela, nous avons réalisé la séquence suivante :

- Tout d'abord, on charge le piège dipolaire pendant 5 ms, afin d'atteindre le régime stationnaire.
- Ensuite, on coupe le repompeur du piège magnéto-optique, afin de stopper l'effet de la mélasse. En effet, sans ce faisceau, tous les atomes sont amenés, par pompage optique, dans le sous-niveau fondamental $F = 1$, où ils sont insensibles aux faisceaux de la mélasse.
- Enfin, après un délai de 10 ms, on ré-allume le repompeur avant de couper finalement le piège dipolaire 5 ms plus tard.

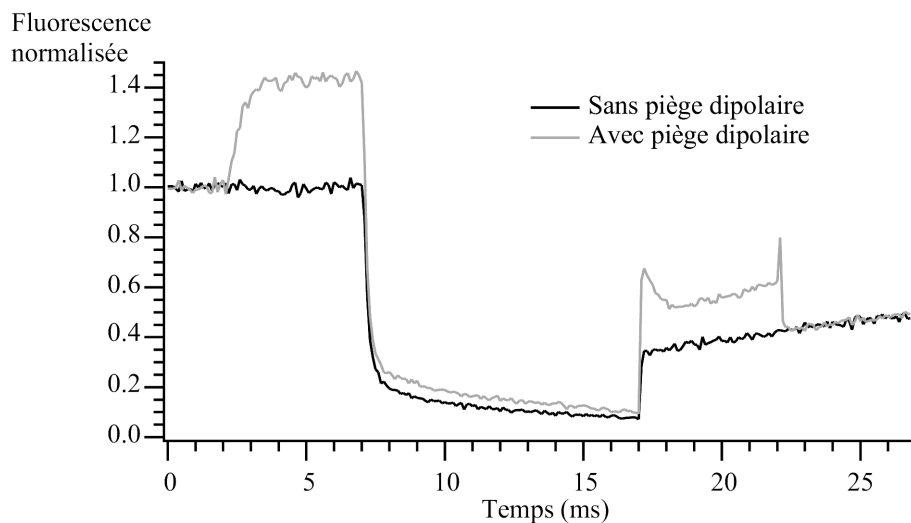


Figure 4.15: *Effet de la mélasse sur le chargement.* Une première courbe présente la fluorescence mesurée lorsque l'on coupe, pendant 10 ms, le repompeur du piège magnéto-optique et que le piège dipolaire est en marche. Une autre courbe de référence a été enregistrée sans piège dipolaire.

Les courbes ainsi obtenues sont représentées sur la figure 4.15. On peut commencer par décrire la séquence qui a été enregistrée sans piège dipolaire. A $t = 7$ ms, on coupe le repompeur. L'effet de cette coupure est quasiment immédiate : la fluorescence du piège magnéto-optique s'écroule, ce qui prouve que la mélasse, qui était responsable de cette fluorescence, n'a plus aucun effet de refroidissement sur les atomes, et que le piège magnéto-optique n'exerce plus non plus de force de rappel. On s'attend donc à ce que, pendant cette phase, les atomes du piège

magnéto-optique s'échappent. C'est d'ailleurs cette méthode que nous avons utilisée pour lâcher les atomes du piège magnéto-optique et mesurer leur température [67].

Ensuite, lorsque l'on allume à nouveau le repompeur, la fluorescence due aux atomes restants réapparaît. On peut noter qu'en 10 ms, on a perdu près de 60 % du signal. Enfin, on observe également un rechargement du piège magnéto-optique qui se traduit par une augmentation lente de la fluorescence après le nouvel allumage du repompeur.

Le profil de fluorescence enregistré pendant le même type de séquence, mais en présence du piège dipolaire, possède une forme un peu plus complexe. Avant la coupure du repompeur, on reconnaît la phase de chargement mise en évidence au paragraphe 4.2.2. Ensuite, la coupure du repompeur provoque également un effondrement de la lumière de fluorescence et, par conséquent, une inactivation de la mélasse. Au nouvel allumage du repompeur, on observe un profil d'intensité assez singulier. Cependant, on reconnaît deux phénomènes simples. D'une part, on note un excès de fluorescence par rapport au cas où le piège dipolaire est absent. Ceci traduit qu'une partie des atomes du piège dipolaire a survécu à l'absence de mécanisme de refroidissement. D'autre part, on reconnaît le pic caractéristique qui apparaît à la coupure du piège dipolaire.

Par contre, juste après la réactivation de la mélasse, on observe également un pic, suivi d'une décroissance lente de la lumière de fluorescence. Une première remarque concerne sa hauteur, qui est du même ordre que celle du pic qui apparaît à la coupure du piège dipolaire. Comme l'absence de refroidissement interdit tout chargement pendant que le repompeur est éteint, il est légitime de penser que ce signal est dû à un nombre d'atomes égal ou inférieur à ceux qui sont responsables du pic à la coupure du piège dipolaire. Et comme le signal est du même ordre de grandeur, les atomes voient donc des déplacements lumineux moins importants que dans le piège dipolaire.

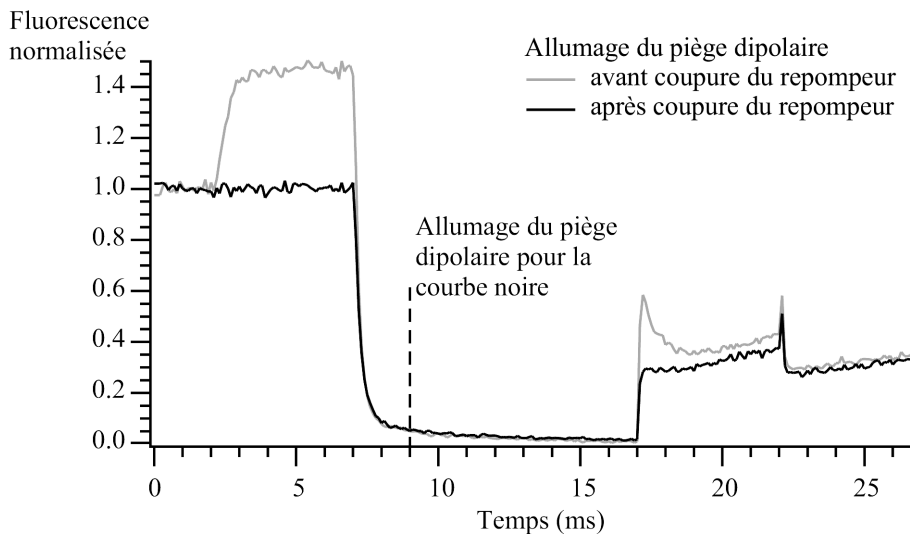


Figure 4.16: Comparaison entre un allumage du piège dipolaire avant et après l'inactivation de la mélasse. La courbe grise correspond à un chargement de 5 ms avant la coupure du repompeur. Pour la courbe noire, le piège dipolaire est allumé 2 ms après l'extinction du repompeur, au niveau du repère en pointillés.

Une hypothèse raisonnable sur le scénario qui intervient lors d'une telle séquence est que les atomes du piège dipolaire, capturés lors de la séquence de chargement initiale, sont, dans le piège dipolaire, à une profondeur qui résulte de l'équilibre entre le chauffage du piège et le

refroidissement de la mélasse, qui devient de moins en moins efficace au fur et à mesure que l'on descend dans le piège dipolaire. Lorsque la mélasse est inactive, seul le chauffage joue un rôle et les atomes sont amenés progressivement au bord du piège dipolaire, où les déplacements lumineux sont moins importants. Et lorsque la mélasse est à nouveau active, elle permet de voir ces atomes avec de faibles déplacements lumineux, comparable à ce qui se passe à la coupure du piège dipolaire. Enfin, comme elle les refroidit, elle diminue leur énergie cinétique et les replace donc à la profondeur correspondant au régime stationnaire.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé un autre type de séquence, qui est représentée à la figure 4.16. Lors de cette séquence, nous avons étudié si l'allumage du piège dipolaire, après la coupure du repompeur, permettait un chargement efficace. La courbe de référence (grise) correspond à une séquence comparable à celle du paragraphe précédent, avec un temps de chargement du piège dipolaire de 5 ms avant la coupure de la mélasse, par l'intermédiaire du repompeur. On reconnaît toutes les caractéristiques mises en évidence précédemment.

Dans le cas où le piège dipolaire est allumé en l'absence de mélasse, on attend 8 ms avant de réactiver le repompeur, ce qui laisse un temps suffisant au piège dipolaire pour se charger, du moins si le mécanisme de chargement était le même qu'en présence de la mélasse. Donc, si la mélasse était inutile au chargement du piège dipolaire, on devrait observer le même profil au moment où on allume à nouveau le repompeur, que dans le cas où le piège a été chargé à l'aide de la mélasse. Mais sur la courbe correspondante, on peut constater l'absence de remontée au moment de la réactivation de la mélasse. Ainsi, on peut conclure que les atomes qui étaient responsables de ce pic, puis de la décroissance, avaient été piégés avant la coupure du repompeur.

Enfin, nous avons réalisé plusieurs séquences de ce type, pendant lesquelles nous avons fait varier le moment de l'allumage du piège dipolaire autour de l'événement correspondant à l'extinction du repompeur. La figure 4.17 fait le bilan des différentes tailles de pic, mesurées à l'activation de la mélasse. Lorsque le piège dipolaire est allumé avant la coupure de la mélasse, la taille du pic varie lentement. Elle évolue essentiellement à cause de la diminution de la durée de chargement pendant laquelle la mélasse est active. Par contre, il diminue très rapidement dès que le piège dipolaire n'est allumé que quelques millisecondes après l'inactivation de la mélasse. Ainsi, on peut conclure que quelques millisecondes après la coupure de la mélasse, le piège dipolaire ne peut pas capturer d'atomes en l'absence de refroidissement.

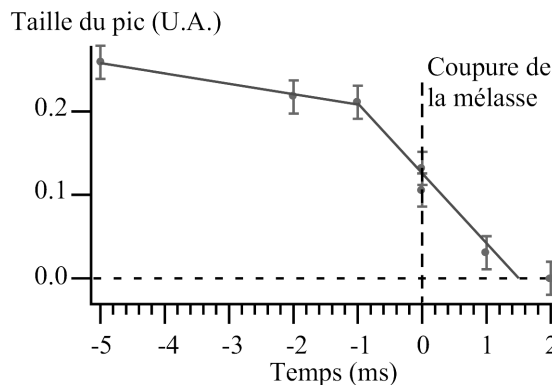


Figure 4.17: Evolution de la taille du pic présent à la réactivation de la mélasse, en fonction de la position de l'allumage du piège dipolaire par rapport à l'extinction du repompeur. L'origine des temps correspond à l'extinction du repompeur. Les temps négatifs sont pris pour un allumage du piège dipolaire avant la coupure du repompeur.

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré qu'un seul processus de chargement, provenant de l'effet conjugué de la force dipolaire de piégeage et de la force de friction induite par la mélasse. Comme la force dipolaire est conservative et en l'absence de dissipation, un atome peut traverser le potentiel sans être piégé. Cependant, il peut arriver qu'à l'allumage du piège dipolaire, un atome soit déjà dans la zone d'attraction. Dans ce cas, il verra brusquement son énergie potentielle décroître, sans augmentation de son énergie cinétique. Ce processus conduit donc également à un piégeage. Pour en évaluer la probabilité, il faut comparer la densité du réservoir $n = 4 \cdot 10^{-3} \text{ at}/\mu\text{m}^3$ au volume de capture. En assimilant le piège à un cylindre de $1 \mu\text{m}$ de rayon et $4 \mu\text{m}$ de haut, on obtient un volume de : $V = 13 \mu\text{m}^3$. Il y a donc, en moyenne, 0.05 atomes dans le volume de capture. La probabilité d'un tel événement est donc faible, mais pas totalement improbable.

4.3.2 Durée de vie du piège dipolaire

Pour déterminer la durée de vie du piège dipolaire réalisé, on coupe le chargement et on observe à quelle vitesse le piège se vide. Pour cela, comme le chargement nécessite la présence du processus de refroidissement assuré par la mélasse, c'est en coupant le repompeur du piège magnéto-optique que l'on assure l'arrêt du chargement. Parallèlement, comme la mélasse est également responsable de la lumière de fluorescence qui permet de voir le piège dipolaire, ce dernier devient invisible sur la photodiode à avalanche.

Afin de disposer d'une hauteur de pic de référence, on effectue un chargement du piège dipolaire, suivi d'une coupure. La hauteur du pic obtenue servira de pic de référence pour déterminer la fraction d'atomes restants après la coupure de la mélasse. Ensuite, on coupe le repompeur du piège magnéto-optique après une durée de chargement du piège dipolaire de 5 ms. Puis, au bout d'un délai Δt , on réactive la mélasse en même temps que l'on coupe le piège dipolaire. On observe alors un pic d'intensité, provenant des atomes restant dans le piège dipolaire, suivi d'un plateau dont la valeur est proportionnelle au nombre d'atomes restant dans le piège magnéto-optique. Une telle séquence est représentée sur la figure 4.18.

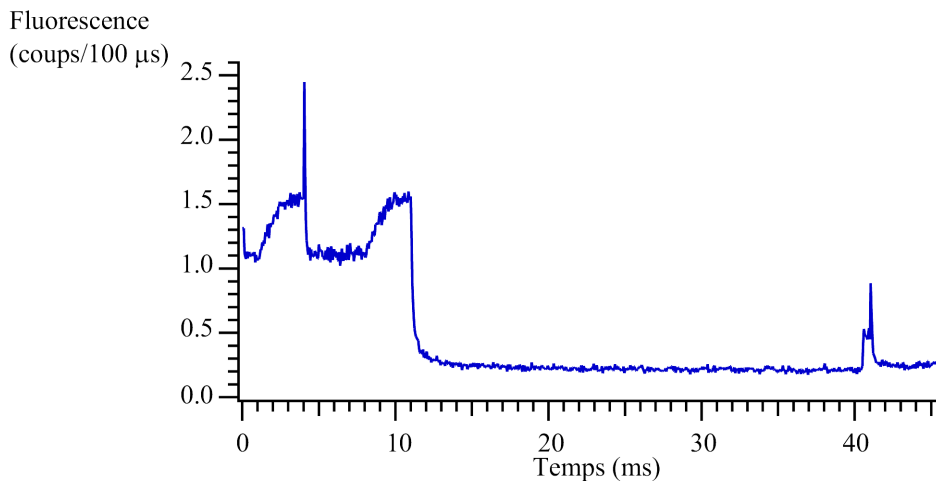


Figure 4.18: Profil de la fluorescence mesuré lors des séquences réalisées pour mesurer la durée de vie du piège dipolaire. On effectue un premier chargement de quelques millisecondes, suivi d'une coupure du piège dipolaire. Le pic obtenu servira à normaliser le pic restant après coupure de la mélasse. Ensuite, on coupe le repompeur après une phase de chargement, puis on réactive ce dernier après un délai Δt , en même temps que l'on coupe le piège dipolaire.

En toute rigueur, le repompeur n'est pas réactivé en même temps que le piège dipolaire est coupé. Pour éviter toute mauvaise synchronisation entre les deux phénomènes, ce dernier est allumé une milli-seconde avant la coupure du piège dipolaire. Nous avons, en outre, vérifié que cette façon de procéder ne donnait lieu à aucun rechargement du piège dipolaire au moment de la réactivation de la mélasse. Pour cela, nous avons fait les mêmes séquences, mais sans chargement préalable du piège dipolaire avant la coupure du repompeur. En allumant le piège dipolaire en même temps que le repompeur est réactivé, nous n'avons observé aucun rechargement, validant ainsi notre façon de procéder.

Pour une séquence comme celle de la figure 4.18, on mesure un certain nombre de paramètres. Avant la coupure du repompeur, on note les valeurs N_{Dip}^0 et N_{MOT}^0 correspondant respectivement à la hauteur du pic du premier chargement du piège dipolaire et à la valeur de la fluorescence mesurée pour le piège magnéto-optique. Ensuite, au niveau de la réactivation du repompeur, on mesure les hauteurs N_{Dip} et N_{MOT} , correspondant respectivement à la hauteur du pic du piège dipolaire et à la fluorescence du résidu de piège magnéto-optique, mesuré juste après le pic du piège dipolaire. Enfin, on trace, en fonction de la durée de coupure du repompeur, l'évolution des fractions d'atomes restants dans le piège dipolaire (η_{dip}) et dans le piège magnéto-optique (η_{MOT}), définies par :

$$\eta_{dip} = \frac{N_{Dip}}{N_{Dip}^0} \quad \text{et} \quad \eta_{MOT} = \frac{N_{MOT}}{N_{MOT}^0}$$

Ces courbes sont représentées sur la figure 4.19.

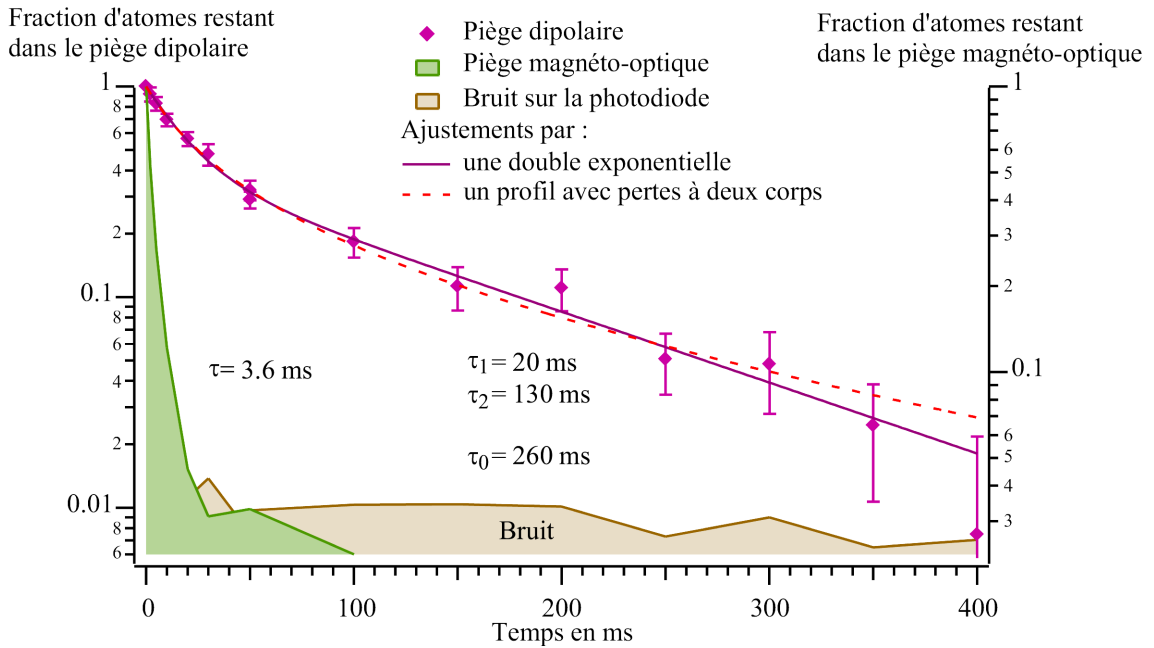


Figure 4.19: *Durée de vie du piège dipolaire.* Le fond correspond au taux de lumière parasite provenant des réflexions des faisceaux sur les montures de l'objectif. Le piège magnéto-optique disparaît assez vite, en environ 4 ms. L'évolution de la fraction d'atomes restants dans le piège dipolaire présente une décroissance à deux temps. Le premier, rapide, est de l'ordre de 20 ms. Le second, plus lent, est de 130 ms.

Tout d'abord, l'évolution du piège magnéto-optique est relativement rapide. Ce dernier disparaît en un temps caractéristique $\tau = 3.6$ ms. Quant au piège dipolaire, sa durée de vie est

beaucoup plus longue. Son évolution, représentée avec une échelle logarithmique, présente deux temps caractéristiques.

Dans un premier temps, nous avons donc ajusté celle-ci par une double exponentielle de la forme :

$$\eta_{Dip} = \rho e^{-\frac{t}{\tau_1}} + (1 - \rho) e^{-\frac{t}{\tau_2}}$$

où ρ est la proportion du piège dipolaire qui évolue avec le temps caractéristique τ_1 et $1 - \rho$, celle qui évolue avec le temps τ_2 . La courbe obtenue en trait plein s'accorde bien avec les données expérimentales et on a ainsi pu déterminer que 40 % des atomes ont une durée de vie relativement longue de $\tau_2 = 130$ ms, alors que le reste du piège décroît avec un temps $\tau_1 = 30$ ms.

L'autre solution, à laquelle on peut penser en voyant ce type de courbe de durée de vie, est un double processus de pertes : d'une part, les pertes à un corps, de la forme $-\Gamma n$, où $n(t)$ est le nombre d'atomes dans le piège, et, d'autre part, un terme de perte à deux corps, de la forme $-\beta_{(d)} n^2$. L'équation différentielle qui régit la durée de vie du piège dipolaire prend donc la forme :

$$\frac{dn}{dt} = -\Gamma n - \beta_{(d)} n^2 \quad (4.6)$$

Remarque : Le processus physique responsable des pertes à deux corps sera discuté en détail plus loin dans ce manuscrit (voir paragraphe 4.3.4). Cependant, il est bon d'en dire quelques mots ici pour justifier les notations. D'une part, ce processus de perte peut prendre des valeurs très différentes suivant la présence ou non des faisceaux de la mélasse [71]. Nous les noterons donc respectivement β et $\beta_{(d)}$ ((d) pour *dark*). D'autre part, les valeurs que l'on trouve dans la littérature sont souvent données pour des équations du type de 4.6, mais écrite en densité atomique. Dans ce cas, le coefficient qui intervient dans ces équations, que nous qualifierons de *valeur intrinsèque* du coefficient de perte à deux corps, sera noté respectivement β_0 et $\beta_{0(d)}$, suivant la présence, ou non, des faisceaux de la mélasse. Si V est le volume du piège, on a les relations suivante :

$$\beta = \frac{\beta_0}{V} \quad \text{et} \quad \beta_{(d)} = \frac{\beta_{0(d)}}{V}$$

Dans le cadre de ce paragraphe, l'étude de la durée de vie du piège dipolaire se faisant en l'absence des faisceaux de mélasse, c'est le coefficient $\beta_{(d)}$ qu'il faut prendre en compte.

La résolution de l'équation 4.6, qui ne pose pas de difficultés, donne une évolution, pour le nombre d'atomes moyen $n(t)$, de la forme :

$$n(t) = \frac{\Gamma n_0 e^{-\Gamma t}}{\Gamma + \beta_{(d)} n_0 (1 - e^{-\Gamma t})} \quad (4.7)$$

où n_0 est le nombre d'atomes initialement dans le piège. On notera également $\tau_0 = 1/\Gamma$, le temps caractéristique de cette évolution. Avant d'ajuster les points expérimentaux avec l'expression 4.7, il faut noter que ceux-ci ne représentent pas directement le nombre d'atomes piégés, mais la proportion d'atomes restant : $\eta_{dip} = n/n_0$. Et comme l'équation différentielle n'est pas linéaire, cette proportion η_{dip} d'atomes restants vérifie :

$$\frac{d\eta_{dip}}{dt} = -\Gamma \eta_{dip} - (\beta_{(d)} n_0) \eta_{dip}^2 = -\Gamma \eta_{dip} - \beta_{eff} \eta_{dip}^2$$

où le coefficient $\beta_{eff} = \beta_{(d)} n_0$ est un coefficient de pertes à deux corps effectif. Les valeurs obtenues pour les paramètres β_{eff} et Γ sont résumées dans le tableau 4.2.

Paramètre	Valeur	Incertitude
τ_0 (ms)	260	± 100
Γ (ms^{-1})	0.004	± 0.002
β_{eff} (ms^{-1})	0.035	± 0.003

Tableau 4.2: *Résumé des paramètres d'ajustements et de leur incertitude.*

La durée de vie à un corps possède un temps caractéristique de l'ordre de $\tau_0 = 260$ ms, mais avec une grosse incertitude de l'ordre de 50 %. En effet, c'est essentiellement aux temps longs que ce paramètre est important, et comme le rapport signal/bruit y est plus faible, ce paramètre ne peut être déterminé avec précision. Par contre, le coefficient de perte à deux corps effectif possède une valeur assez bien définie, de l'ordre de $\beta_{eff} = 0.035 \text{ ms}^{-1}$. Cependant, pour obtenir la valeur du véritable coefficient $\beta_{(d)}$, il est nécessaire de connaître le nombre initial d'atomes n_0 . L'évaluation grossière que nous avons obtenu à la fin de la section 4.2.2 donne un nombre n_0 compris entre 1 et 10 atomes. Plus loin dans ce chapitre (partie 4.4), nous montrerons qu'il est de l'ordre de 10. Dans ces conditions, le paramètre $\beta_{(d)}$ aura donc une valeur de l'ordre de :

$$\beta_{(d)} = \frac{\beta_{eff}}{n_0} \simeq 3.5 \text{ at}^{-1}.\text{s}^{-1}$$

On peut comparer cette valeur de $\beta_{(d)}$ à celles qui ont été obtenues dans le groupe de C.I. Wieman, dans des conditions similaires [71]. Leur piège dipolaire, formé par un laser de waist $w_0 = 26 \mu\text{m}$, peut contenir typiquement $2 \cdot 10^6$ atomes. Avec une longueur de Rayleigh de $z_R = 2.7 \text{ mm}$, son volume est de l'ordre de $V_1 = \pi w_0^2 \times 2z_R = 11 \cdot 10^6 \mu\text{m}^3$, ce qui conduit à des densités typiques de l'ordre de $n = 0.2 \text{ at}/\mu\text{m}^3$. Quant à notre piège, son volume est de l'ordre de $V_2 = 6 \mu\text{m}^3$, ce qui donne une densité de l'ordre de $1.5 \text{ at}/\mu\text{m}^3$, pour un nombre d'atomes de 10. En plus de leurs caractéristiques géométriques, les profondeurs et taux de chauffages intrinsèques étant comparables, il est logique que nous soyons sensibles aux mêmes phénomènes. Ce groupe a obtenu une valeur du coefficient de pertes à deux corps dans le noir de l'ordre de $\beta_{(d)} = 1.4 \cdot 10^{-6} \text{ at}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Cependant, pour réaliser proprement la comparaison, il est nécessaire de comparer les taux de pertes à deux corps intrinsèques, c'est-à-dire relatifs à la densité, donnés par $\beta_{0(d)} = \beta_{(d)} \times V$, où V est le volume effectif du piège dipolaire. En utilisant les valeurs des deux volumes de pièges, nous obtenons un paramètre de pertes à deux corps donné par :

$$\beta_{0(d)} \simeq 2.1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$$

Valeur que nous devons comparer à celle du groupe de C. I. Wieman :

$$\beta_{0(d)} \simeq 1.6 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$$

Nous obtenons donc une valeur tout à fait compatible avec les taux de pertes à deux corps présents dans la littérature.

En conclusion, il est fort probable que notre piège dipolaire soit sensible à des pertes à deux corps, réduisant ainsi sa durée de vie. Pour confirmer cette hypothèse, nous allons reprendre l'étude du chargement et vérifier si les effets de variation du temps de chargement et ceux sur le nombre maximum d'atomes piégés, que nous avons constaté à la section 4.2.2, peuvent être décrit en introduisant un terme de pertes à deux corps dans le régime de chargement.

4.3.3 Etude du chargement

Dans un premier temps, nous allons étudier comment s'effectue le remplissage du piège dipolaire, en présence d'un terme de perte à deux corps. Pour cela, nous montrerons que son

temps caractéristique dépend du taux de chargement. Ensuite, nous verrons que les expressions obtenues pour l'efficacité du remplissage et le temps caractéristique décrivent correctement les résultats expérimentaux obtenus au paragraphe 4.2.2.

Expression du temps caractéristique et de l'efficacité de chargement

Lors du chargement du piège dipolaire, les faisceaux de la mélasses sont présents et agissent, par conséquent, sur les atomes du piège dipolaire. Il faut donc considérer la valeur du coefficient de pertes à deux corps en présence de celle-ci, c'est-à-dire β .

Considérons un piège dipolaire, dont le nombre d'atomes est $n(t)$, que l'on charge avec un taux R_0 . En présence de pertes à un et deux corps, l'évolution du nombre $n(t)$ d'atomes piégés vérifie l'équation différentielle :

$$\frac{dn}{dt} = -\Gamma n - \beta n^2 + R_0 \quad (4.8)$$

où $-\Gamma n$ et $-\beta n^2$ sont respectivement les pertes à un et deux corps.

La résolution de cette équation à variables séparables ne pose pas de problème, mais il faut néanmoins prendre garde à sa non-linéarité. En effet, nous avons vu, à la section 4.2.2, que nous n'étions pas directement sensibles au nombre d'atomes dans le piège dipolaire, mais à sa lumière de fluorescence $I(t) = \alpha n(t)$, qui lui est proportionnelle. Si ce facteur de proportionnalité n'a pas d'effets sur les valeurs des paramètres, dans le cas où $\beta = 0$ et où l'équation différentielle est linéaire, il n'en est rien dans le cas présent, où l'équation 4.8 devient pour $I(t)$:

$$\frac{dI}{dt} = -\Gamma I - \frac{\beta}{\alpha} I^2 + \alpha R_0$$

La forme de l'évolution de $I(t)$ fera donc apparaître des coefficients effectifs $\beta_{eff} = \frac{\beta}{\alpha}$ et $R_0^{eff} = \alpha R_0$, contrairement à $n(t)$. Il faudra donc y prendre garde lors des comparaisons avec les résultats expérimentaux.

La résolution de 4.8 conduit donc à l'expression suivante pour le nombre d'atomes :

$$n(t) = \frac{2R_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)}{\Gamma \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) + \frac{1}{\tau} \left(1 + e^{-\frac{t}{\tau}}\right)} \quad (4.9)$$

où le temps caractéristique τ dépend du taux de chargement R_0 selon l'expression :

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{\Gamma^2 + 4\beta R_0}} \quad (4.10)$$

On peut donc directement constater, sur l'expression 4.10, que le temps caractéristique du chargement dépend fortement de R_0 . Si βR_0 est faible, on tend vers une situation où le terme de perte à deux corps est négligeable et le temps caractéristique prend alors la forme $\tau = 1/\Gamma$, qu'il a dans le cas où il n'y a pas de pertes à deux corps. Puis, lorsque βR_0 augmente, on observe une diminution de ce temps caractéristique de chargement.

L'autre paramètre important de cette étude concerne l'efficacité de chargement du piège dipolaire. Elle est donnée par le nombre maximal d'atomes, n_{max} , que l'on peut piéger. Son expression est donnée par la valeur du régime stationnaire de $n(t)$ aux temps longs, vers lequel tend l'expression 4.9, soit :

$$n_{max} = \frac{2R_0}{\Gamma + \frac{1}{\tau}} \quad (4.11)$$

Pour de faibles taux de chargement R_0 , c'est-à-dire pour $R_0 \ll \frac{\Gamma^2}{4\beta}$, l'efficacité de chargement est identique à celle obtenue en l'absence de terme de pertes à deux corps : elle augmente donc proportionnellement à R_0 . Par contre, lorsque $R_0 \gg \frac{\Gamma^2}{4\beta}$, on n'observe pas de saturation de l'efficacité de chargement, mais seulement une inflexion de la courbe, puisque le nombre maximum d'atomes piégés prend alors la forme :

$$n_{max} \simeq \sqrt{\frac{R_0}{\beta}}$$

Pour finir, on peut vérifier de quelle façon évolue la lumière de fluorescence du piège dipolaire $I(t)$ lors du chargement. On a vu qu'il suffisait de remplacer les facteurs β et R_0 par des valeurs effectives. Cependant, dans l'expression du temps caractéristique 4.10, seul le produit de ces facteurs intervient et $\beta R_0 = \beta_{eff} R_0^{eff}$. Ainsi, le temps caractéristique d'évolution de $I(t)$ est le même que celui de $n(t)$. Par ailleurs, on peut vérifier que l'expression de la fluorescence maximale $I_{max} = \alpha n_{max}$ est effectivement obtenue en remplaçant R_0 par R_0^{eff} et β par β_{eff} , introduisant donc, dans l'expression de I_{max} , le paramètre α supplémentaire, qui n'est autre que le taux de fluorescence par atome, dans le piège dipolaire. Ce taux de fluorescence par atome prend d'ailleurs en compte les déplacements lumineux.

Une dernière remarque concerne le nombre d'atomes piégés. Comme nous l'avons vu à la fin du paragraphe 4.2.2, le nombre moyen d'atomes mis en jeu est faible, puisque de l'ordre de 10. Dans ce cas, il faut prendre en compte le véritable terme de pertes à deux corps : $\beta n(n-1)$ qui s'annule effectivement lorsqu'un seul atome est dans le piège, soit $n=1$. Dans 4.8, il faut donc remplacer l'expression $\beta n^2 + \Gamma n - R_0$ par $\beta n^2 + (\Gamma - \beta)n - R_0$, c'est-à-dire que le taux de perte à un corps Γ est remplacé par $\Gamma - \beta$ dans les expressions 4.10 et 4.11. Le paramètre Γ que nous obtiendrons, sera en fait égal à $\Gamma - \beta$.

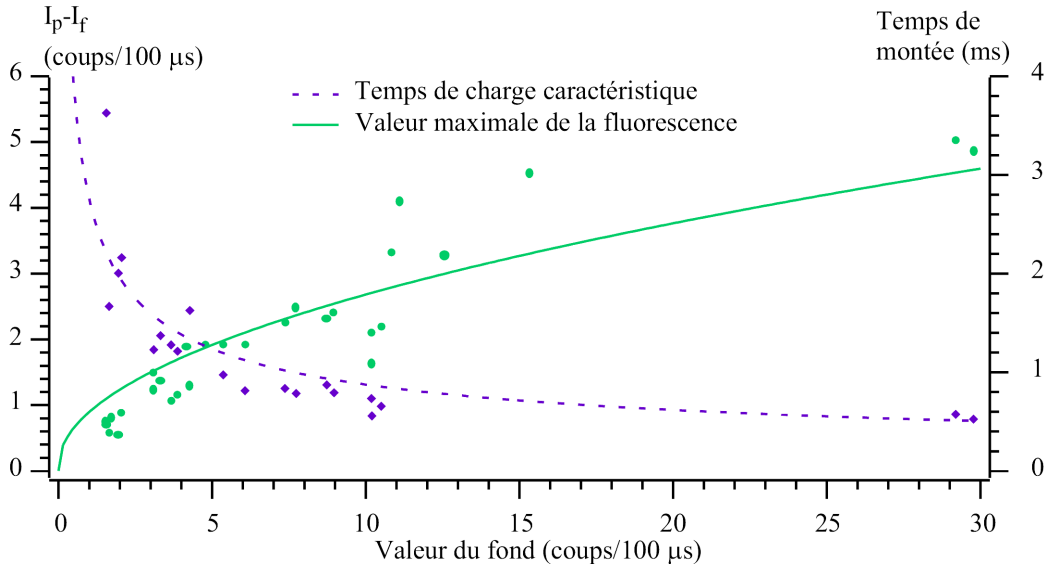


Figure 4.20: Evolution du nombre d'atomes piégés dans le piège dipolaire et du temps caractéristique du chargement avec la densité du piège magnéto-optique. Les valeurs expérimentales ont été ajustées en utilisant les expressions 4.10, pour le temps caractéristique de chargement, et 4.11, pour la fluorescence maximale du piège dipolaire. Ces deux ajustements possèdent les mêmes valeurs pour les coefficients Γ et β .

Comparaison avec les résultats expérimentaux

Pour comparer ces expressions avec les résultats expérimentaux, on reprend les valeurs des temps caractéristiques de chargement et de la fluorescence du pic du piège dipolaire qui ont été obtenues à la section 4.2.2. Ces valeurs sont représentées sur la figure 4.20, en fonction de la fluorescence du fond, I_f , correspondant au piège magnéto-optique et qui est proportionnelle au taux de chargement du piège dipolaire R_0 . Cependant, la constante de proportionnalité qui existe entre ces deux grandeurs est difficile à déterminer et nous la noterons γ_0 . Une évaluation de ce taux d'arrivée des atomes dans la zone de capture a été obtenu en fonction de la densité n_f du piège magnéto-optique et du libre parcours moyen \bar{l} des atomes par rapport à la zone de capture. Son expression, selon la formule 4.1, donne un taux de chargement :

$$R_0 = v^* n_f \sigma$$

où σ est la surface caractéristique de la zone de capture et v^* la vitesse quadratique moyenne. Si on peut donner un ordre de grandeur pour chacun de ces paramètres, il est beaucoup plus délicat de relier la densité du piège magnéto-optique à la fluorescence du fond I_f . Ainsi, comme les valeurs expérimentales sont tracées en fonction de $I_f = \gamma_0 R_0$, les ajustements ne donneront pas directement la valeur du paramètre β , mais du produit $\beta\gamma_0$.

Les deux courbes en trait plein représentent l'ajustement des points expérimentaux qui a été réalisé au moyen des expressions 4.10, pour le temps caractéristique de chargement, et 4.11, pour la fluorescence maximale du piège dipolaire. Les valeurs des paramètres utilisés pour les ajustements sont résumés dans le tableau 4.3.

Temps caractéristique		Fluorescence maximale	
Γ (ms ⁻¹)	0.004	Γ (ms ⁻¹)	0.004
$\beta\gamma_0$ (U.A.)	0.03	$\beta\gamma_0$ (U.A.)	0.03
		Normalisation α (cps.at ⁻¹ .s ⁻¹)	1500

Tableau 4.3: *Résumé des différentes valeurs des paramètres utilisés pour les ajustements des courbes de la figure 4.20.*

En fait, les ajustements des points expérimentaux, à l'aide des expressions 4.10 et 4.11, ne permettent pas d'obtenir directement les paramètres β et Γ . Même s'il n'y a que deux paramètres libres, les ajustements ne convergent pas correctement et la plage de valeurs acceptables pour ces paramètres est importante. Nous avons donc fixé, pour les deux évolutions, la valeur du paramètre Γ , à celle que nous avons obtenue, avec une bonne approximation, au paragraphe 4.3.2. Ensuite, nous avons effectué l'ajustement du temps caractéristique τ , en fixant la valeur du paramètre Γ et en laissant, comme seul paramètre libre, la valeur de $\beta\gamma_0$. Dans ces conditions, on converge convenablement vers la valeur du tableau 4.3. Enfin, on effectue l'ajustement de la fluorescence maximale reçue I_{max} , en ne laissant libre que le coefficient de proportionnalité α , qui n'est autre que le taux de fluorescence par atome en 100 μ s, détecté sur la photodiode. Après convergence de l'ajustement, on obtient la valeur du tableau 4.3.

4.3.4 Conclusion

Le bilan de cette partie est que la prise en compte d'un terme de pertes à deux corps a permis de décrire à la fois l'évolution du nombre d'atomes dans le piège dipolaire lorsque l'on coupe le chargement (durée de vie) et également le processus de chargement. Le temps caractéristique des pertes à un corps est de l'ordre de quelques centaines de milli-secondes. Quant au facteur

$\beta_{(d)}$, l'étude de la durée de vie nous a permis de trouver que $\beta_{(d)} \simeq 3.5 \text{ at}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, en l'absence de mélasse, valeur compatible avec celle qui a été obtenue dans le groupe de C.I. Wieman [71], dont les densités sont comparables aux nôtres, mais dont la taille de piège est 10^6 fois plus importante. C'est pourquoi, les effets de pertes à deux corps, qui se manifestent chez lui avec des populations de l'ordre de $2 \cdot 10^6$ atomes, apparaissent, dans notre piège, dès que le nombre d'atomes est supérieur à deux.

A ce stade, il convient de dire quelques mots sur les processus physiques possibles qui sont responsables de ce terme de perte supplémentaire. L'étude des phénomènes de collisions dans les pièges dipolaires optiques, ainsi que de leurs conséquences sur le chargement de ce dernier à partir d'un piège magnéto-optique, a donné lieu à une littérature importante [69, 70, 71, 72, 73].

Le terme de perte proportionnel à $n(t)$ provient essentiellement des différents processus de chauffage. Il peut s'agir de chauffage dû à l'émission spontanée résiduelle produite par le piège dipolaire, de collisions avec le gaz résiduel de l'enceinte à vide, ou encore de chauffage paramétrique [55] dû à des fluctuations du faisceau du piège dipolaire, en intensité ou en position.

Les processus collisionnels, responsables du terme en βn^2 , sont de trois types, et peuvent être amplifiés par la présence, ou non, de la lumière de la mélasse.

Fuites radiatives : Dans ce processus, un atome, qui a été préalablement excité par absorption d'un photon de la mélasse ou du piège dipolaire, rentre en collision avec un atome qui se trouve dans le niveau fondamental. Lors de la collision, l'atome excité et l'atome non excité sont attirés l'un vers l'autre, à cause du potentiel moléculaire, et l'augmentation d'énergie cinétique résultante, avant la désexcitation radiative, est suffisante pour éjecter un atome hors du piège dipolaire [73]. Ce processus, mettant en jeu un atome dans l'état excité, est considérablement amplifié par la présence de la mélasse, et il peut provoquer une augmentation des collisions d'un facteur 250 à 1000. C'est donc essentiellement pour ces raisons que $\beta \gg \beta_{(d)}$

Photo-association : Le second processus repose sur la formation de molécules, qui ne sont pas sensibles au piège dipolaire. Ce processus est essentiellement induit par la lumière du piège dipolaire [69, 70]. Lorsque deux atomes, initialement dans l'état $\{^5S_{1/2} + ^5S_{1/2}\}$, sont à des distances suffisamment proches, de quelques dizaines de rayon de Bohr, un photon du piège dipolaire peut être absorbé et le système peut effectuer une transition vers un état moléculaire lié et excité $\{^5S_{1/2} + ^5P_{1/2}\}$. Ensuite, une désexcitation radiative peut conduire à un état lié de la forme $\{^5S_{1/2} + ^5S_{1/2}\}$. La molécule ainsi formée est insensible au piège dipolaire et peut donc s'échapper.

Collisions avec changement d'état hyperfin : Ce processus concerne la collision entre deux atomes qui sont dans le sous-niveau fondamental $F = 2$. S'il se produit un changement de niveau hyperfin lors de la collision, l'énergie cinétique dégagée, de l'ordre de 7 GHz pour l'atome de Rb, est largement suffisante pour éjecter les atomes du piège dipolaire.

Collisions avec changement d'état fin : Ce dernier processus est identique au précédent, mis à part qu'il met en jeu les états fins. Il libère donc une énergie encore plus colossale, correspondant aux 15 nm qui séparent les deux transitions D₁ et D₂. Cette quantité d'énergie est sans comparaison avec les quelques mK qui forment le piège dipolaire. Paradoxalement, dans les pièges peu profonds ce processus est négligeable devant les précédents. En effet, étant donné l'ordre de grandeur de l'énergie libérée, le coefficient β correspondant est indépendant de la profondeur du piège dipolaire. Par contre, celui qui est dû aux fuites radiatives augmente lorsque la profondeur du piège diminue selon une loi en $\beta \propto U_0^{-5/6}$.

Comme il a été montré que ces deux mécanismes ont une contribution identique dans les pièges magnéto-optiques, dont la profondeur est de l'ordre de 1 K, le processus avec changement d'état fin est donc, en valeur relative, négligeable devant les fuites radiatives pour une profondeur de 1 mK [71].

Il est fort probable que ce soit l'ensemble des trois premiers processus qui soient responsables du terme de pertes à deux corps [71]. Pour savoir s'il y en a un parmi ces derniers qui est prépondérant, il est nécessaire de faire des études plus détaillées. Par exemple, le processus de photo-association possède un caractère résonnant avec la fréquence du piège dipolaire, et des chutes de durées de vies peuvent être observées en faisant varier celle-ci [69, 70]. Quant aux fuites radiatives, elles ne sont vraiment importantes qu'en présence de la mélasse.

La dernière information que l'on peut extraire de cette étude concerne le taux de fluorescence récolté, par atome, sur la photodiode à avalanche. Nous avons vu qu'il avait pour valeur $\alpha = 1500$ coups/at/s, en présence des déplacements lumineux dus au piège dipolaire. Comme sa puissance était de $P = 6$ mW, on sait, grâce à la figure 4.12, que ce taux de fluorescence ne représente que 40 % du taux α_0 que l'on aurait en l'absence de déplacements lumineux. On a donc un taux de fluorescence, par atome, de l'ordre de $\alpha_0 = 4000$ coups/at/s. Il est toutefois probable que cette valeur puisse fluctuer suivant la valeur de certains paramètres, comme la taille du trou de filtrage par exemple.

4.4 Statistique de la lumière de fluorescence

Le but de cette partie est la détermination du nombre d'atomes moyen capturés dans le piège dipolaire, ainsi que le taux de fluorescence reçu par atome sur la photodiode. Pour cela, nous allons étudier précisément les distributions de probabilité du taux de comptage obtenu sur la photodiode à avalanche. Dans un premier temps, nous déterminerons la forme que doit prendre cette distribution, si la lumière de fluorescence provient d'un nombre d'atomes qui suit une loi de Poisson. En particulier, nous verrons que la lumière de fluorescence est super-poissonnienne et que cet élargissement permet de déterminer le nombre d'atomes. Ensuite, nous verrons comment tirer profit de cet étude et comment obtenir le nombre moyen d'atomes piégés grâce à la statistique mesurée. Enfin, nous utiliserons la méthode mise au point dans différentes conditions et déterminerons le nombre moyen d'atomes contenus dans le piège dipolaire.

4.4.1 Distribution attendue

Tout d'abord, on se propose de déterminer la loi qui régit la statistique de la lumière de fluorescence émise par une assemblée d'atomes, de valeur moyenne $\overline{N_{at}}$. On notera α le taux de fluorescence émis par atome. On rappelle qu'une loi de Poisson, pour la variable n et de moyenne μ , prend la forme :

$$\Pi(\mu, n) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad \text{et} \quad \langle n \rangle = \mu \quad (4.12)$$

Si on compte un nombre n de coups sur la photodiode à avalanche, ces derniers peuvent provenir de deux sources différentes. Une partie de ces photons proviennent du fond de lumière parasite et du piège magnéto-optique, dont la valeur moyenne est $\overline{n_f}$. Quant à l'autre partie, elle provient des atomes du piège dipolaire. Sachant que le nombre moyen d'atomes est $\overline{N_{at}}$ et que le taux de fluorescence par atome est α , la valeur moyenne du signal est donc $\overline{n_s} = \alpha \overline{N_{at}}$. Au total, on obtient donc, sur la photodiode, un taux moyen de $\overline{n_{tot}} = \overline{n_f} + \alpha \overline{N_{at}}$.

Comme le taux de comptage provenant du fond est dû à un très grand nombre d'atomes, le nombre de coups n_f que l'on obtient dans une fenêtre de comptage suit une statistique poissonnienne, si bien que la distribution de probabilité pour n_f prend la forme :

$$P_f(n_f) = \Pi(\bar{n}_f, n_f) \quad (4.13)$$

L'obtention de la distribution des coups n_s provenant du signal, c'est-à-dire des atomes du piège dipolaire, est moins directe. Pour différentes séquences de chargement, on s'attend à ce que le nombre d'atomes piégés, N_{at} , suive une statistique poissonnienne de moyenne \bar{N}_{at} , c'est-à-dire que :

$$P_{at}(N_{at}) = \Pi(\bar{N}_{at}, N_{at})$$

De plus, pour un nombre d'atomes fixé et égal à N_{at} , la distribution des photons reçus sur la photodiode, n , est alors une loi de Poisson, dont la moyenne est $\bar{n} = \alpha N_{at}$, soit une probabilité conditionnelle :

$$P_s(n)|_{N_{at}} = \Pi(\alpha N_{at}, n)$$

Pour obtenir alors la probabilité de compter n_s photons provenant des atomes, il faut prendre en compte toutes les configurations comportant des nombres d'atomes différents, avec leur probabilité respective, $P_{at}(N_{at})$, soit une probabilité totale d'obtenir n_s photons de la forme :

$$\begin{aligned} P_s(n_s) &= \sum_{N_{at}=0}^{+\infty} P_{at}(N_{at}) \times P_s(n)|_{N_{at}} \\ &= \sum_{N_{at}=0}^{+\infty} \Pi(\alpha N_{at}, n_s) \Pi(\bar{N}_{at}, N_{at}) \end{aligned} \quad (4.14)$$

Enfin, pour obtenir la distribution de probabilité du nombre n total de photons reçus, il faut prendre à la fois compte du fond et du signal. Pour un nombre n total de photons reçus, n est la somme de n_f photons du fond et de n_s photons du signal avec une probabilité $P_s(n_s)P_f(n_f)$. Pour obtenir la probabilité d'obtenir un nombre total de $n = n_s + n_f$ photons, il faut sommer toutes les possibilités pour lesquelles $n_s = 0 \rightarrow n$ et $n_f = n - n_s = n \rightarrow 0$, soit :

$$P_{tot}(n) = \sum_{k=0}^n P_f(k)P_s(n-k) \quad (4.15)$$

La forme de l'équation 4.15 est donc une loi de Poisson composée. Elle possède 3 paramètres qui sont : la valeur moyenne du fond poissonnien \bar{n}_f , la valeur moyenne du nombre d'atomes \bar{N}_{at} et le taux de fluorescence par atome α . La forme d'une telle distribution peut alors prendre différents aspects, suivant le régime de paramètres dans lesquels on se trouve.

La figure 4.21 résume deux situations extrêmes. Dans les deux cas, le nombre moyen de coups mesurés est de 30 et la courbe en pointillé représente l'histogramme que l'on devrait obtenir si la statistique était poissonnienne, c'est-à-dire avec une largeur de l'ordre de $\sqrt{30} = 5.5$. Mais on peut noter, dans les deux cas, un écart à la loi de Poisson plus ou moins marqué. De façon intuitive, on s'attend à un écart d'autant plus grand que le taux de fluorescence par atome est important. En effet, deux lois de Poisson correspondant à deux nombres d'atomes successifs (N_{at} et $N_{at} + 1$), sont espacées de ce taux de fluorescence par atome. Il faut donc que ce taux de fluorescence α soit plus grand que la largeur de ces distributions pour que la loi de Poisson composée, qui est une superposition de toutes ces lois de Poisson individuelles, fasse clairement ressortir la statistique portant sur le nombre d'atomes.

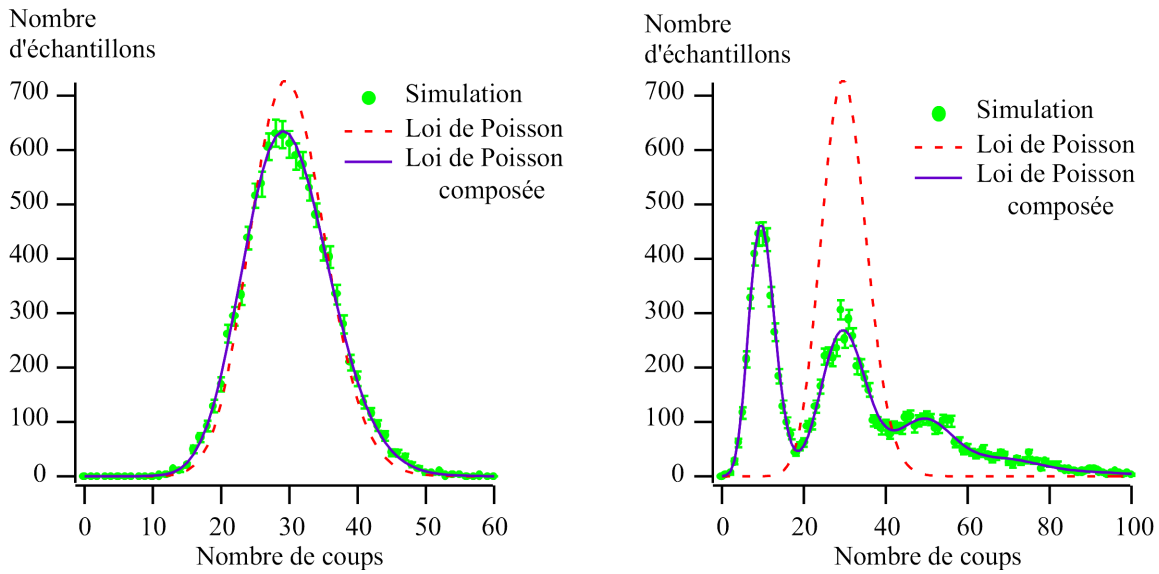


Figure 4.21: Présentation des deux régimes pour la loi de Poisson composée. Dans les deux cas, le nombre de coups moyen est de 30. Les courbes en pointillés correspondent à la loi de Poisson de moyenne 30. Les points ont été obtenus par une simulation numérique pendant laquelle on réalise 10000 séquences pour lesquelles on tire, selon des lois de Poisson, le nombre de coups du fond, le nombre d'atomes et le nombre de coups du signal, conditionné par le nombre d'atomes tiré. A droite, $n_f = 10$, $N_{at} = 1$ et $\alpha = 20$ coups/at. A gauche, $n_f = 20$, $N_{at} = 10$ et $\alpha = 1$ coups/at.

Une telle situation est représentée sur la partie droite de la figure 4.21. Dans ce cas, le fond correspond à $n_f = 10$ coups, le nombre moyen d'atomes est de $N_{at} = 1$ et le taux de fluorescence par atome est de $\alpha = 20$ coups/at. Dans ces conditions, l'écart à la loi de Poisson est évident, et la statistique de la lumière de fluorescence fait clairement ressortir la statistique du nombre d'atomes correspondant. Par contre, on peut aussi remarquer que les pics correspondant à un grand nombre d'atomes, c'est-à-dire dont la largeur provenant du bruit de photon est importante, ne sont plus résolus.

Cependant, un tel cas idéal n'est pas toujours obtenu. En effet, lorsque le taux de fluorescence par atomes devient plus faible que la largeur des lois de Poisson individuelles, c'est-à-dire du bruit de photon, l'écart à une loi de Poisson devient difficilement détectable. C'est le cas de la partie gauche de la figure 4.21. Dans ce cas, le fond est de $n_f = 20$, le nombre moyen d'atomes est de $N_{at} = 10$ et le taux de fluorescence, $\alpha = 1$ coups/at, est bien plus faible que le bruit de photon. Sur la distribution obtenue, la distribution correspondant aux atomes n'est plus du tout résolue. Par contre, on peut encore noter un léger écart à la loi de Poisson, essentiellement un élargissement.

Enfin, on peut constater que cette distribution, formée par une loi de Poisson composée, tend vers une loi de Poisson lorsque le nombre d'atomes tend vers l'infini, en laissant le produit αN_{at} constant.

4.4.2 Méthode utilisée pour déterminer le nombre d'atomes

Pour utiliser cet écart à la loi de Poisson, il est préférable de se trouver dans la situation où le nombre de photons par atomes, α , est important. Pour cela, on peut, bien sûr, essayer

d'augmenter le taux de comptage, mais la façon la plus directe est de prendre des fenêtres d'acquisitions les plus longues possibles. Cependant, il faut bien prendre garde à ce que leur longueur soit également suffisamment courte, pour que le nombre d'atomes puisse être considéré comme constant, pendant toute la durée de l'acquisition. Comme les courbes de durée de vie et de chargement ont fait apparaître, comme temps le plus court, des durées de l'ordre de la milliseconde, nous avons utilisé un temps d'intégration de l'ordre de quelques centaines de micro-secondes.

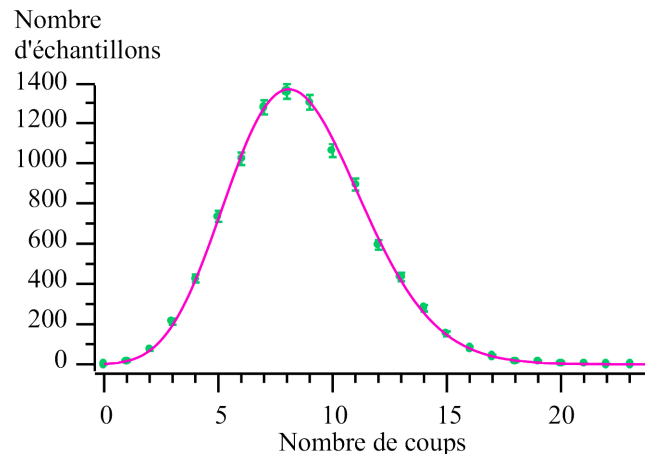


Figure 4.22: *Histogramme de la lumière provenant d'une lampe de poche. La distribution d'intensité obtenue est clairement une loi de Poisson.*

Le premier test que nous avons effectué a été de faire l'histogramme de la lumière provenant d'une lampe de poche, pour vérifier que notre système de comptage n'introduisait pas de bruit supplémentaire. La figure 4.22 montre que la distribution obtenue est clairement limitée par le bruit de photon, puisque la forme de l'histogramme du nombre de coups obtenus pour les différentes séquences est une loi du Poisson.

Pour déterminer le nombre d'atomes piégés, nous avons réalisé un grand nombre de séquences d'allumage et de coupure du piège dipolaire, suffisamment longues pour que le nombre d'atomes atteigne son niveau stationnaire. Ces séquences représenteront notre ensemble d'échantillons statistiques. Pour chaque séquence, nous avons mesuré le nombre de coups mesurés au niveau du fond, noté n_f et correspondant au piège magnéto-optique, ainsi que la hauteur totale du pic qui apparaît à la coupure du piège dipolaire, notée n_{tot} . La distribution de la fluorescence du fond n_f doit être poissonnienne. Quant à celle du pic, elle doit satisfaire à la loi donnée par l'expression 4.15. L'intérêt de choisir la distribution d'intensité au niveau du pic, et non au niveau du plateau, est de s'affranchir des déplacements lumineux pour obtenir un taux de fluorescence par atome le plus grand possible.

L'idée est alors d'ajuster la distribution expérimentale obtenue par l'expression 4.15 et d'en déduire le nombre moyen d'atomes capturés et leur taux de fluorescence.

4.4.3 Evaluation du nombre d'atomes : effet du temps d'intégration

Les distributions expérimentales obtenues pour le taux de fluorescence au niveau du pic ne sont guère différentes d'une loi de Poisson. On est donc malheureusement dans la situation de gauche de la figure 4.21. Pour extraire d'une telle courbe le nombre d'atomes piégés, il convient d'être prudent.

Pour commencer, on peut déjà beaucoup diminuer le nombre de paramètres ajustables. Si, au départ, la distribution 4.15 possède trois paramètres, certains d'entre eux peuvent être mesurés séparément. Tout d'abord, la valeur moyenne du fond poissonnien s'obtient directement en mesurant la moyenne $\overline{n_f}$ de la distribution n_f . Il ne reste donc plus que deux paramètres libres : le taux de fluorescence α et le nombre moyen d'atomes $\overline{N_{at}}$. Mais ces deux derniers paramètres ne sont pas indépendants. Si on mesure la valeur moyenne $\overline{n_{tot}}$ de la distribution n_{tot} , les paramètres α et $\overline{N_{at}}$ sont reliés par :

$$\overline{n_{tot}} = \overline{n_f} + \alpha \overline{N_{at}}$$

On peut donc choisir $\overline{N_{at}}$ comme unique paramètre libre pour l'ajustement de la statistique n_{tot} , puisque $\overline{n_f}$ est fixé, et que :

$$\alpha = \frac{\overline{n_{tot}} - \overline{n_f}}{\overline{N_{at}}}$$

Un dernier problème, de caractère numérique et auquel il convient de prendre garde, concerne la somme infinie de l'expression 4.14 pour la distribution du signal $P_s(n_s)$. Dans les calculs numériques, on doit tronquer cette somme à une valeur maximale du nombre d'atomes, notée N_{at}^{max} . Comme l'ordre de grandeur du nombre d'atomes piégés varie de 1 à 10, on se limitera à $N_{at}^{max} = 30$. Cependant, il conviendra de vérifier qu'un changement de cette valeur n'affecte pas les conclusions de l'ajustement.

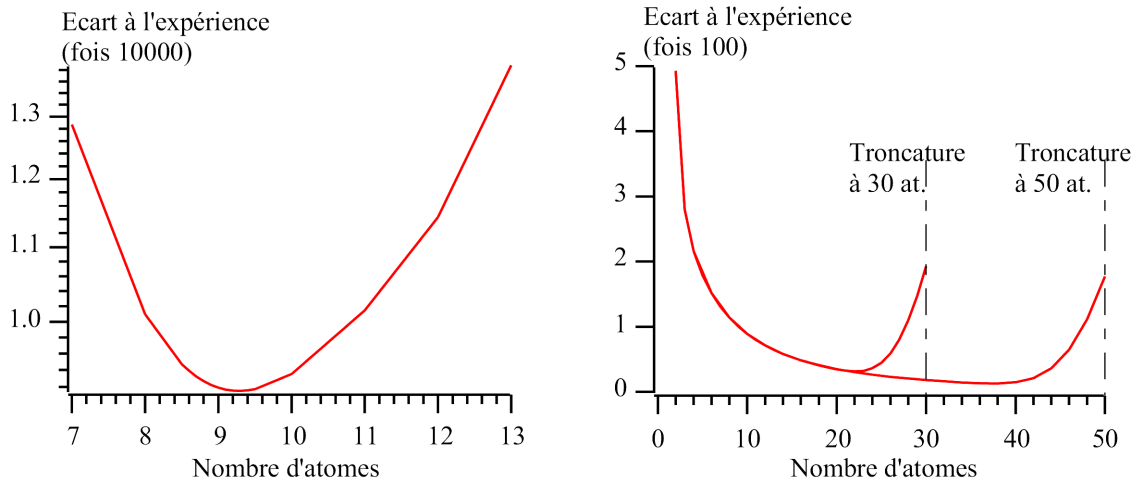


Figure 4.23: Evolution de la fonction d'optimisation $\epsilon(\overline{N_{at}})$, en fonction de $\overline{N_{at}}$. A gauche, on peut voir la courbe obtenue pour l'ajustement de la distribution du nombre de coups mesurés dans le pic n_{tot} . Cette évolution est indépendante de la valeur de la troncature N_{at}^{max} choisie. A droite, on a tracé le même paramètre, mais lorsque l'on cherche à ajuster la distribution du fond n_f par l'expression 4.15. D'une part, on peut constater que cet ajustement possède effectivement un minimum, mais ce n'est qu'un artefact, provenant d'une trop faible valeur de la troncature. D'autre part, l'évolution de la courbe obtenue, en augmentant la valeur de la troncature N_{at}^{max} , semble montrer que le meilleur ajustement est obtenu pour un nombre d'atomes moyen $N_{at} \rightarrow +\infty$, c'est-à-dire que la distribution est une loi de Poisson.

Pour effectuer l'ajustement, nous avons choisi de contrôler directement l'optimisation des paramètres. Cette tâche est assez aisée puisque l'ajustement ne possède qu'un unique paramètre libre $\overline{N_{at}}$. Pour trouver le meilleur ajustement, nous avons choisi une méthode de type moindres

carrés, en traçant l'évolution du paramètre d'optimisation $\epsilon(\overline{N_{at}})$, donné par :

$$\epsilon(\overline{N_{at}}) = \sum_{n_{tot}=0}^{+\infty} [P_{exp}(n_{tot}) - P_{tot}(n_{tot})]^2$$

où $P_{exp}(n_{tot})$ est la valeur expérimentale de la distribution de n_{tot} et $P_{tot}(n_{tot})$ est donnée par l'expression 4.15, pour une valeur $\overline{N_{at}}$ du nombre moyen d'atomes. En pratique, cette somme est limitée à une valeur n_{tot}^{max} , valeur pour laquelle $P_{exp}(n_{tot})$ devient nulle à cause du nombre d'échantillons statistiques dont nous disposons. La valeur moyenne du nombre d'atomes est obtenue en considérant le minimum de la fonction $\epsilon(\overline{N_{at}})$, ainsi que le taux de fluorescence α qui lui correspond.

La courbe de gauche de la figure 4.23 représente une évolution typique pour le paramètre d'optimisation $\epsilon(\overline{N_{at}})$. Sa forme est indépendante de la valeur de la troncature N_{at}^{max} choisie, tant que celle-ci est supérieure à la plage de variation du paramètre $\overline{N_{at}}$. On obtient ainsi un bon ajustement de la courbe pour une valeur de moyenne de $\overline{N_{at}} = 9.3$, ce qui donne un taux de fluorescence de $\alpha = 0.8$ coups dans des fenêtres de 200 μs , soit un taux de fluorescence par atome de 4000 photons/at/s.

Pour valider notre méthode, nous avons essayé d'ajuster la distribution poissonnienne correspondant au fond par le même type de loi de Poisson composée, en laissant libre un éventuel nombre d'atome $\overline{N_{at}}$. L'évolution du paramètre $\epsilon(\overline{N_{at}})$ correspondant est représentée sur la droite de la figure 4.23, pour deux valeurs différentes de la troncature N_{at}^{max} .

Au premier abord, il semblerait que cette évolution présente un minimum, mais celui-ci n'est qu'un artefact lié à la troncature, dont la valeur est trop proche de celle pour laquelle le minimum est obtenu. En effet, si on augmente sa valeur, le minimum de la fonction $\epsilon(\overline{N_{at}})$ se déplace à une valeur supérieure, qui semble effectivement liée à la valeur de N_{at}^{max} . On peut donc conclure que le meilleur ajustement sera obtenu pour un nombre moyen d'atomes très élevé, ce qui paraît logique lorsque l'on sait que ce fond provient du piège magnéto-optique. En d'autres termes, cette distribution est une loi de Poisson.

Nous avons effectué ce travail pour différents temps d'intégration, et les résultats expérimentaux, ainsi que les ajustements théoriques sont représentés sur la figure 4.24. Les paramètres obtenus sont résumés sur le tableau 4.4.

Série	Temps d'intégration	Nombre d'atomes	Taux de fluorescence	Valeur moyenne du fond	Valeur moyenne du signal
1	200 μs	$9 \pm 10\%$	$4000 \pm 10\%$ ph/at/s	16.06	23.2
2	500 μs	$7 \pm 15\%$	$5400 \pm 15\%$ ph/at/s	42.3	59.1

Tableau 4.4: Valeur des paramètres obtenus lors des ajustements des distributions statistiques correspondant à la lumière de fluorescence mesurée sur la photodiode. Le taux de fluorescence obtenu est renormalisé pour tenir compte des différences de temps d'intégration.

La détermination de l'incertitude sur le nombre d'atomes, et par conséquent sur le taux de fluorescence, provient de la fonction d'ajustement $\epsilon(\overline{N_{at}})$. Les valeurs limites pour le nombre moyen d'atomes correspondent à une augmentation de 10 % de ce critère d'ajustement. Tout d'abord, on peut remarquer que le nombre d'atomes obtenu est conforme à l'évaluation grossière que nous avons effectuée à l'aide de la détermination de l'angle de collection et des pertes de l'imagerie. Ensuite, en première approximation, on peut remarquer que le temps d'intégration n'a pas d'effets majeurs sur les résultats obtenus. De plus, les taux de fluorescence par atome

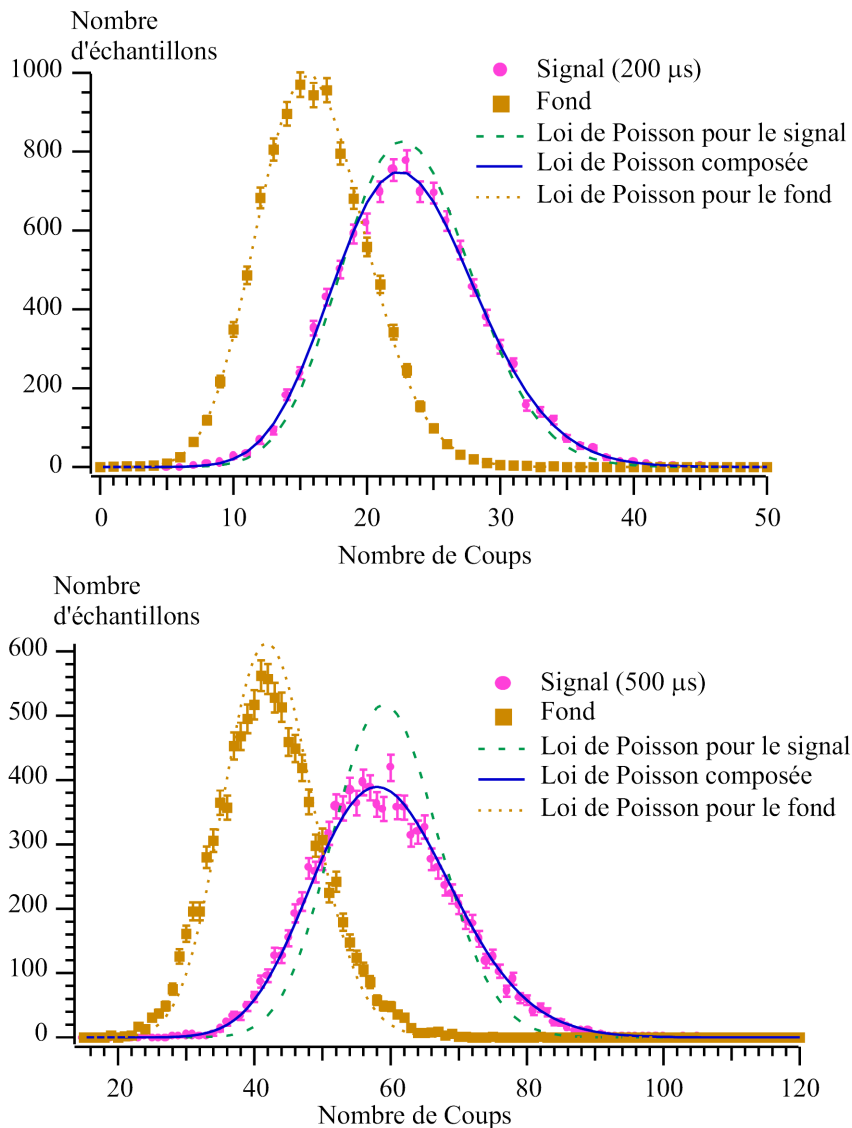


Figure 4.24: *Forme des différentes distributions correspondant au pic et au fond. Le fond possède bien une distribution sous forme de loi de Poisson, alors que celle du pic est élargie. Cette dernière est alors bien décrite par une loi de Poisson composée, qui nous permet d'obtenir le nombre moyen d'atomes et le taux de fluorescence par atome. En haut, le temps d'intégration est de $\tau = 200 \mu s$, en bas, il est de $\tau = 500 \mu s$*

sont conformes à la valeur que l'on avait déduite de l'étude des collisions à deux corps, au paragraphe 4.3.3.

Enfin, on peut noter une légère diminution du nombre d'atomes obtenus lorsque l'on augmente le temps d'intégration. Cet effet peut s'expliquer par le fait que les atomes ne peuvent rester indéfiniment au niveau du piège dipolaire lorsque celui-ci est coupé. Par ailleurs, nous avons remarqué qu'ils pouvaient rester quelques centaines de micro-secondes à cause d'un résidu de lumière provenant du faisceau piège, mais suffisamment faible pour pouvoir négliger les déplacements lumineux. Dans le cas d'un temps d'intégration de $500 \mu s$, il est fort probable que le nombre d'atomes présents commence à varier de façon significative, ce qui expliquerait la valeur

moyenne un peu plus faible.

Pour conclure, même si cette méthode ne permet pas de déterminer le nombre exact d'atomes présents dans le piège dipolaire, elle permet d'obtenir une assez bonne évaluation de la population du piège, mais aussi, avec une meilleure précision que par le calcul direct, le taux de fluorescence récolté par atome.

4.4.4 Vérification de la méthode pour un faible nombre d'atomes

Les dernières séquences que nous avons traitées concernent un nombre d'atomes faible. Pour cela, nous avons repris des séquences où l'on coupe le piège magnéto-optique, par l'intermédiaire du repompeur, avant de le réactiver en même temps que l'on coupe le piège dipolaire. C'est le même type de séquence que l'on a utilisé pour l'étude de la durée de vie du piège dipolaire au paragraphe 4.3.2. Nous avons ainsi pu constater, qu'aux incertitudes près, le taux de fluorescence restait constant et que le nombre moyen d'atomes diminuait. Un exemple de distribution de la fluorescence pour un petit nombre d'atomes est représenté sur la figure 4.25.

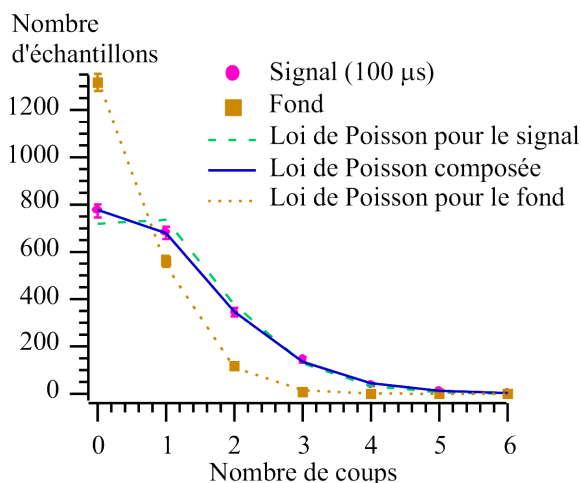


Figure 4.25: *Distribution de la lumière de fluorescence pour un petit nombre d'atomes. Le temps d'intégration est de 100 μ s, le nombre moyen d'atomes de 2.5 et le taux de fluorescence de 3000 coups/at/s.*

Sur cette courbe, l'écart à la loi de Poisson est encore relativement faible, d'autant plus que le nombre de points est petit. Malgré tout, il permet un traitement comparable à celui que nous avons décrit au paragraphe précédent et on obtient un nombre moyen d'atomes de 2.5, avec un taux de fluorescence de 3000 coups/at/s.

4.5 Conclusion

Tout d'abord, nous avons montré qu'il est possible de réaliser un micro-piège dipolaire, dont le volume est réduit à quelques microns cubes. Grâce à notre système d'imagerie dont la résolution spatiale est identique à la taille du piège dipolaire, c'est-à-dire de l'ordre du micron, nous avons pu faire l'image des atomes capturés sur une caméra CCD. De plus, nous avons montré qu'il était possible de suivre, en parallèle, l'évolution temporelle du piège dipolaire, grâce à un système de détection basé sur une photodiode à avalanche.

Grâce à ce double système de détection, nous avons étudié en détail la dynamique de chargement du piège dipolaire. Nous avons tout d'abord étudié comment la densité du piège dipolaire influençait cette dynamique, et nous avons montré que cet effet pouvait s'expliquer par la présence de pertes à deux corps, dues à des collisions inélastiques dans le piège. Ces mécanismes de collisions peuvent être de trois types : des collisions avec changement d'état hyperfin, de la photo-association ou encore des fuites radiatives [71].

L'effet de la puissance du piège dipolaire a également été mis en évidence. D'une part, il existe un seuil de puissance, en dessous duquel le piège dipolaire ne peut pas se charger. D'autre part, nous avons observé un phénomène de saturation, c'est-à-dire qu'à partir d'une certaine puissance, le nombre d'atomes piégés reste constant, quelque soit la profondeur du piège dipolaire. Cet effet peut se comprendre en se rapportant au mécanisme de chargement. Pour de faibles puissances, les déplacements lumineux sont suffisamment faibles pour que la mélasse soit capable de refroidir les atomes dans le piège dipolaire. Mais à partir d'une certaine puissance, le refroidissement n'est plus présent que sur une partie du piège dipolaire, si bien qu'une augmentation de la profondeur devient inutile, à cause des déplacements lumineux.

Ensuite, une étude de durée de vie du piège dipolaire a été effectuée. Celle-ci a également mis en évidence la présence d'un terme de pertes à deux corps et l'ajustement des courbes de durée de vie à permis de déterminer les deux paramètres Γ et β , qui décrivent respectivement les pertes à un et deux corps.

Enfin, nous avons étudié précisément la statistique de la lumière de fluorescence du piège dipolaire. Après avoir constaté que cette distribution n'était pas limitée par le bruit de photon, mais possédait une largeur supérieure à celle d'une loi de Poisson, nous avons rendu compte de cet élargissement en considérant une distribution poissonnienne du nombre d'atomes piégés, obtenant ainsi une loi de Poisson composée pour la lumière de fluorescence. En ajustant les profils expérimentaux par de telles fonctions, nous avons pu déterminer le nombre moyen d'atomes piégés, ainsi que le taux de fluorescence d'un atome. Cependant, ce nombre d'atomes n'est qu'une valeur moyenne, et, à ce stade, nous ne pouvons pas suivre, en temps réel, le nombre d'atomes réellement présents dans le piège dipolaire.

Chapitre 5

Capture d'atomes uniques

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que nous avons réalisé un micro-piège dipolaire dont le volume n'excède pas quelques microns cube. Le nombre moyen d'atomes que l'on peut y capturer est d'environ une dizaine et la durée de vie de ce piège est essentiellement limitée par des processus de pertes à deux corps. Si de tels processus n'interviennent, dans les pièges dipolaires conventionnels, que pour des nombres d'atomes importants, ils se manifestent chez nous dès l'arrivée d'un second atome.

Dans ce chapitre, nous décrivons un régime dans lequel les atomes arrivent dans le piège dipolaire un par un. De plus, on est capable de les observer directement sur la photodiode ou sur la caméra CCD et, contrairement au chapitre précédent, on connaît, en temps réel, le nombre d'atomes présents dans le piège dipolaire. Dans un premier temps, nous étudierons quels paramètres nous ont permis d'obtenir un tel régime. Ensuite, nous mettrons en évidence un effet très important du terme de collisions à deux corps, responsable d'une auto-limitation dans le taux de remplissage du piège dipolaire, interdisant de capturer plus d'un atome à la fois. Nous présenterons alors un modèle simple qui prend en compte ce phénomène, avant de vérifier, expérimentalement, ses prédictions sur la statistique du nombre d'atomes ou sur la durée de vie du piège dipolaire.

Dans ce régime de faible chargement, nous évaluerons également certaines propriétés caractéristiques du piège dipolaire, comme sa durée de vie en l'absence de mélasse ou encore sa température. Pour finir, nous décrivons la réalisation d'un second piège dipolaire, dont les caractéristiques sont identiques au premier, et discuterons des perspectives qu'ouvre ce nouveau dispositif.

5.1 Passage au régime “ atome unique ”

Au chapitre précédent, nous avons montré que le nombre moyen d'atomes dans le piège dipolaire était de l'ordre de un à dix. En limitant le taux de chargement et en augmentant le taux de comptage par atome, nous montrerons qu'il est possible de résoudre, en tant réel, l'arrivée et le départ des atomes dans le piège dipolaire. Nous mettrons également en évidence une auto-limitation du taux d'occupation du piège dipolaire, c'est-à-dire qu'il semble impossible, avec notre résolution temporelle, de capturer plus d'un atome dans le piège.

5.1.1 Choix des paramètres

Les paramètres que l'on peut modifier sont de deux types : ils peuvent soit concerner le système lui-même, c'est-à-dire le piège dipolaire et son mode de chargement, soit le dispositif

d'observation. Le choix de ceux-ci a été essentiellement guidé par les études de la section 4.4, concernant la statistique de la fluorescence provenant du piège dipolaire. Nous sommes, en effet, confrontés à un dilemme concernant le temps d'intégration τ . Pour discerner, en temps réel, la présence d'un atome unique, ce temps d'intégration doit être suffisamment court devant le temps moyen τ_{at} , pendant lequel le nombre d'atomes piégés est constant, mais également suffisamment long pour que le bruit de photons, de l'ordre de $\sqrt{\alpha\tau + \alpha_f\tau}$, où α est le taux de fluorescence d'un atome et α_f celui du fond, soit négligeable devant la quantité de fluorescence reçue par un atome, $\alpha\tau$. Si l'on effectue un bilan, il faut que le temps d'intégration τ soit choisi entre deux limites telles que :

$$\frac{\alpha + \alpha_f}{\alpha^2} \ll \tau \ll \tau_{at} \quad (5.1)$$

Malheureusement, dans l'état actuel des paramètres de l'expérience, ces conditions sont inaccessibles. En effet, le taux de comptage du fond typique, lorsque le piège magnéto-optique fonctionne, est de $\alpha_f = 60000$ coups/s. Par ailleurs, nous avons obtenu que le taux de fluorescence moyen d'un atome, sans déplacements lumineux, était de l'ordre de $\alpha = 4000$ coups/s. La borne inférieure du temps d'intégration est donc de $\tau_{inf} = 4$ ms. Quant à la borne supérieure, elle est de l'ordre du temps caractéristique de la dynamique de chargement des atomes dans le piège dipolaire, c'est-à-dire de l'ordre de $\tau_{sup} = 1$ ms. On constate donc qu'il n'existe pas de plage dans laquelle choisir le temps d'intégration et le problème est insoluble dans l'état actuel des choses. De plus, le taux de fluorescence par atome, utilisé ici, ne prend pas en compte les déplacements lumineux, qu'il faut absolument considérer si on veut suivre, en temps réel, le nombre d'atomes capturés. Il faut donc modifier ces deux limites, si on veut pouvoir choisir un temps d'intégration convenable.

En ce qui concerne la limite inférieure, il faut diminuer l'effet du bruit de photon. Pour cela, on peut tout d'abord augmenter le taux de fluorescence par atome, essentiellement en diminuant la profondeur du piège pour limiter l'effet des déplacements lumineux. L'autre paramètre que l'on peut modifier est la fluorescence provenant du fond. Comme cette lumière provient essentiellement des atomes capturés par le piège magnéto-optique, on ne peut diminuer son intensité qu'en limitant la densité du piège magnéto-optique. Pour cela, on peut diminuer son champ magnétique, voire même le couper pour ne rester qu'en régime de mélasse. En plus de ces mesures, comme notre piège est chargé par un jet ralenti, on peut même atténuer les faisceaux de ralentissement ou encore les couper.

La diminution de la densité du piège magnéto-optique présente également un intérêt du point de vue du chargement. Comme nous l'avons constaté, son temps caractéristique, qui donne également l'échelle de temps typique des fluctuations du nombre d'atomes dans le piège dipolaire, dépend du taux de chargement. En diminuant la densité du piège magnéto-optique, on limite également ce taux, ce qui a pour conséquence l'augmentation du temps pendant lequel le nombre d'atomes piégés reste constant.

Grâce à ces degrés de liberté, nous avons pu trouver un régime dans lequel on peut choisir un temps d'intégration convenable pour voir les atomes un par un dans le piège dipolaire.

5.1.2 Observation des atomes un par un

Le régime dans lequel nous nous sommes finalement placés est un régime de très faible taux de chargement. Nous avons non seulement coupé le champ magnétique du piège magnéto-optique, pour travailler en régime de mélasse, mais nous avons aussi atténué fortement le faisceau de ralentissement. Dans ces conditions, la lumière du fond provient uniquement de la diffusion des lasers de la mélasse sur la monture de l'objectif et prend alors une valeur de 2000 coups/s.

Le temps des fenêtres d'intégration a également été augmenté, puisque la résolution des séquences temporelles est de $\tau = 10$ ms. De plus, on diminue le plus possible la puissance du piège dipolaire, afin d'augmenter au maximum le taux de fluorescence par atome. Comme nous avons constaté l'existence d'un seuil de puissance en dessous duquel le piège dipolaire ne fonctionne plus, on choisit une puissance juste supérieure à ce seuil, c'est-à-dire de l'ordre de 1 mW. Ainsi, pour un taux de comptage de l'ordre de 5000 coups/at/s, on atteint environ 50 coups/at dans une fenêtre d'intégration, ce qui est suffisant pour ne plus être limité par le bruit de photons. Ainsi, la façon de procéder est de laisser en permanence la mélasse et le piège dipolaire en fonctionnement, et d'enregistrer de façon continue la lumière de fluorescence provenant du piège dipolaire.

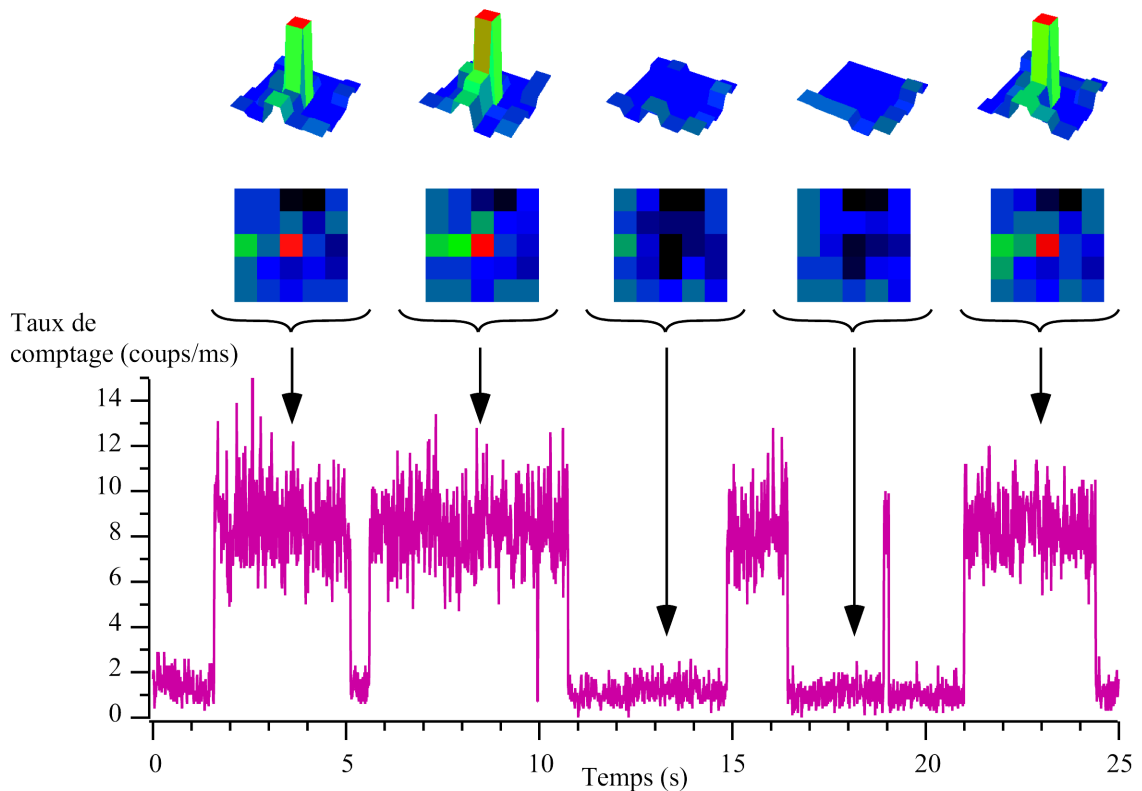


Figure 5.1: Représentation simultanée du signal de fluorescence mesurée sur la photodiode à avalanche et sur la caméra CCD. A l'emplacement du piège dipolaire, qui est en permanence en fonctionnement, l'apparition du spot brillant traduit l'arrivée d'atomes dans le piège. Sur la photodiode à avalanche, la quantification des niveaux de fluorescence est la signature de l'arrivée d'atomes uniques dans le piège dipolaire. La durée de capture, de l'ordre de quelques secondes, permet de voir, même avec la faible résolution de la caméra, les atomes arriver un par un, comme le montrent les images représentées au dessus du profil de fluorescence. Ici, le taux de fluorescence par atome est de $8000 \text{ coups.at}^{-1}.\text{s}^{-1}$.

Dans ces conditions, un profil typique de fluorescence enregistré au cours du temps est représenté sur la figure 5.1. Ce signal est formé d'une suite de sauts de fluorescence, traduisant l'arrivée et le départ d'atomes uniques dans la zone de capture. Lorsqu'aucun atome n'est piégé, la fluorescence mesurée correspond à la lumière diffusée par les montures de l'objectif. Mais dès qu'un atome arrive dans la zone de capture, le taux de fluorescence augmente brusquement

de 8000 coups/s et reste à cette valeur tant que l'atome reste piégé. Cette quantification de la lumière de fluorescence est bien la preuve que l'on voit les atomes un par un.

La durée de vie d'un atome unique dans le piège dipolaire est typiquement de quelques secondes et peut même atteindre 15 secondes. Cette grande durée de vie, limitée par la pression du gaz résiduel dans l'enceinte ultra-vide, permet également de voir les atomes arriver un par un sur la caméra CCD. Même avec un temps d'intégration relativement long (100 à 200 ms), on peut clairement faire la différence entre un piège vide et un piège contenant un atome unique, comme le montrent les images de la caméra, présentées sur le haut de la figure 5.1.

5.1.3 Statistique du nombre d'atomes piégés.

Le fait de pouvoir observer les atomes un par un, sur un signal de la forme de celui de la figure 5.1, signifie que l'histogramme de la lumière de fluorescence fera bien ressortir la statistique du nombre d'atomes piégés, comme le montre celui de la figure 5.2, enregistré pendant une centaine de secondes.

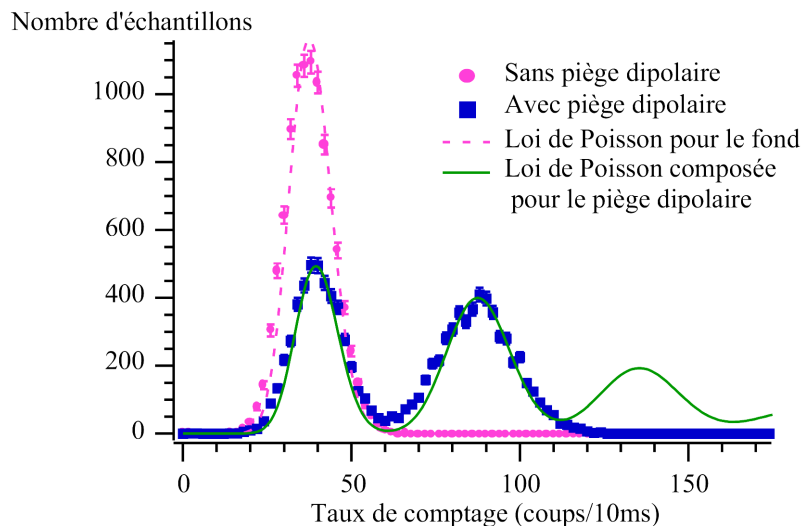


Figure 5.2: *Histogramme de la lumière de fluorescence dans le régime atome unique, comparée à celle qui est observée en l'absence du faisceau du piège dipolaire. Le fond est responsable de 4000 coups/s et un atome possède un taux de fluorescence de 4000 coups/at/s. La distribution de la lumière de fluorescence en présence du piège présente une statistique du nombre d'atomes sub-poissonnienne : on ne piège jamais deux atomes en même temps.*

Lorsque le faisceau du piège dipolaire n'est pas en fonctionnement, on mesure une loi de Poisson, centrée autour de la lumière diffusée par les montures de l'objectif. En présence du piège dipolaire, on observe clairement la présence de deux pics. Le premier, centré autour de la même valeur que celle du fond, correspond aux événements pendant lesquels le piège dipolaire est vide. Le second, centré autour d'une valeur moyenne correspondant à la fluorescence d'un atome unique, traduit les événements pour lesquels un atome a été capturé.

Chaque pic de cette distribution possède une forme conforme à une loi de Poisson. La surface de chacun de ces pics est proportionnelle à la probabilité de l'événement correspondant, c'est-à-dire d'avoir un piège vide ou un atome unique piégé. Par ailleurs, la caractéristique la plus flagrante est l'absence d'événements correspondant à deux atomes piégés. Si l'on essaie d'ajuster la distribution mesurée par une loi de Poisson composée, on trouve, pour des probabil-

ités comparables des événements à zéro et un atome, que la probabilité des événements à deux atomes est loin d'être négligeable. De plus, on voit que la loi de Poisson composée rend très bien compte des deux premiers pics de la distribution, ce qui montre que chaque pic est bien une loi de Poisson.

L'explication de l'absence des événements à deux atomes sera donnée en détail dans la partie 5.2, dans laquelle une étude concernant l'effet du taux de chargement sera effectuée. De façon succincte, c'est la petite taille du piège dipolaire qui limite automatiquement le nombre d'atomes piégés à un, c'est-à-dire qu'il n'y a pas assez d'espace pour deux atomes dans le piège dipolaire.

5.1.4 Effet de la puissance du piège dipolaire

Comme le taux de fluorescence par atome est suffisant lorsque la puissance est de l'ordre de 1 mW, on désire étudier l'effet de variation de la puissance sur la statistique du nombre d'atomes piégés lorsque l'on est en régime de faible chargement. Nous avons donc réalisé une série d'histogrammes, pour des puissances de faisceau piège allant de 1 à 8 mW, représentés sur la figure 5.3.

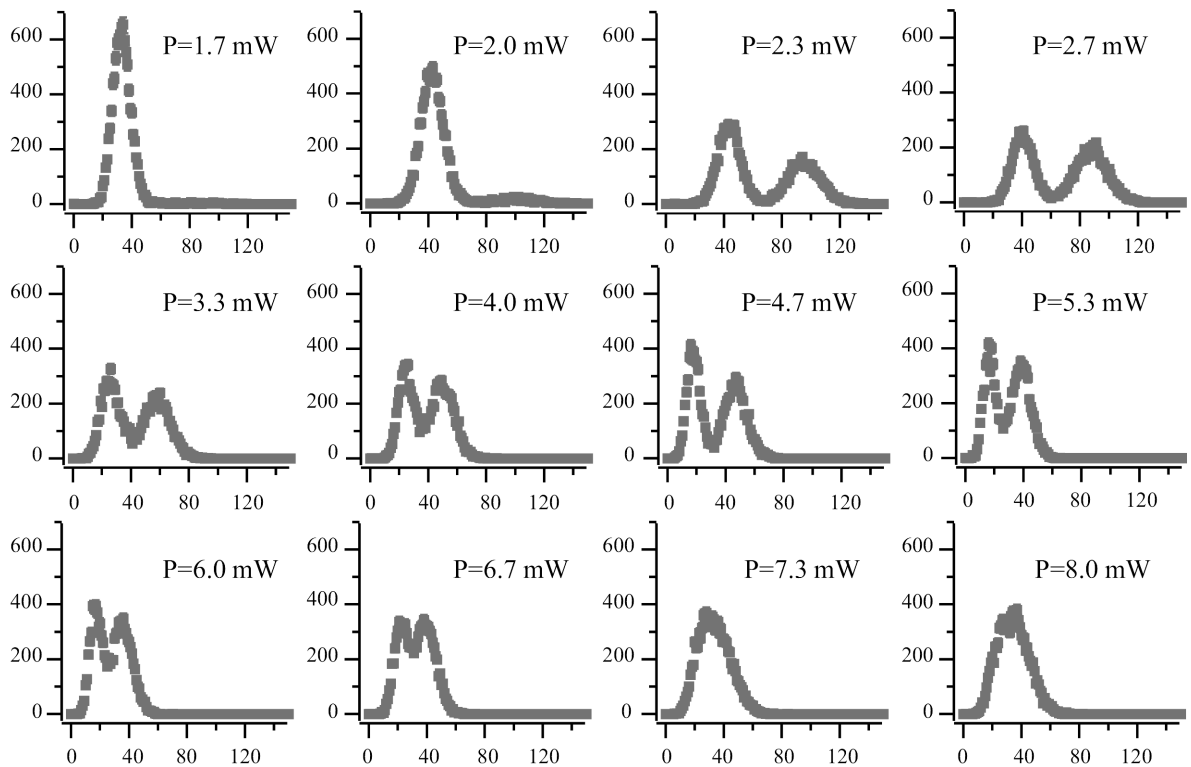


Figure 5.3: *Effet de la puissance du piège dipolaire sur la statistique de la lumière de fluorescence. Sur les histogrammes, le taux de fluorescence (en coups/10ms) est porté en abscisse, le nombre d'échantillons en ordonnée. On retrouve le fait que le taux de lumière diffusée par l'atome diminue et la présence d'un seuil de puissance en dessous duquel le piège ne fonctionne plus. La résolution du signal correspondant est toujours de 10 ms.*

Les effets observés sont qualitativement ceux que nous avons déjà mis en évidence dans le cas des forts chargements du chapitre 4. Tout d'abord, on note clairement que la probabilité de capturer un atome unique augmente avec la profondeur du piège. De plus, on observe toujours la présence d'un seuil de puissance, en dessous de laquelle le piège dipolaire ne fonctionne pas, et

également un phénomène de saturation dans le nombre d'atomes piégés, puisque la probabilité de trouver un atome reste constante à partir d'une certaine puissance et que le pic correspondant à deux atomes reste absent. Le problème de la statistique sub-poissonnienne du nombre d'atomes sera traitée en détail dans la partie 5.2.

Quant au seuil, nous avons noté une grande sensibilité en fonction de la puissance des faisceaux du piège magnéto-optique. En la diminuant nous sommes passés d'une puissance seuil de l'ordre de 2 mW à 0.7 mW, valeur comparable à celle que nous avons observée en régime de fort chargement. De plus, cette valeur dépend également de la taille du waist qui, à puissance constante, fait varier rapidement la profondeur du piège dipolaire. Traduit en profondeur, ce seuil est de l'ordre de 1 à 2 mK.

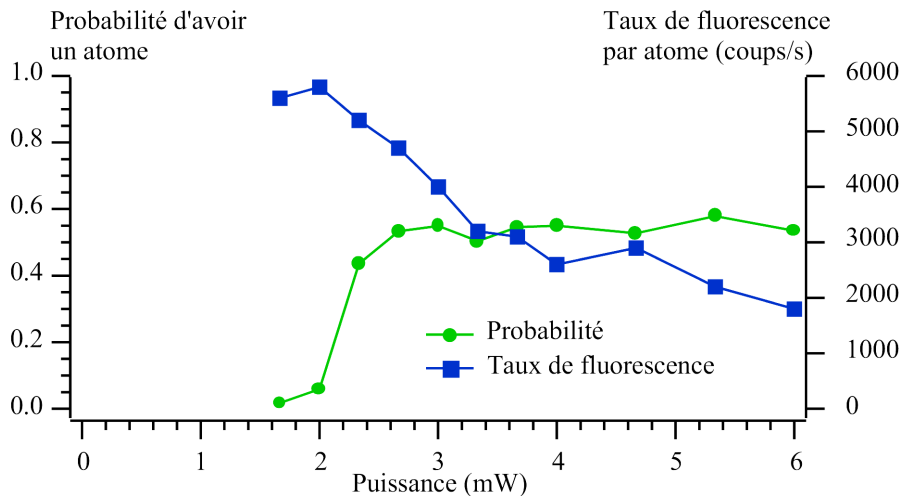


Figure 5.4: Résumé des effets de la puissance du piège dipolaire sur la statistique de la lumière de fluorescence. Le taux de fluorescence par atome décroît et la probabilité de piéger un atome augmente à partir d'un seuil de puissance jusqu'à une valeur de saturation de l'ordre de 50 %.

Ensuite, le taux de fluorescence par atome, représenté en fonction de la puissance du piège dipolaire sur la figure 5.4, diminue lorsque les déplacements lumineux dans le piège augmentent. Ainsi, on peut constater que les pics correspondant à des événements à zéro et un atome ne sont plus résolus pour des puissances supérieures à 6 mW.

Enfin, sur la figure 5.4, on a également représenté le taux d'occupation du piège dipolaire. Nous constatons un effet de seuil en puissance, à une valeur de l'ordre de 2 mW, ainsi que le phénomène de saturation du taux de remplissage, pour des puissances supérieures à 3 mW. On peut noter pour finir que le taux maximum d'occupation atteint une valeur de 50 %, valeur que nous interpréterons dans le paragraphe 5.2.

5.2 Auto-limitation du nombre d'atomes piégés.

Nous avons observé, dans le paragraphe précédent, que la statistique des atomes piégés avait un caractère sub-poissonnien. En effet, il semble impossible, dans ce régime, de piéger plus d'un atome dans le piège dipolaire. Pour rendre compte de ce phénomène, nous allons le modéliser de façon très simple. Ensuite, grâce à ce modèle, après avoir prévu l'évolution du taux de remplissage du piège et sa durée de vie, en fonction du taux d'arrivée des atomes dans le piège dipolaire, nous vérifierons expérimentalement le comportement prévu. Enfin, nous discuterons d'une in-

interprétation des phénomènes observés en considérant les collisions à deux corps, et montrerons qu'elles conduisent à notre modèle simple, dans nos conditions expérimentales. Ainsi, le caractère sub-poissonien de la distribution atomique des faibles chargements n'est pas incompatible avec celle des fort chargements.

5.2.1 Modélisation simple du remplissage

Comme les événements à plus d'un atome n'ont jamais été observés expérimentalement, notre modèle n'en tiendra pas compte, tout du moins dans un premier temps. Le point clé du modèle repose sur le fait que la durée de vie de deux atomes dans le piège est nulle, c'est-à-dire que si un atome arrive dans un piège déjà occupé, les deux atomes s'échappent instantanément. Ainsi, on effectue les hypothèses suivantes :

- Le chargement du piège dipolaire est assuré par une arrivée aléatoire d'atomes dans la zone de capture. Cette arrivée sera considérée comme un flux constant d'atomes R_0 .
- Si un atome est présent dans le piège dipolaire, sa durée de vie, fixée par les divers phénomènes de chauffages et les collisions avec le gaz résiduel de l'enceinte, est fixée par un processus aléatoire de durée moyenne $\tau_0 = \frac{1}{\Gamma}$.
- Si un atome du piège magnéto-optique arrive dans le piège dipolaire, alors que ce dernier est déjà occupé, les deux atomes s'échappent.

Dans ce modèle, on dispose de deux paramètres. La durée de vie intrinsèque du piège τ_0 et le taux de chargement, ou taux d'arrivée des atomes dans la zone de capture, R_0 . De plus, le piège dipolaire peut donc avoir deux configurations possibles : soit il est vide, soit un atome unique y est piégé. Chacune de ces configurations possède une durée de vie moyenne $\tau(0)$ et $\tau(1)$. Ainsi, le taux d'occupation du piège, qui est également la probabilité d'avoir un atome piégé, aura pour expression :

$$P_1 = \frac{\tau(1)}{\tau(0) + \tau(1)}$$

L'objet de cette partie est de déterminer, en fonction des deux paramètres du modèle τ_0 et R_0 , le taux d'occupation P_1 et la durée de vie d'un atome unique dans le piège dipolaire $\tau(1)$, que nous noterons simplement τ dans la suite.

Distribution des temps d'arrivée des atomes

La première étape consiste à déterminer la distribution des temps d'arrivées des atomes dans le piège dipolaire. On considère, pour cela, que les atomes arrivent aléatoirement dans la zone de capture, avec un taux de chargement R_0 (at/s), sans effet de mémoire. Ainsi, le temps moyen qui sépare l'arrivée de deux atomes est donné par : $\tau_{arr} = 1/R_0$.

Prenons, comme origine des temps, l'arrivée d'un atome dans la zone de capture et notons $p(t)$, la probabilité de ne pas voir arriver de second atome dans cette zone avant l'instant t . L'absence d'effet de mémoire dans ce phénomène se traduit par le fait que la probabilité élémentaire dP d'arrivée d'un atome pendant dt s'écrit sous la forme :

$$dP = \alpha dt$$

où α est une constante. En traduisant que la probabilité qu'aucun atome n'arrive avant $t + dt$ est le produit de la probabilité qu'aucun atome n'arrive avant t par la probabilité qu'il n'arrive

pas pendant dt , on obtient l'équation différentielle :

$$p(t + dt) = p(t)[1 - \alpha dt]$$

qui donne la forme suivante pour $p(t)$:

$$p(t) = e^{-\alpha t}$$

En utilisant que la probabilité de voir arriver un atome entre t et $t + dt$ est donnée par :

$$dp = p(t) \times dP = p(t)\alpha dt$$

et que $1/R_0$ représente le temps moyen d'arriver des atomes dans le piège, on retrouve que $\alpha = R_0$ et que la distribution $p(t)$, probabilité de ne pas voir arriver d'atome pendant une durée t , est donnée par :

$$p(t) = e^{-R_0 t} \quad (5.2)$$

Distribution des temps de départ de l'atome

Dans un premier temps, nous allons uniquement considérer que la durée de vie d'un atome dans le piège dipolaire est fixée par un processus aléatoire de durée moyenne τ_0 , sans effet de mémoire. Le même type de raisonnement que précédemment permet d'évaluer la probabilité $p_0(t)$ pour qu'un atome, présent dans le piège dipolaire à $t = 0$, reste pendant une durée t dans le piège. On obtient une expression de la forme :

$$p_0(t) = e^{-t/\tau_0} \quad (5.3)$$

où τ_0 est la durée de vie intrinsèque du piège dipolaire.

Ensuite, pour prendre en compte le processus selon lequel l'atome peut également s'échapper à cause de l'arrivée d'un second atome provenant du piège dipolaire, il suffit de refaire le même type de raisonnement que dans le paragraphe précédent. Si un atome est dans le piège à l'instant $t = 0$, notons $p(t)$ la probabilité de rester jusqu'à l'instant t . La probabilité de partir pendant dt , à cause de sa durée de vie intrinsèque, est donnée par :

$$dP_1 = \frac{dt}{\tau_0}$$

La probabilité de partir pendant dt , à cause de l'arrivée d'un second atome, n'est rien d'autre que la probabilité d'arriver de cet atome, soit :

$$dP_2 = R_0 dt$$

C'est pourquoi, la probabilité totale de s'échapper pendant dt , à cause d'un processus ou de l'autre, est donnée par :

$$dP = dP_1 + dP_2 = \left[\frac{1}{\tau_0} + R_0 \right] dt$$

Finalement, la probabilité de rester pendant une durée t dans le piège dipolaire dépend du taux de chargement et prend la forme :

$$p(t) = e^{-t/\tau(R_0)} \quad \text{avec} \quad \tau(R_0) = \frac{\tau_0}{1 + R_0 \tau_0} \quad (5.4)$$

Prédictions du modèle

Ce modèle simple permet de prédire que la durée de vie du piège dipolaire, comme son taux d'occupation, vont varier en fonction du taux de remplissage R_0 . L'expression de la durée de vie moyenne a été donnée dans l'expression 5.4, c'est-à-dire que :

$$\tau(R_0) = \frac{\tau_0}{1 + R_0 \tau_0} \quad (5.5)$$

Pour déterminer le taux d'occupation du piège, qui est également la probabilité d'avoir un atome unique piégé, il suffit de connaître les durées de vie des deux configurations possibles, $\tau(0)$ et $\tau(1)$. La durée de vie du piège n'est autre que $\tau(1) = \tau(R_0)$, et la durée moyenne qui sépare l'arrivée de deux atomes de chargement est donnée par $\tau(0) = 1/R_0$. Ainsi, le taux d'occupation prend la forme :

$$P_1(R_0) = \frac{\tau(1)}{\tau(0) + \tau(1)} = \frac{\tau(R_0)}{\tau(R_0) + \frac{1}{R_0}} = \frac{1}{2 + \frac{1}{R_0 \tau_0}} \quad (5.6)$$

Dans notre cas, la durée de vie intrinsèque du piège sera prise constante. En effet, elle dépend essentiellement de la pression du gaz résiduel qui peut être considérée comme constante. Par contre, on peut facilement contrôler la densité du piège magnéto-optique et modifier ainsi le taux de chargement R_0 . Pour une valeur fixée de $\tau_0 = 5$ s, on a représenté, sur la figure 5.5, l'évolution du taux d'occupation et la durée de vie du piège en fonction de R_0 .

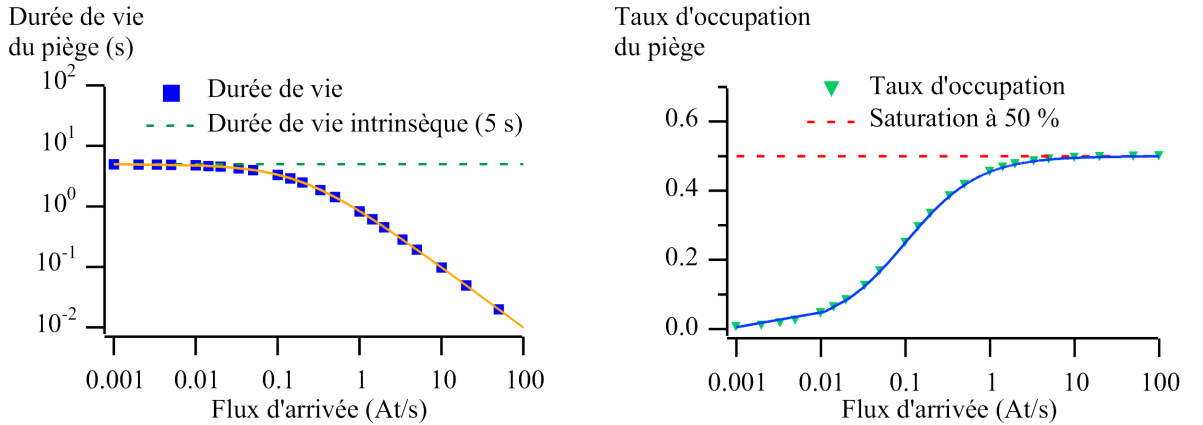


Figure 5.5: *Evolution de la durée de vie du piège dipolaire et de son taux d'occupation en fonction du taux de chargement. A faible taux de chargement, la durée de vie du piège est limitée par la durée de vie intrinsèque et le taux d'occupation est faible. Quand on augmente le taux d'arrivée R_0 , le taux d'occupation atteint, dans ce modèle, une valeur limite de 50 % et la durée de vie est alors égale au temps moyen d'arrivée des atomes dans la zone de capture.*

Les courbes en trait plein correspondent aux expressions 5.5 et 5.6 de la durée de vie et du taux d'occupation. Les points supplémentaires correspondent à une simulation numérique de type Monte-Carlo, pendant laquelle on génère un signal de la même forme que celui de la figure 5.1. La durée de vie est obtenue en calculant la durée moyenne des plateaux obtenus. Le taux d'occupation est déduit des durées moyennes des périodes avec et sans atome.

Grâce à la simplicité de ce modèle, l'interprétation qualitative de ses prédictions ne pose pas de problème. Lorsque le taux de chargement est très faible, c'est-à-dire que le temps moyen d'arrivée des atomes est très grand devant la durée de vie intrinsèque, c'est essentiellement celle-ci qui définit la durée de vie du piège dipolaire. Quant au taux d'occupation, il est évidemment

très faible, ce qui traduit le fait que, dans ce régime, très peu d'atomes arrivent dans le piège dipolaire. Ainsi, l'atome piégé a toujours le temps de s'échapper à cause du gaz résiduel, avant qu'un second atome du chargement ne vienne le chasser.

Par contre, lorsque le taux de chargement est grand, c'est-à-dire que le temps moyen d'arrivée des atomes est court devant la durée de vie intrinsèque, l'atome piégé est quasiment toujours chassé par l'arrivée d'un second atome dans la zone de capture. On comprend donc pourquoi la durée de vie de l'atome, fixée par le taux de chargement, tend vers une valeur égale au temps moyen d'arrivée des atomes dans le piège dipolaire. Dans ces conditions, la durée de vie du piège est donc la même que le temps moyen qu'il faut attendre pour faire arriver un atome dans le piège dipolaire, ce que traduit évidemment le taux d'occupation limite de 50 %.

Enfin, on peut conclure que l'augmentation du taux de chargement ne doit pas conduire à un plus grand nombre d'atomes dans le piège, mais à une saturation du taux d'occupation à 50 %. Ainsi, le signal d'arrivée des atomes un par un dans le piège dipolaire doit garder la même forme que sur la figure 5.1, mais avec des créneaux beaucoup plus courts.

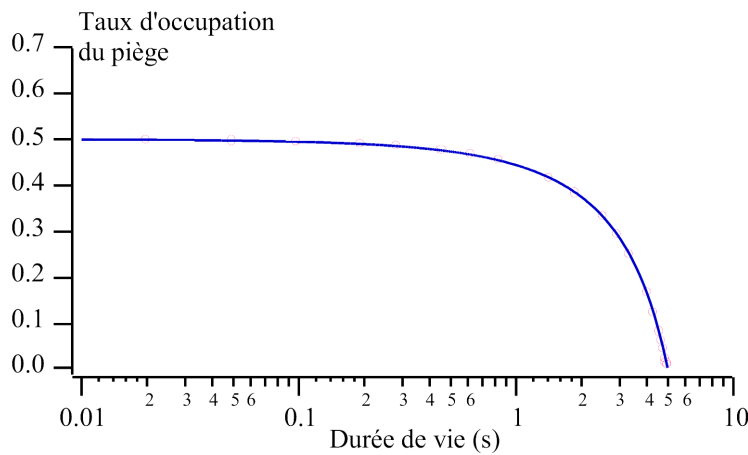


Figure 5.6: *Evolution du taux d'occupation du piège dipolaire en fonction de sa durée de vie. A grande durée de vie, le taux d'occupation augmente avec le taux de chargement, mais affecte peu la durée de vie. Lorsque le taux d'occupation atteint sa valeur de saturation à 50 %, la durée de vie diminue de la même façon que le taux de chargement augmente.*

Dans le cas de notre expérience, il est difficile d'évaluer précisément le taux de chargement. La seule chose que l'on puisse affirmer et qu'il est proportionnel au champ magnétique du piège magnéto-optique. Il est donc préférable de tracer un des paramètres, comme le taux d'occupation, en fonction du second, la durée de vie du piège. Le résultat obtenu est représenté sur la figure 5.6

5.2.2 Etude expérimentale du taux d'occupation

La première vérification de ce modèle concerne le taux d'occupation du piège dipolaire. Précédemment, nous avons déjà remarqué que ce taux atteignait une valeur limite de 50 % lorsqu'on augmentait la puissance du piège dipolaire, mais que le taux de chargement R_0 restait constant. Cette fois, nous avons fait varier le taux de chargement R_0 , grâce au champ magnétique du piège magnéto-optique.

La densité du piège magnéto-optique (ou de la mélasse lorsque le champ est nul) commande directement le taux de chargement. Nous avons donc considéré que ce dernier est une fonction

affine du champ magnétique B , c'est-à-dire que : $R_0 = R_0^0 + \alpha B$, où R_0^0 est le taux de chargement dans la mélasse. L'évolution du taux d'occupation en fonction du champ magnétique a été représentée sur la figure 5.7.

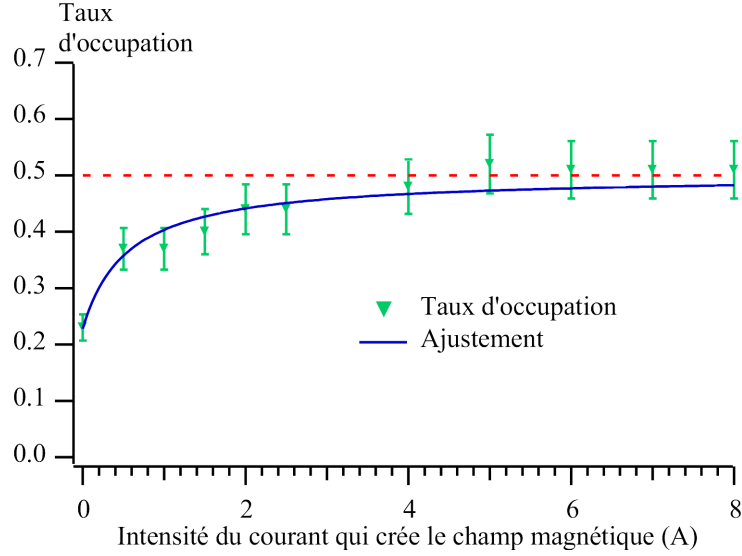


Figure 5.7: Evolution du taux d'occupation en fonction du champ magnétique du piège magnéto-optique. Le champ magnétique est repéré par la valeur du courant (en ampères) qui le crée.

Pour obtenir les points expérimentaux, nous avons réalisé, pour différentes valeurs du champ magnétique, des enregistrements continus de la fluorescence mesurée sur la photodiode à avalanche lorsque le piège dipolaire est en route. Ensuite, nous avons calculé l'historgramme correspondant puis, en introduisant les probabilités P_0 et P_1 correspondant aux événements à zéro et un atome, nous l'avons ajustée par une double loi de Poisson, chacune ayant un poids P_0 et P_1 . La valeur du paramètre P_1 donne directement le taux d'occupation.

On peut tout d'abord constater que le taux d'occupation augmente bien lorsque le taux de chargement augmente, et qu'il atteint également le taux limite de 50 %, comme le prévoit le modèle simple présenté précédemment. Ensuite, nous avons ajusté cette courbe par une expression de la forme 5.6, où le taux de chargement R_0 est une fonction affine de l'intensité du courant qui crée le champ magnétique. Cette courbe ajuste correctement les points expérimentaux.

5.2.3 Etude expérimentale de la durée de vie

Le second paramètre, dont nous avons cherché à trouver l'évolution en fonction du taux de chargement, est la durée de vie du piège dipolaire. Pour cela, il nous faut extraire ce paramètre du signal enregistré sur la photodiode à avalanche. Celle-ci n'est autre que la longueur moyenne des plateaux qui constituent ce signal, comme le montre la figure 5.1. Une première solution possible est de calculer, à la main, la valeur moyenne de la longueur de ces plateaux. Cependant, cette méthode de calcul, qui n'est pas automatisable, est assez fastidieuse. Une autre solution, plus directe, consiste à calculer la fonction d'auto-corrélation de ce signal, fonction qui nous permettra de visualiser directement la durée de vie du piège dipolaire.

Utilisation de la fonction d'auto-corrélation.

Quand on dispose d'un signal de fluorescence enregistré au cours du temps $I(t)$, la fonction d'auto-corrélation est définie par :

$$C(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}$$

Dans notre cas, ce signal est discrétisé, c'est-à-dire qu'on dispose de N valeurs de l'intensité $I(n)$, mesures séparées d'un intervalle de temps δt . Pour un signal stationnaire, la valeur moyenne de l'intensité est indépendante du temps et :

$$\langle I(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} I(n)$$

On obtient donc une formule discrétisée de la fonction d'auto-corrélation :

$$c(p) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} I(n)I(n+p)}{\frac{1}{N^2} \left[\sum_{n=0}^{N-1} I(n) \right]^2}$$

Dans le cas d'une définition cyclique, si $n+p > N-1$, on effectue la transformation $n+p \rightarrow n+p-N$.

Ici, si on soustrait la valeur du fond, le signal considéré est proportionnel au nombre d'atomes à l'instant t , c'est-à-dire que $I(t) = \alpha N(t)$. La fonction d'auto-corrélation de l'intensité $I(t)$ mesurée est donc également celle du nombre d'atomes $N(t)$. Si on exprime la valeur de la fonction d'auto-corrélation en $\tau = 0$, on obtient

$$c(0) - 1 = \frac{\langle I(t)^2 \rangle - \langle I(t) \rangle^2}{\langle I(t) \rangle^2} = \frac{\langle N(t)^2 \rangle - \langle N(t) \rangle^2}{\langle N(t) \rangle^2} = \frac{\sigma_N^2}{\langle N(t) \rangle^2}$$

Si la statistique du nombre d'atomes est poissonnienne, $\sigma_N = \sqrt{N}$ et on obtient donc :

$$c(0) - 1 = \frac{1}{\langle N(t) \rangle}$$

La valeur en zéro de la corrélation permet donc d'obtenir la valeur moyenne du nombre d'atomes, à condition que sa statistique soit poissonnienne. Dans le cas présent, cette propriété n'est pas vérifiée, mais elle est en plus inutile puisque l'on a accès à la distribution exacte du nombre d'atomes par l'intermédiaire de l'histogramme de la lumière de fluorescence.

Par contre, dans le cas de forts chargements, nous avons mesuré directement les fonctions d'auto-corrélation de l'intensité provenant du piège dipolaire. Comme, dans ce cas, la distribution atomique est Poissonnienne, l'utilisation de la valeur à délai nul de la fonction de corrélation nous a permis de déterminer un nombre d'atomes dont la valeur est tout à fait compatible avec celles que nous avons trouvées au moyen des lois de Poisson composées, c'est-à-dire de l'ordre de 1 à 10.

Résultats expérimentaux

Dans le cas d'un signal de la forme de la figure 5.1, la fonction de corrélation possède, autour de l'origine, un temps caractéristique de décroissance de l'ordre de la durée des plateaux. Ce temps caractéristique peut donc être considéré comme la durée de vie moyenne du piège dipolaire. Comme la valeur à délai nul de ces fonctions d'auto-corrélation est sans importance ici, nous avons choisi de la normaliser à deux pour pouvoir aisément comparer le paramètre qui nous intéresse, à savoir le temps de décroissance.

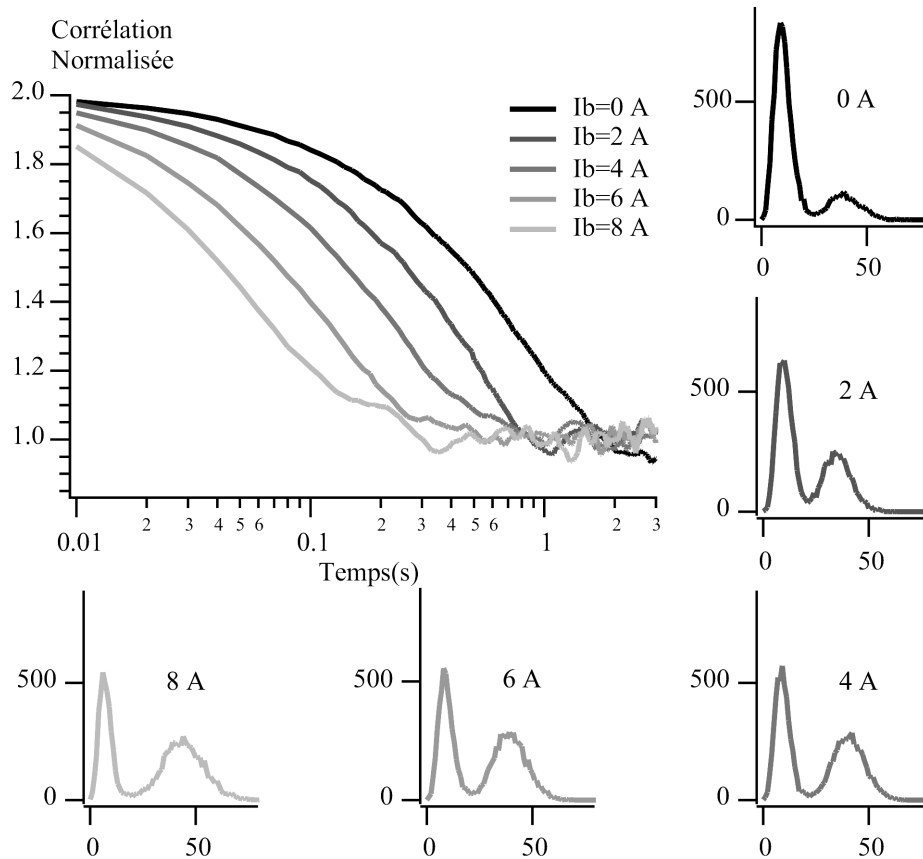


Figure 5.8: *Evolution de la fonction d'auto-corrélation d'intensité avec une augmentation du taux de chargement. Grâce à sa normalisation, on observe une nette diminution de la durée de vie du piège dipolaire qu'elle mesure directement. En parallèle, on a tracé les histogrammes correspondants.*

Pour les différentes valeurs de champs magnétiques, nous avons calculé les fonctions d'auto-corrélation du signal mesuré. Celle-ci sont représentées sur la figure 5.8 avec les histogrammes correspondants. On remarque toujours que le taux d'occupation atteint une valeur limite de 50 %. Quant aux fonctions de corrélations, le temps caractéristique décroît effectivement lorsque le taux de chargement augmente, traduisant une nette diminution de la durée de vie du piège dipolaire. En effet, il faut noter que l'échelle des temps est logarithmique.

Sur ces courbes, on comprend pourquoi il nous est impossible de nous diriger vers les régimes de plus fort chargement. Avec un champ magnétique donné par un courant de 8 Ampères, et sans faisceau de ralentissement, la durée de vie du piège dipolaire, qui est égale, d'après notre modèle simple, au temps moyen d'arrivée des atomes dans le piège dipolaire, est de l'ordre 50

à 60 ms. Avec notre résolution temporelle de 10 ms, nous serons incapable de résoudre les plateaux que nous aurions si nous augmentions encore le taux de chargement à l'aide du champ magnétique. Il serait donc nécessaire de diminuer la résolution temporelle à 1 ms ou 100 μs , mais comme, dans ce cas, le nombre de coups moyen par atome passe de 40 à 4 puis à 0.4, le signal est complètement brouillé par le bruit de photons. On comprend ainsi pourquoi, lorsque l'on travaille avec un taux de chargement maximum, c'est-à-dire un ralentissement optimal et un champ magnétique maximal, on est incapable de voir directement les atomes arriver un par un dans la zone de capture.

Pour conclure, ce modèle extrêmement simple rend très bien compte des phénomènes observés jusqu'à présent, à savoir la saturation du taux d'occupation à une valeur de 50 % et la diminution de la durée de vie du piège dipolaire avec l'augmentation du taux de chargement. Cependant, une limitation évidente de ce modèle est qu'il interdit la présence de plus d'un atome unique dans le volume de capture, contrairement à ce que nous observons en très fort chargement. Pour concilier ces deux observations, il est nécessaire d'affiner un peu ce modèle grossier que nous avons utilisé jusqu'à présent, et c'est l'objet du paragraphe suivant.

5.2.4 Interprétation en terme de pertes à deux corps.

En réalité, si le modèle simple utilisé jusqu'à présent fonctionne bien, c'est que la résolution avec laquelle on mesure le taux de fluorescence au cours du temps est limitée à 10 ms. La simplification de notre modèle a consisté à négliger le temps nécessaire à une paire d'atomes du piège dipolaire pour s'échapper. Comme ce temps est très court devant la résolution de notre séquence d'enregistrement, il est impossible d'obtenir des événements à deux atomes dans nos histogrammes. Cependant, comme la valeur du coefficient de pertes à deux corps β , en présence de la mélasse, a une valeur finie, on comprend que si le taux de chargement augmente suffisamment, on pourra charger plus d'un atome dans le piège dipolaire et atteindre des nombres moyens d'atomes supérieurs à un-demi.

L'objet de ce paragraphe est de présenter un modèle qui prend en compte la valeur finie du coefficient β . Après avoir déterminé quel peut être son ordre de grandeur, une première analyse sur les durées de vie des configurations à n atomes nous montrera que le modèle grossier précédent peut se déduire de celui-ci dans la limite $\beta \rightarrow +\infty$. Ensuite, nous présenterons les résultats d'une simulation de type Monte-Carlo et montrerons qu'elle est tout à fait compatible avec les observations expérimentales que nous avons faites en régime de faible chargement, mais qu'elles permettent également de faire le lien avec les distributions atomiques poissonniennes du régime de fort chargement. Nous finirons cette partie en présentant une étude qui fait le lien entre les régimes de faible et fort chargement.

Valeurs attendues pour le paramètre β

Nous avons déjà remarqué, à la section 4.3.2, que les valeurs que nous obtenions pour le coefficient de pertes à deux corps, en l'absence de piège magnéto-optique, était conforme à la littérature. De plus, ce coefficient peut être multiplié par un facteur 1000 en présence des faisceaux de la mélasse [71]. Dans ces conditions, une valeur intrinsèque typique de ce coefficient, c'est-à-dire relatif à la densité, est de l'ordre de $\beta_0 = 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} = 1000 \mu\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [71]. Pour utiliser cette valeur dans une équation différentielle prenant en compte le nombre d'atomes $n(t)$, et non la densité du piège, il est nécessaire de faire intervenir le volume du piège dipolaire dans la définition du paramètre β relatif au nombre d'atomes, donné par :

$$\beta = \frac{\beta_0}{V} \quad (5.7)$$

où V est le volume effectif du piège dipolaire. L'évaluation de ce volume doit prendre en compte la température T du nuage atomique : plus la température sera faible, plus les atomes seront concentrés dans un petit volume au centre du piège dipolaire. Pour prendre cet effet en considération, on va exprimer le volume du piège en fonction d'un paramètre $\eta = kT/U_0$, qui exprime la température du piège en unité de profondeur U_0 . Le potentiel dipolaire prenant la forme suivante :

$$U(r, z) = \frac{U_0}{1 + \frac{z^2}{z_r^2}} \exp \left[-\frac{2r^2}{w(z)^2} \right] \quad \text{avec} \quad w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_r^2} \right)$$

on considère le nuage atomique comme un cylindre de rayon r_0 et de hauteur $2 \times z_0$, où r_0 et z_0 sont définis comme les positions extrêmes que peut atteindre un atome qui se trouve piégé à une profondeur ηU_0 . On obtient alors que :

$$r_0 = w_0 \sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{1}{1 - \eta}} \quad \text{et} \quad z_0 = z_r \sqrt{\frac{\eta}{1 - \eta}}$$

En utilisant ces expressions, le volume est finalement donnée par [71] :

$$V(\eta) = 2\pi r_0^2 z_r = V_0 \ln \left(\frac{1}{1 - \eta} \right) \sqrt{\frac{\eta}{1 - \eta}} \quad \text{où} \quad V_0 = \pi w_0^2 z_r \quad (5.8)$$

V_0 est le volume nominal du piège dipolaire de waist w_0 et de longueur de Rayleigh z_r . Dans notre cas, nous avons pris un waist de $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$, ce qui correspond à une longueur de Rayleigh de $z_r = 1.9 \mu\text{m}$. Le volume nominal de notre piège est donc de $V_0 = 2.9 \mu\text{m}^3$.

Quant au paramètre $\eta = \frac{kT}{U_0}$, où U_0 est la profondeur du piège, il permet de prendre en compte la température dans l'évaluation du volume du piège dipolaire. L'évolution du volume, en fonction de ce paramètre, est représentée sur la figure 5.9.

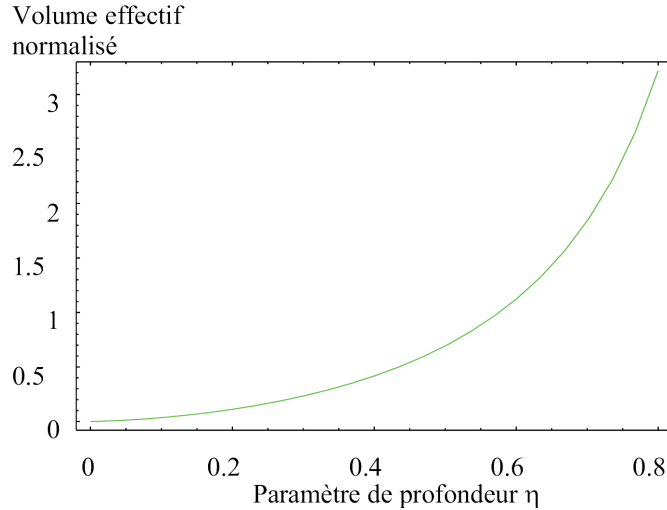


Figure 5.9: Evolution du volume effectif du piège dipolaire avec la température. Celui-ci est normalisé par sa valeur nominale V_0 , donnée dans l'expression 5.8.

Sur la figure 5.9, on peut noter que ce volume varie relativement rapidement avec la température, d'où l'utilité d'en avoir une assez bonne approximation.

Pour se donner une idée de la valeur du paramètre η de notre piège dipolaire, on peut utiliser les expressions 5.7 et 5.8 pour retrouver la valeur du coefficient de pertes à deux corps

$\beta_{(d)}$, mesuré en l'absence de mélasse. En s'appuyant sur une valeur intrinsèque de $\beta_{0(d)} = 4 \mu\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, donnée dans la littérature, une valeur de $\eta = 0.4$ redonne bien la valeur $\beta_{(d)} = 3.5 \text{ at}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ mesurée à la section 4.3.2 du chapitre 4. De plus, dans la partie 5.4, consacrée à la mesure de la température du piège dipolaire, nous confirmerons que cette valeur, utilisée pour le paramètre η , est bien conforme à la température de notre piège.

Fort de ces considérations, on peut maintenant se donner une idée de la valeur du coefficient de pertes à deux corps β , en présence de la mélasse. Pour cela, nous avons considéré une valeur intrinsèque de $\beta_0 = 1000 \mu\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, c'est-à-dire 250 fois supérieure à $\beta_{0(d)}$. On trace ensuite de quelle façon varie le paramètre β , relatif au nombre d'atomes, en fonction de la température du piège dipolaire, comme le montre la figure 5.10.

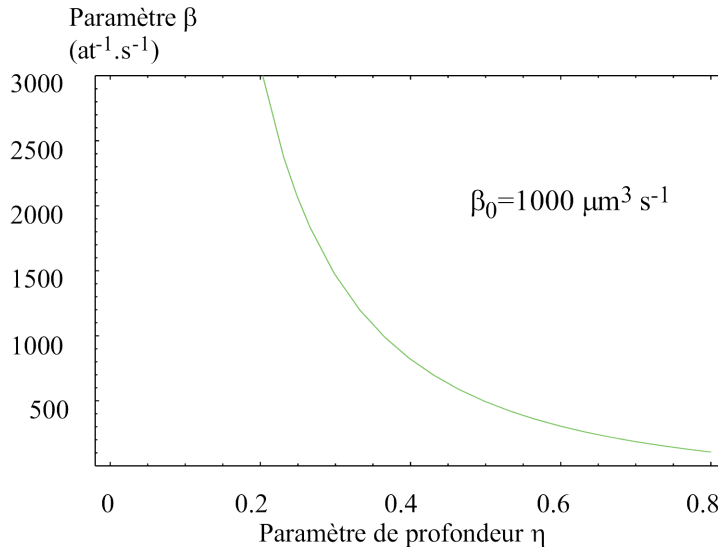


Figure 5.10: Evolution du paramètre de collisions à deux corps β en fonction de la température.

Dans la suite de cette partie, nous prendrons une valeur du paramètre de collisions à deux corps de l'ordre de $\beta = 1000 \text{ at}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, correspondant à une valeur du paramètre $\eta = 0.4$.

Durées de vies moyennes des différentes configurations

Si on note $n(t)$ le nombre d'atomes, R_0 le taux de chargement et Γ la durée de vie à un corps dans le piège dipolaire, la valeur moyenne de $n(t)$ vérifie l'équation différentielle :

$$\frac{dn}{dt} = -\Gamma n - \beta n(n-1) \quad (5.9)$$

Dans toute la suite de cette partie, les valeurs de R_0 et de Γ seront données en s^{-1} , celles du coefficient de pertes à deux corps β_0 , relatif à la densité, en $\mu\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et celles du coefficient de pertes à deux corps β , relatif au nombre d'atomes, en $\text{at}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Comme le coefficient Γ dépend essentiellement, dans notre cas, du vide résiduel, nous le prendrons constant et égal à $\Gamma = 0.2 \text{ s}^{-1}$.

D'un point de vue microscopique, le système peut se trouver dans plusieurs configurations possibles, numérotées par le nombre d'atomes n piégés. Dans le cas du premier modèle, traité à la section 5.2.1, comme la durée de vie de la configuration à plus d'un atome était très courte, nous n'avons permis que les configurations $n = 0$ et $n = 1$. Ensuite, nous avons calculé la durée de vie de chacun de ces états et nous en avons déduit les probabilités respectives.

Mais pour mieux comprendre le lien existant entre notre modèle simplifié et le fait que l'on observe plus d'un atome unique en régime de fort chargement, il est nécessaire de prendre en compte toutes les configurations n possibles et également la valeur finie du paramètre β . On peut, comme au paragraphe 5.2.1, calculer la durée de vie de chacune, en sommant les probabilités respectives de chaque processus qui pousse le système à quitter cette configuration.

Dans le cas $n = 0$, si dp_0 est la probabilité de quitter cet état pendant dt , ce phénomène ne peut provenir que de l'arrivée d'un atome du piège magnéto-optique avec un flux R_0 . Cette probabilité élémentaire est donc donnée par :

$$dp_0 = R_0 dt$$

ce qui conduit au temps caractéristique pour la configuration $n = 0$ donné par :

$$\tau(0) = \frac{1}{R_0}$$

Pour la configuration à un atome, $n = 1$, la probabilité dp_1 de quitter cette configuration pendant dt est en fait la même que dans le cas du modèle simplifié : soit un atome arrive avec une probabilité $R_0 dt$, soit l'atome s'échappe avec la probabilité Γdt . La probabilité dp_1 est donc la somme de ces deux termes et le temps moyen de la configuration $n = 1$ devient :

$$\tau(1) = \frac{1}{R_0 + \Gamma}$$

Cette durée de vie moyenne est identique à celle obtenue dans le cadre du modèle simple, au paragraphe 5.2.1. Il en est d'ailleurs de même pour la durée de vie $\tau(0)$. La seule différence réside dans les états accessibles, une fois la configuration $n = 1$ quittée. Dans le cas du modèle simplifié, on ne pouvait effectuer que la transition $1 \rightarrow 0$ ou $0 \rightarrow 1$. Dans notre cas, en partant de $n = 1$, on a une probabilité Γdt de passer à $n = 0$ et $R_0 dt$ de passer à $n = 2$, c'est-à-dire que l'on a deux chemins possibles.

Pour une configuration n quelconque, le système peut prendre trois directions pour quitter cet état. La probabilité élémentaire de ce phénomène pendant dt est donc la somme de ces trois contributions. La probabilité de voir un nouvel atome arriver pendant dt est $R_0 dt$. Celle de voir un des atomes partir étant de Γdt , on obtient un terme de la forme $n \times \Gamma dt$ pour prendre en compte le fait que les n atomes peuvent s'échapper avec la même probabilité Γdt . Pour exprimer les pertes à deux corps, pour lesquelles une paire d'atome s'échappe, il suffit de multiplier le nombre de paires existantes dans une assemblée de n atomes :

$$C_n^2 = \frac{n(n-1)}{2}$$

par la probabilité élémentaire que cette paire s'échappe pendant dt , soit :

$$\beta \frac{n(n-1)}{2} dt$$

En sommant ces trois termes, on obtient la probabilité élémentaire pour que le système quitte l'état n , soit :

$$dp_n = \left(R_0 + n\Gamma + \beta \frac{n(n-1)}{2} \right) dt = \frac{dt}{\tau(n)}$$

expression qui conduit à la durée de vie $\tau(n)$ de la configuration n :

$$\tau(n) = \frac{1}{R_0 + n\Gamma + \beta \frac{n(n-1)}{2}} \quad (5.10)$$

L'augmentation du taux de chargement R_0 conduit à une diminution des durées de vies de toutes les configurations. C'est pourquoi, pour mettre en évidence leur variations relatives, nous les avons normalisées par la durée de vie de la configuration $n = 0$. Sur la figure 5.11, nous avons représenté ces temps de vies normalisés, c'est-à-dire $\tau(n)/\tau(0)$, pour différentes valeurs du taux de chargement R_0 .

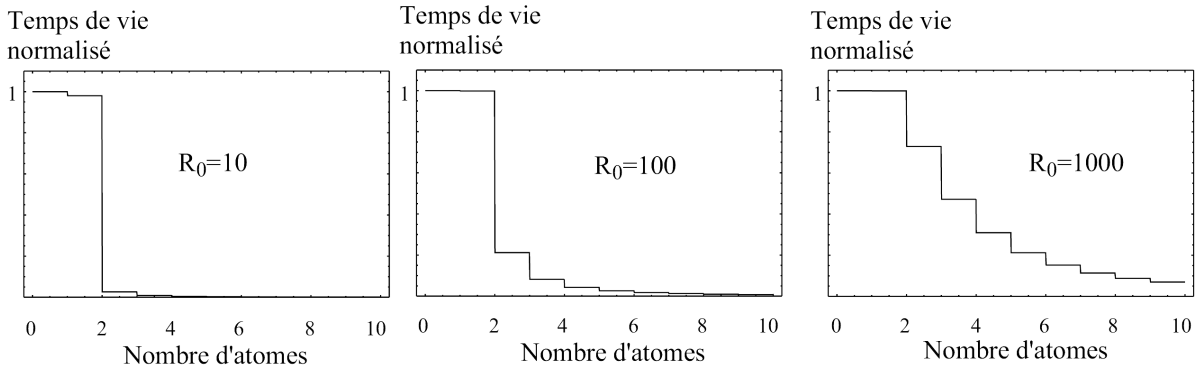


Figure 5.11: *Histogramme des durée de vies $\tau(n)$ des différentes configurations à n atomes pour trois taux de chargement différents. Les valeurs sont normalisées par la durée de vie $\tau(0)$.*

La durée de vie $\tau(0)$ sera donc la référence de la discussion qui suit, et lorsque nous dirons que $\tau(n)$ augmente, c'est par rapport à $\tau(0)$. Lorsque le taux de chargement est très petit devant les pertes à un corps Γ , l'histogramme présente une durée de vie longue pour la configuration $n = 0$, suivie d'une durée de vie plus courte pour l'état $n = 1$, et essentiellement nulle pour les états suivants.

Lorsque R_0 augmente et devient grand devant Γ , on atteint un régime pendant lequel les durées de vies des configurations $n = 0$ et $n = 1$ sont comparables et celles des états à plus d'atomes négligeables (partie gauche de la figure 5.11). Et ces dernières ne commencent à augmenter que lorsque le taux de chargement R_0 est suffisant pour compenser la forte valeur du taux de pertes à deux corps (partie droite de la figure 5.11). L'histogramme de gauche rappelle curieusement le régime de saturation du premier modèle, pendant lequel la durée de vie des configurations $n = 0$ et $n = 1$ sont identiques, conduisant à des populations égales pour ces deux états et à un nombre moyen d'atome de $\langle n \rangle = 0.5$. En fait, dans la limite où $\beta \rightarrow +\infty$, on retrouve exactement notre modèle simple, puisque seuls deux états, $n = 0$ et $n = 1$, ont des durées de vies non nulles. Le système n'évolue donc que sur ces deux niveaux.

Dans le cas présent, il est nécessaire de prendre en compte la valeur grande, mais non infinie, du coefficient β . Le problème est cependant plus ardu que dans le modèle précédent : on ne peut plus se contenter de considérer que la population de l'état n est proportionnelle à sa durée de vie. Cette propriété était effectivement vraie dans le cas du modèle à deux états, dans lequel, après avoir quitté une configuration, le système ne pouvait pas choisir son futur état. Ici, il est nécessaire de tenir compte des embranchements possibles et de leur poids respectifs. Par exemple, à fort chargement, partant de l'état $n = 1$, le système a plus de chances de passer à $n = 2$ qu'à $n = 0$. La façon la plus simple de traiter ce problème est une simulation de type Monte-Carlo que nous présenterons plus loin.

Une dernière remarque concerne l'équation différentielle avec pertes à deux corps, compatible avec le raisonnement que nous avons effectué pour l'obtention des durées de vies $\tau(n)$. A partir d'un état à n atomes, les probabilités élémentaires pour que chacun des trois phénomènes se produise pendant dt , ainsi que leurs effets en terme de perte ou d'apport d'atomes, sont résumés

dans le tableau 5.1

Phénomène physique	Probabilité élémentaire	Bilan sur n
Chargement	$R_0 dt$	+1
Pertes à un corps	$\Gamma n dt$	-1
Collisions	$\beta \frac{n(n-1)}{2} dt$	-2

Tableau 5.1: *Bilan de chacun des phénomènes de perte ou de gain, avec leur probabilité respective. On a également noté leur effet sur le nombre d'atomes.*

Un bilan sur le nombre d'atomes, basé sur le tableau 5.1, conduit directement à l'équation différentielle :

$$\frac{dn}{dt} = R_0 - \Gamma n - 2 \times \beta \frac{n(n-1)}{2} = R_0 - \Gamma n - \beta n(n-1)$$

Simulations de Monte-Carlo

Pour étudier le comportement du système à différents taux de chargements, nous avons effectué une simulation de type Monte-Carlo. Lorsque le système se trouve dans l'état n , on tire de façon aléatoire l'événement qui va lui faire quitter sa configuration et le délai au bout duquel le saut se produit. Les probabilités élémentaires utilisées sont résumées dans le tableau 5.1.

Après un nombre $N = 100000$ sauts, on dispose du temps passé dans chaque configuration, qui, cette fois, est bien proportionnel à la probabilité $P(n)$ de trouver n atomes à un instant donné. De plus, cette distribution de probabilité permet de déterminer également le nombre moyen d'atomes et les fluctuations autour de cette valeur moyenne.

Nous avons donc réalisé une séries de simulations pour différents taux de chargement R_0 . Les pertes à un corps et à deux corps ont été fixées à des valeurs conformes à notre dispositif expérimental, à savoir $\Gamma = 0.2 \text{ s}^{-1}$ et $\beta = 1000 \text{ at.s}^{-1}$. Quant au taux de chargement, nous l'avons fait varier de façon logarithmique sur plusieurs ordres de grandeurs, de $R_0 = 0.001 \text{ s}^{-1}$ à $R_0 = 100\,000 \text{ s}^{-1}$. Certaines distributions de probabilités $P(n)$ obtenues sont représentées sur la figure 5.12.

Dans cette évolution, on peut remarquer trois phases, les deux premières étant déjà présentes dans le modèle simplifié. Tout d'abord, lorsque le taux de chargement est suffisamment faible, seuls deux états sont peuplés, $n = 0$ et $n = 1$. Au fur et à mesure que R_0 augmente, $P(1)$ augmente au détriment de $P(0)$, jusqu'à atteindre un état "stationnaire", défini par $P(0) = P(1) = 0.5$ et $P(n > 1) = 0$. Cette seconde phase, qui s'étale sur près de trois ordres de grandeur pour R_0 , avait déjà été mise en évidence dans le modèle simplifié. Enfin, lorsque le taux de chargement dépasse une seconde valeur critique, les états $n > 1$ commencent à se peupler et on quitte le régime où $P(0) = P(1) = 0.5$, pour s'acheminer vers des nombres moyens d'atomes supérieurs à $\langle n \rangle = 0.5$.

Pour conclure, ce modèle, plus complet et basé sur la prise en compte exacte des processus collisionnels responsables de pertes à deux corps, permet d'interpréter le modèle simple, que nous avons présenté dans la partie 5.2.1, en prenant en compte les valeurs typiques des coefficients β calculés dans la littérature ou mesurés sur notre expérience. En effet, nous avons montré que, dans ce cadre, il suffisait de passer à la limite $\beta \rightarrow +\infty$ pour le retrouver. Par ailleurs, en faisant augmenter suffisamment le taux de chargement, on est parvenu à une moyenne de l'ordre de $\langle n \rangle = 10$ atomes, tout à fait compatible avec les valeurs obtenues par l'analyse de la statistique de la lumière de fluorescence, faite dans la partie 4.4.

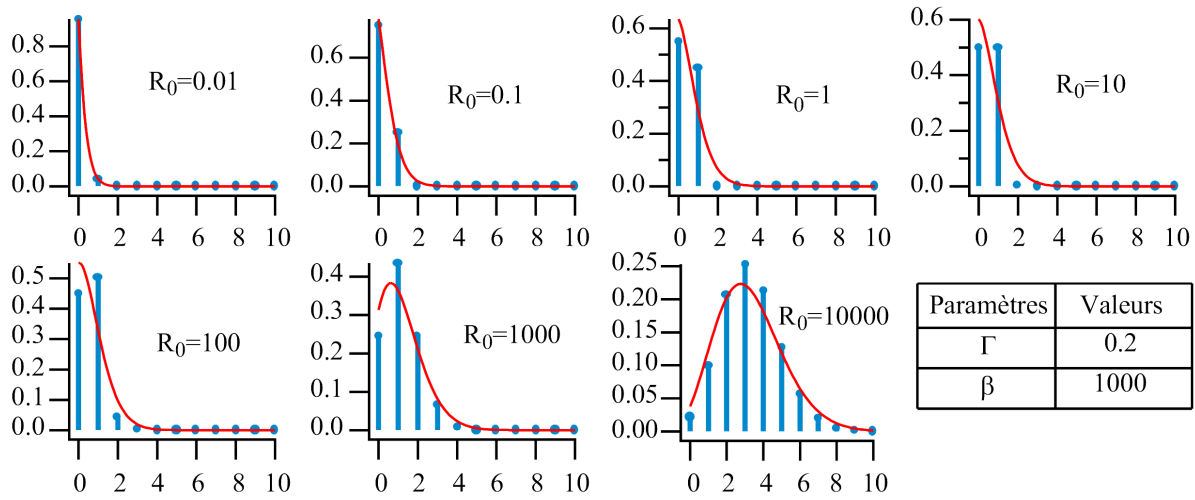


Figure 5.12: Les histogrammes, en traits verticaux, correspondent aux distributions de probabilité $P(n)$ obtenues par les simulations de type Monte-Carlo. Les courbes en trait plein sont des lois de Poisson de même valeur moyenne.

Ainsi, avec un seul modèle, nous avons montré qu'il était possible de trouver :

- une saturation dans le nombre moyen d'atomes à $\langle n \rangle = 0.5$ et des probabilités nulles pour des configurations à plus d'un atome dans le piège dipolaire
- un nombre moyen d'atomes supérieur à un et une statistique $P(n)$ quasiment poissonnienne pour un taux de chargement supérieur.

Enfin, nous avons montré que la prise en compte du terme de pertes à deux corps suffisait à expliquer ces deux phénomènes, nullement incompatibles, contrairement à ce que l'on pourrait penser au premier abord.

Bilan

Sur la figure 5.13, nous avons représenté le nombre moyen d'atomes obtenus en fonction du taux de chargement. Là encore, les trois phases, mises en évidence précédemment sur l'évolution des distributions de probabilité, se traduisent également sur ce nombre moyen. On repère aisément un plateau pendant lequel le nombre moyen d'atomes reste constant et égal à $\langle n \rangle = 0.5$. A faible chargement, l'évolution du nombre moyen d'atomes est similaire à ce que l'on obtient en ne prenant en compte que les pertes à un corps, c'est-à-dire :

$$\langle n \rangle = \frac{R_0}{\Gamma}$$

Par contre, dans la limite des très forts chargements, le nombre moyen d'atomes se rapproche de ce que prévoit l'équation différentielle 5.9, prenant en compte les pertes à deux corps et qui devient asymptotiquement de la forme :

$$\langle n \rangle = \sqrt{\frac{R_0}{\beta}}$$

Ce phénomène de blocage du chargement à cause des collisions peut s'interpréter si on remarque que ce processus, en présence de collisions, fait intervenir deux temps caractéristiques,

correspondant chacun à un taux de chargement caractéristique. Le nombre moyen d'atomes piégés est déterminé, en régime stationnaire, par l'égalité du flux entrant et du flux sortant. Comme il existe deux processus de pertes, on est donc en présence de deux taux de chargements critiques. De plus, comme le processus de pertes à deux corps n'intervient qu'à partir des configurations où $n > 1$, le premier processus à contrer, pour peupler la configuration $n = 1$, est celui provenant des pertes à un corps de taux Γ . Ce n'est qu'ensuite qu'il faut contrer les pertes collisionnelles pour peupler les états à plus de $n = 1$ atome.

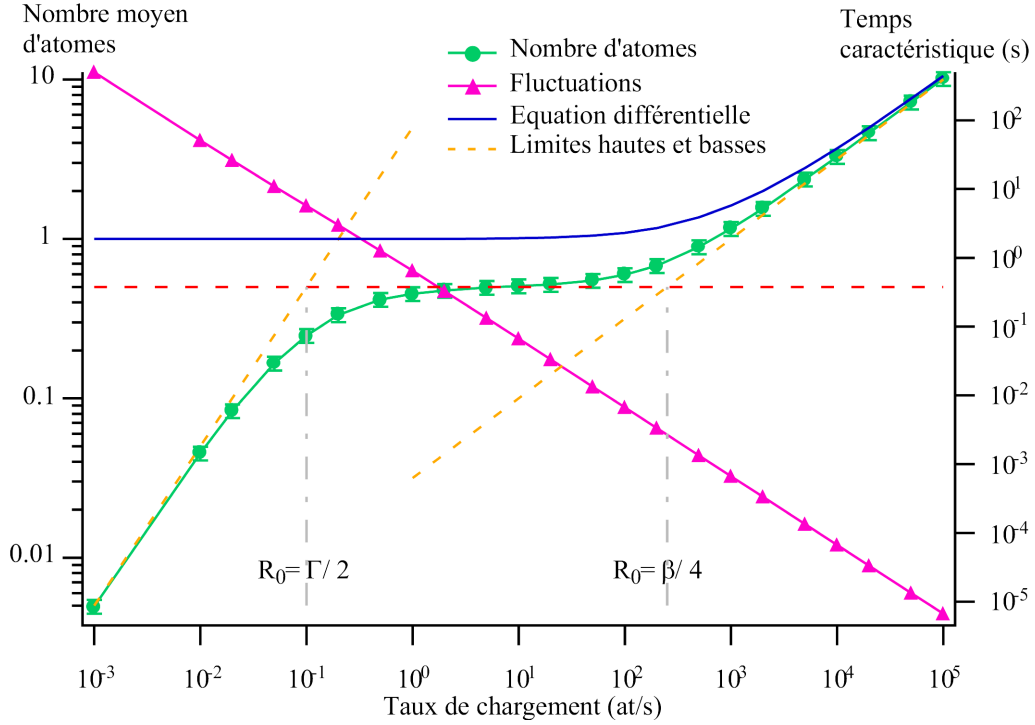


Figure 5.13: *Bilan des simulations numériques en fonction du taux de chargement. L'évolution du nombre moyen d'atomes présente bien trois phases, comme les distributions statistiques $P(n)$. En pointillé, on a représenté les deux limites de chargements. Pour de faibles taux de chargement R_0 , le terme à deux corps est absent et pour de grandes valeurs de R_0 , seul le terme à deux corps intervient. On a également représenté le temps caractéristique des fluctuations du nombre d'atomes et l'état stationnaire calculé à partir de l'équation différentielle.*

Commençons donc par raisonner sur de faibles taux de chargement. Dans ces conditions, on peut oublier les pertes à deux corps, puisqu'elles n'interviennent qu'en présence d'au moins deux atomes dans le piège. Dans cette limite, le nombre moyen d'atomes dans le piège dipolaire augmente linéairement avec le taux de chargement sous la forme :

$$\langle n \rangle = \frac{R_0}{\Gamma}$$

On peut d'ailleurs noter, sur la figure 5.13, que la simulation de type Monte-Carlo, à faible taux de chargement, suit bien cette évolution représentée en pointillés. Lorsqu'on augmente le taux de chargement et que ce dernier devient comparable au taux de pertes Γ , deux situations peuvent se présenter, puisqu'on est susceptible de peupler des configurations à plus d'un atome et, par conséquent, de commencer à prendre en compte le taux de collisions à deux corps, proportionnel à β .

Ce dernier, de la forme $\beta n(n-1)$, reste négligeable devant les pertes à un corps Γn tant que :

$$\beta(n-1) < \Gamma \quad \Leftrightarrow \quad n < N_c = \frac{\Gamma}{\beta}$$

Si $\beta \ll \Gamma$, on a $N_c \gg 1$ et les pertes à deux corps ne deviennent importantes qu'à grand nombre d'atomes. Ainsi, pour $n < N_c$, le nombre moyen d'atomes sera limité par les pertes à un corps, avant de subir une inflexion pour des taux de chargement susceptibles d'atteindre un nombre d'atomes moyen plus grand que N_c .

Par contre, si $\beta \gg \Gamma$, on a $N_c \ll 1$, ce qui signifie physiquement que le terme de pertes à deux corps devient dominant dès que deux atomes sont dans le piège dipolaire. On se retrouve alors dans la situation du modèle simplifié où deux atomes ne peuvent coexister dans le piège dipolaire. On a donc un blocage du chargement à une valeur moyenne $\langle n \rangle = 1/2$, valeur qui joue donc un rôle particulier dans le cas où $\beta \gg \Gamma$. Pour que les configurations à plus d'un atome commencent à se peupler, il faut que le taux de chargement R_0 compense le taux de pertes à deux corps asymptotique βn^2 , pour un nombre moyen d'atomes $\langle n \rangle = 1/2$, soit :

$$R_0 > \frac{\beta}{4}$$

Dans le régime de paramètres où $\beta \gg \Gamma$, on peut donc définir deux taux de chargements critiques pour la valeur moyenne particulière $\langle n \rangle = 1/2$. Le premier correspond au taux de chargement pour lequel on compense les pertes à un corps Γn , avec $\langle n \rangle = 1/2$, ce qui permet de peupler l'état $n = 1$, soit :

$$R_0^{(1)} = \frac{\Gamma}{2} \quad (5.11)$$

Le second est le taux de chargement qu'il faut atteindre pour compenser le taux de collisions βn^2 , avec $\langle n \rangle = 1/2$, soit :

$$R_0^{(2)} = \frac{\beta}{4} \quad (5.12)$$

Ainsi, quand $R_0^{(1)} < R_0^{(2)}$, ce qui est le cas de notre expérience, il existe toute une plage de valeur du taux de chargement pour laquelle on peut facilement peupler l'état $n = 1$, mais où l'arrivée des atomes est trop faible pour peupler les configurations dont le nombre d'atomes est supérieur. Le nombre moyen d'atomes atteint donc une valeur palier de $\langle n \rangle = 1/2$. Par contre, si on trouve que $R_0^{(1)} > R_0^{(2)}$, dès que le taux de chargement est suffisant pour contrer les pertes à un corps, il l'est également pour compenser les collisions dans les états à faible nombre d'atomes, faisant ainsi disparaître le plateau précédent.

5.2.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré que la prise en compte des collisions à deux corps permet de concilier deux observations a priori contradictoires. Elle permet de rendre compte à la fois d'un nombre d'atomes supérieur à un en régime de fort chargement, mais également de l'absence d'événements à deux atomes à faible chargement. De plus, nous avons montré que cet effet de blocage collisionnel n'est pas uniquement dû à un manque de résolution temporelle nous empêchant de voir les événements à plus d'un atome, mais que c'est une propriété fondamentale de la distribution du nombre d'atomes piégés.

Pour se rendre compte à quel point la taille de notre piège dipolaire est cruciale, nous avons calculé, pour différents waists, l'évolution du nombre moyen d'atomes avec le taux de chargement

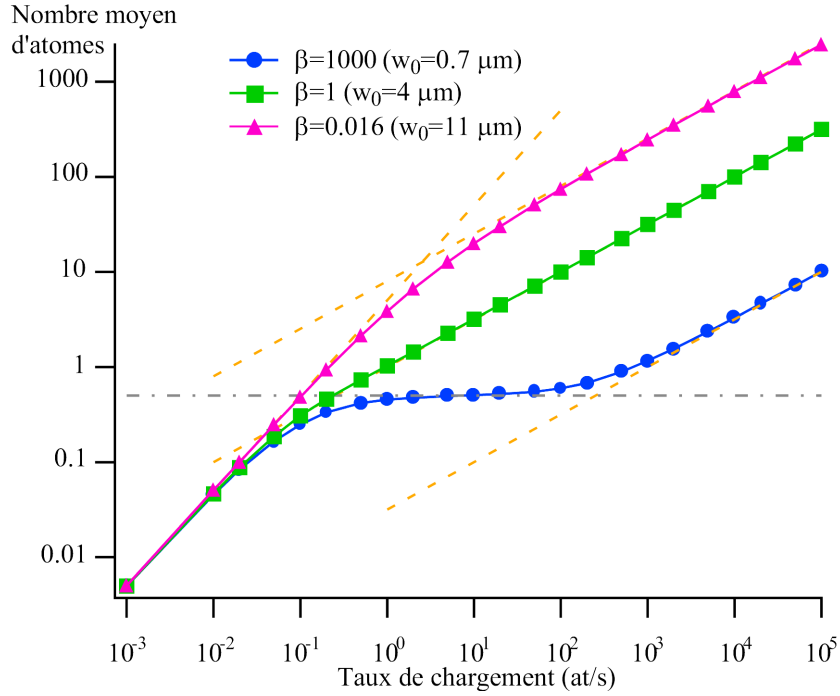


Figure 5.14: Evolution du nombre moyen d'atomes piégés en fonction du taux de chargement. La présence, ou non, du blocage de chargement par collision dépend de la valeur β (en $\text{at}^{-1}.\text{s}^{-1}$) du taux de pertes à deux corps et, par conséquent, du volume du piège.

R_0 , prévue par les simulations de type Monte-Carlo. Ces courbes sont représentées sur la figure 5.14.

Pour cette étude, nous avons pris, pour un waist de $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$, la valeur $\beta = 1000 \text{at}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Comme ce taux de collision est inversement proportionnel au volume du piège, lui-même proportionnel à w_0^4 , le fait de passer à un waist de $w_0 = 4 \mu\text{m}$ diminue considérablement la valeur de β . Et pour un waist plus conventionnel de $w_0 = 11 \mu\text{m}$, on ne dispose plus que d'un taux de collisions de $\beta = 0.016 \text{at}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Ainsi, la figure 5.14 montre bien qu'un waist de l'ordre du micron est effectivement nécessaire à la mise en évidence de ce phénomène de blocage collisionnel, propriété qui nous permet de limiter le nombre d'atomes piégés à un.

5.3 Paramètres du piège dipolaire

L'objet de cette partie est de connaître un peu mieux les paramètres du piège dipolaire en régime atome unique. Nous avons vu précédemment que la durée de vie de ce dernier, en présence de la mélasse, était de l'ordre de quelques secondes. Nous déterminerons donc sa durée de vie, en l'absence de refroidissement. De plus, comme la mesure du waist du faisceau ne peut pas être effectuée directement, nous mesurerons les fréquences d'oscillation du piège dipolaire pour remonter à la valeur du waist.

5.3.1 Durée de vie en l'absence de refroidissement.

En présence de refroidissement, la durée de vie moyenne d'un atome dans le piège dipolaire est de l'ordre de quelques secondes. En régime de chargement suffisamment faible, aucun autre

atome ne vient le chasser du piège avant qu'il ne parte à cause des processus de chauffage divers. Le but de cette étude est de vérifier que l'atome reste dans le piège dipolaire suffisamment longtemps, même en l'absence de refroidissement.

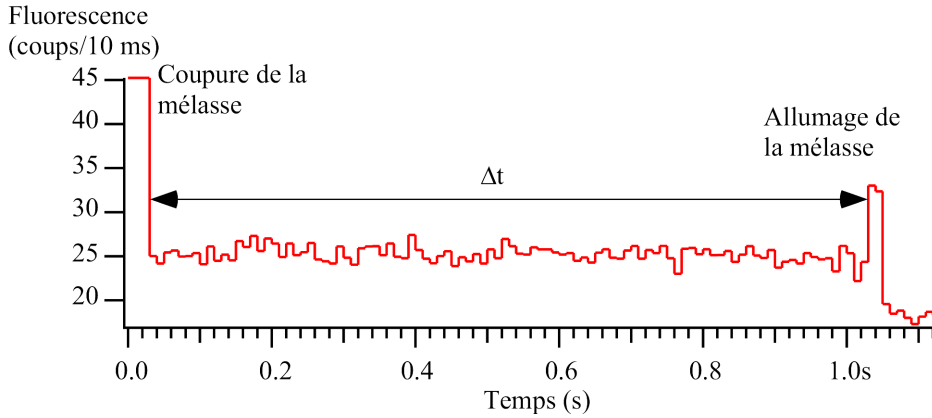


Figure 5.15: *Séquence temporelle moyennée sur 50 échantillons pour la détermination de la durée de vie d'un atome unique dans le piège dipolaire, en l'absence de refroidissement. Après une période de chargement, non représentée ici, on coupe la mélasse pendant une durée Δt , avant de la réactiver pour voir la fluorescence, ou non, de l'atome restant.*

Pour cela, nous avons effectué la séquence temporelle suivante. On active le piège dipolaire pendant 500 ms pour effectuer son chargement. A la fin de cette période, on mesure la fluorescence pendant 20 ms, ce qui nous permet de contrôler si un atome est présent ou non. En effet, grâce au grand taux de fluorescence d'un atome unique, on peut aisément placer un seuil pour la lumière de fluorescence reçue, ce qui permet de déterminer automatiquement la présence d'un atome unique piégé.

Ensuite, on coupe le repompeur de la mélasse afin de stopper le mécanisme de refroidissement. Comme le montre la séquence moyennée de la figure 5.15, la fluorescence disparaît immédiatement. Enfin, après un délai Δt , on réactive la mélasse pour faire fluorescer l'éventuel atome restant. En recommençant l'opération, on effectue une moyenne des différentes séquences mesurées, uniquement lorsqu'un atome était présent au début de celle-ci. Ainsi, la hauteur du pic après Δt , divisée par la fluorescence initiale, donne directement la probabilité pour qu'un atome, présent dans le piège dipolaire à $t = 0$, y soit encore après un délai Δt .

L'évolution de cette probabilité en fonction de la durée de coupure de la mélasse est représentée à la figure 5.16. Pour ces mesures, la puissance du piège dipolaire est de $P = 1$ mW, les faisceaux de ralentissement sont coupés et le désaccord de la mélasse est de $\delta = -5\Gamma$

On peut remarquer que la durée de vie est importante. Un atome présent à $t = 0$ a encore une probabilité $p = 1/2$ d'être piégé 2 secondes après la coupure de la mélasse. De façon plus quantitative, les points expérimentaux ont été ajustés par une exponentielle décroissante. Sur la figure 5.16, on constate qu'une telle loi s'accorde bien avec l'expérience, et qu'elle donne un temps caractéristique de $\tau = 2.2$ secondes.

On peut donc constater que la durée de vie du piège dipolaire, même en l'absence de refroidissement, est loin d'être négligeable.

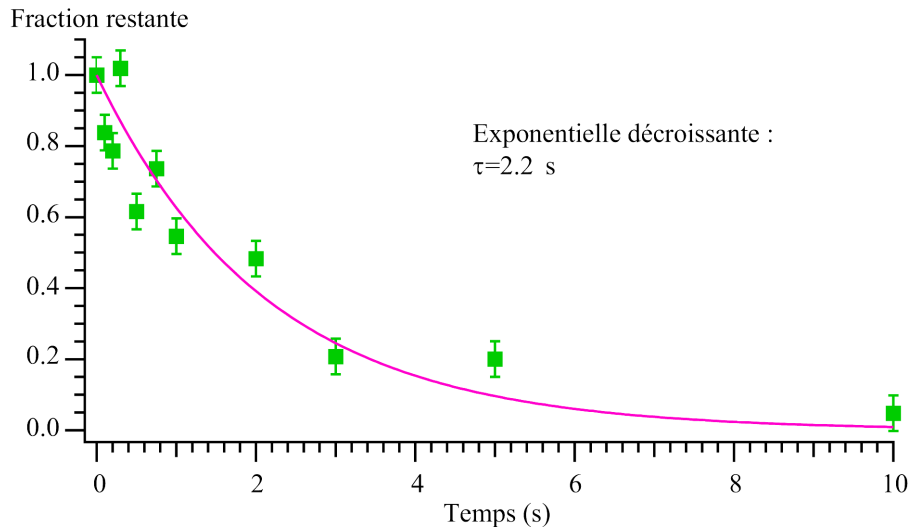


Figure 5.16: Evolution de la fraction restante dans le piège dipolaire en fonction de la durée de la coupure du mécanisme de refroidissement. Les points expérimentaux sont bien ajustés par une exponentielle décroissante de temps caractéristique $\tau = 2.2$ s.

5.3.2 Fréquences d'oscillations

La deuxième série de mesures que nous avons effectuée concerne les fréquences d'oscillation du piège dipolaire. Pour les mesurer, nous avons utilisé le principe du chauffage paramétrique [55]. Le principe de ces mesures repose sur une modification de la durée de vie en l'absence de refroidissement, lorsque l'on module, avec une fréquence donnée, la profondeur du piège dipolaire. Si la fréquence de modulation est le double de la fréquence propre du piège dipolaire, on s'attend à une nette diminution de la durée de vie à cause de la présence d'un chauffage paramétrique important.

Comme la puissance du piège dipolaire est contrôlée par un modulateur électro-optique, on ajoute une tension modulée à la tension continue qui commande ce dernier. Comme les fréquences d'oscillation du piège dipolaire sont assez élevées, on a vérifié que tous les éléments avaient une bande passante suffisante pour pouvoir utiliser des fréquences de modulations allant de 30 kHz à 800 kHz.

Plutôt que de mesurer réellement une durée de vie, nous avons travaillé à délai constant. En l'absence de modulation, on a constaté qu'un atome, présent à $t = 0$ dans le piège dipolaire, avait une probabilité $p = 1/2$ d'être encore piégé après une coupure de 2 secondes du refroidissement. Nous avons donc étudié cette probabilité en fonction de la fréquence de modulation et pour différentes amplitudes de modulation. L'ensemble des résultats expérimentaux sont résumés sur la figure 5.17, représentant la fraction restante après un délai sans refroidissement, en fonction de la fréquence de modulation du piège dipolaire.

L'obtention d'une telle courbe est assez délicate. Comme chaque point nécessite une acquisition comprise entre 15 et 30 minutes, il est nécessaire que l'expérience ne subisse aucune dérive pendant toute la durée des mesures.

La droite en pointillés représente la fraction restante en l'absence de modulation. Les deux séries de points expérimentaux ont été faites avec deux amplitudes de modulations différentes. Pour commencer, on peut noter deux fréquences pour lesquelles la durée de vie chute considérablement, l'une autour de $\nu_1 = 50$ kHz, l'autre entre 200 et 500 kHz. Ensuite, pour un

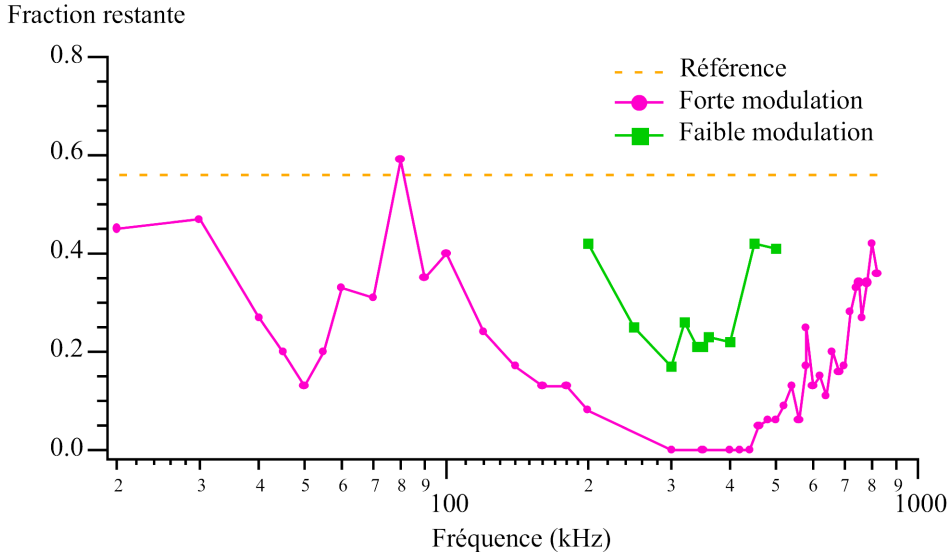


Figure 5.17: *Evolution de la probabilité pour un atome de rester piégé après 2 secondes sans mécanisme de refroidissement en fonction de la fréquence de modulation. L'expérience a été renouvelée pour différentes amplitudes de modulation.*

faisceau piège de $P = 1.1$ mW, dont le waist est de $0.85 \mu\text{m}$, on s'attend à des fréquences d'oscillation de :

$$\nu_{trans} = 130 \text{ kHz} \quad \text{et} \quad \nu_{long} = 25 \text{ kHz}$$

Avec ces valeurs, on s'attend à des résonances aux fréquences doubles, c'est-à-dire à 50 kHz et 260 kHz. Comme les résultats expérimentaux ne sont pas en contradictions avec ces valeurs, ils confirment la très petite taille du waist. Cependant, la résonance pour les fréquences élevées est très élargie puisque celle-ci s'étale sur près de 300 kHz. En diminuant l'amplitude de modulation, nous avons réduit sa largeur à 150 kHz entre 250 et 400 kHz. Pour expliquer cet élargissement, on peut penser que si les atomes ne sont pas très froids, ils sont sensibles à l'anharmonicité du potentiel. Par exemple, entre le centre du piège et une distance longitudinale égale à la longueur de Rayleigh, la fréquence transversale varie du simple au double, expliquant alors l'élargissement observé.

De plus, si la fréquence de résonance basse est autour de 50 kHz, celle qui se situe dans les hautes fréquences est plutôt centrée autour de 350 kHz. On peut retrouver ces valeurs si on considère un waist de $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$ et une puissance de $P = 1$ mW. Dans ce cas, on trouve :

$$\nu_{trans} = 180 \text{ kHz} \quad \text{et} \quad \nu_{long} = 50 \text{ kHz}$$

Dans ces conditions, la valeur de la fréquence transverse correspond bien à une résonance à $2\nu_{trans} = 360$ kHz, mais la fréquence longitudinale n'est pas adaptée à une résonance à 50 kHz, sauf si l'excitation n'était pas paramétrique. Une autre explication provient de ce que l'approximation gaussienne n'est sans doute plus valable pour une ouverture numérique aussi importante. Ainsi, si la taille transversale du faisceau est effectivement de $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$, il se peut que la longueur sur laquelle le faisceau diverge soit plus importante, conduisant à une fréquence d'oscillation longitudinale plus faible. De plus, dans le cas de faisceaux très focalisés, la taille du spot présente une certaine asymétrie en fonction de la polarisation [83]. Cet effet peut donc conduire également à un élargissement de la fréquence transverse.

Pour conclure, ces mesures ne nous ont pas permis de déterminer sans ambiguïté la valeur du waist du faisceau du piège dipolaire. Cependant, les fréquences de résonances élevées confirment une valeur inférieure au micron.

5.4 Evaluation de la température des atomes

Jusqu'à présent, nous avons gardé sous silence le problème de la température de l'atome capturé dans le piège dipolaire. La détermination de ce paramètre s'étant révélée relativement difficile, nous n'avons pas réussi, à l'heure actuelle, à déterminer précisément à quelle profondeur du piège dipolaire l'atome se situe. Pourtant, pour de nombreuses raisons, la connaissance de la température de l'atome piégé serait très précieuse.

D'une part, elle permettrait de savoir quelle type de refroidissement, effectué par la mélasse, agit dans le piège dipolaire. S'il est assez intuitif de penser que le refroidissement Doppler agit jusqu'à une certaine profondeur, l'effet des mécanismes sub-Doppler, comme le refroidissement par gradient de polarisation, semble plus compromis, étant donné que la taille du piège est du même ordre de grandeur que la structure de l'onde stationnaire responsable de ce refroidissement. En effet, pour des pièges dipolaires dont le waist est plus important, le refroidissement par gradient de polarisation devrait conduire à des températures sub-Doppler [54].

D'autre part, la connaissance de la température du piège dipolaire permettrait également de connaître les états vibrationnels peuplés. Pour donner quelques ordres de grandeurs, considérons une fréquence d'oscillation typique de $\nu_{trans} = 200$ kHz. Traduite en échelle de température, cette fréquence correspond à $9 \mu\text{K}$. Ainsi, si la température de l'atome piégé était de l'ordre de grandeur de celle du piège magnéto-optique, il se trouverait quasiment dans l'état fondamental du piège dipolaire. Pour une température Doppler de $T_D = 140 \mu\text{K}$, qui correspond à une fréquence $\Gamma/2 = 3$ MHz, le nombre moyen de phonons correspondant est de l'ordre de 15.

Dans cette partie, nous nous proposons de déterminer un intervalle dans lequel se situe la température du piège dipolaire. Tout d'abord, nous réaliserons une expérience qui s'apparente à une mesure classique de temps de vol. Ensuite, en diminuant la profondeur du piège dipolaire, la valeur pour laquelle l'atome s'échappe nous donnera une borne supérieure de la température du piège. Nous compléterons enfin cette étude en utilisant la valeur des déplacements lumineux moyens vus par l'atome, pour évaluer la température de ce dernier.

5.4.1 Mesure de type temps de vol

Le principe de ces mesures est de laisser évoluer, dans la mélasse, un nuage atomique ou un atome unique. Cependant, plutôt que de regarder cette évolution dans son ensemble en suivant la taille du nuage au cours du temps, on mesure localement la vitesse à laquelle la densité atomique décroît. On suppose, pour commencer, que le piège dipolaire crée un nuage dont la densité, notée $n(\vec{r})$, sera considérée gaussienne. Une fois lâchés, ces atomes gardent une répartition gaussienne et ont une extension d'autant plus rapide que la température est grande, donnée par :

$$n(\vec{r}, t) = n_0 \frac{1}{2\pi\sigma_r^2(t)} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_z^2(t)}} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma_r^2(t)}\right] \exp\left[-\frac{z^2}{2\sigma_z^2(t)}\right]$$

où $\sigma_r(t)$ et $\sigma_z(t)$ sont respectivement les rayons à mi-hauteur de la distribution atomique dans les directions radiale et longitudinale, données par :

$$\begin{cases} \sigma_r^2(t) = \sigma_{r_0}^2 + \frac{kT}{m}t^2 \\ \sigma_z^2(t) = \sigma_{z_0}^2 + \frac{kT}{m}t^2 \end{cases} \quad \text{où } T \text{ est la température}$$

En toute rigueur, σ_{r_0} et σ_{z_0} dépendent de la température. Cependant, l'ordre de grandeur du paramètre kT/U_0 , trouvé lors de l'étude des collisions, semble montrer que, dans le cas de notre piège dipolaire, la densité reproduit la forme du piège. On prend donc, comme dimension transversale, la valeur du waist $\sigma_{r_0} = w_0 = 0.7 \mu\text{m}$ et, comme dimension longitudinale, la valeur de la longueur de Rayleigh, $\sigma_{z_0} = z_r = 1.9 \mu\text{m}$.

La figure 5.18 représente le profil de la densité atomique au cours du temps. On sait que l'évolution de la taille caractéristique du nuage permet de déterminer la température initiale de ce dernier. De plus, comme le nombre d'atomes reste constant au cours de l'évolution, la diminution de la densité au centre de la distribution permet, elle aussi, une détermination de la température du nuage, et c'est cette solution que nous avons choisie.

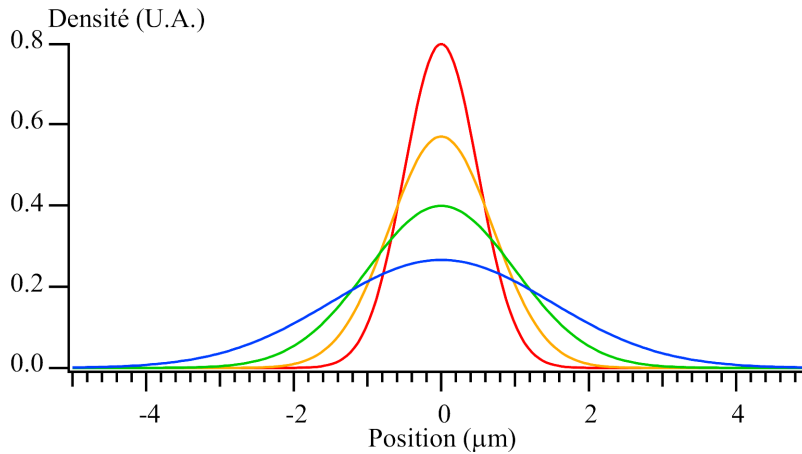


Figure 5.18: *Evolution du nuage atomique en évolution libre. Au fur et à mesure que le nuage s'étale, sa densité centrale diminue. Comme le nombre d'atomes reste constant, la densité au centre diminue avec le même temps caractéristique que l'étalement. Cette décroissance permet donc également de remonter à la valeur de la température du nuage atomique initial.*

La profondeur de champ de l'objectif MIGOU étant très faible, la fluorescence mesurée sur la photodiode à avalanche provient d'un très petit volume, de l'ordre de quelques microns cube. Le signal que l'on obtient peut donc être considéré comme une mesure de densité locale. De façon plus rigoureuse, il faut calculer précisément la contribution de toutes les parties de la distribution au signal de la photodiode, en fonction de leur position dans le champ de l'objectif.

On considère donc que l'ensemble des atomes de la distribution sont responsables d'un signal de fluorescence, localement proportionnel à $n(\vec{r}, t)$. Pour évaluer le signal $s(t)$ finalement mesuré par la photodiode, il faut pondérer cette distribution par la proportion $\eta(\vec{r})$ de fluorescence récoltée sur celle-ci, en fonction de la position au niveau du piège dipolaire. Cette fonction, déterminée à la section 2.5.5 pour un pixel de la caméra, est également valable en considérant que le trou de filtrage, qui se trouve devant la photodiode à avalanche, joue le même rôle qu'un

pixel. Ainsi, à l'instant t , le signal reçu par la photodiode a donc la forme :

$$s(t) = \int n(\vec{r}, t) \eta(\vec{r}) d\vec{r}$$

Le temps caractéristique de cette décroissance permet de donner un ordre de grandeur de la température du piège dipolaire ou de la mélasse. Dans le cas d'un atome unique, il est un peu délicat de parler de densité du piège dipolaire. Cependant, ces résultats s'appliquent parfaitement si on considère que la probabilité de présence de l'atome unique en \vec{r} est proportionnel à $n(\vec{r})$. De cette façon, en moyennant un grand nombre d'expériences identiques, on doit retrouver la même loi que l'on aurait obtenue dans le cas d'un nuage contenant un grand nombre d'atomes, tous à la même température. C'est pourquoi, dans la suite de cette partie, nous parlerons de densité atomique plutôt que de distribution de probabilité.

Atome dans la mélasse

Pour commencer nous avons examiné, en régime à un atome, la décroissance du pic qui apparaît à la coupure du piège dipolaire (cf figure 4.8), décroissance qui traduit à quelle vitesse un atome unique diffuse à l'intérieur de la mélasse. Pour cela, on suppose que le temps de thermalisation est suffisamment court pour que l'atome, initialement à la température du piège dipolaire, soit à la température du piège magnéto-optique lors de sa décroissance. La figure 5.19, qui n'est autre qu'un zoom sur la décroissance du pic, représente la décroissance de la fluorescence du centre de la distribution, due à l'étalement de celle-ci.

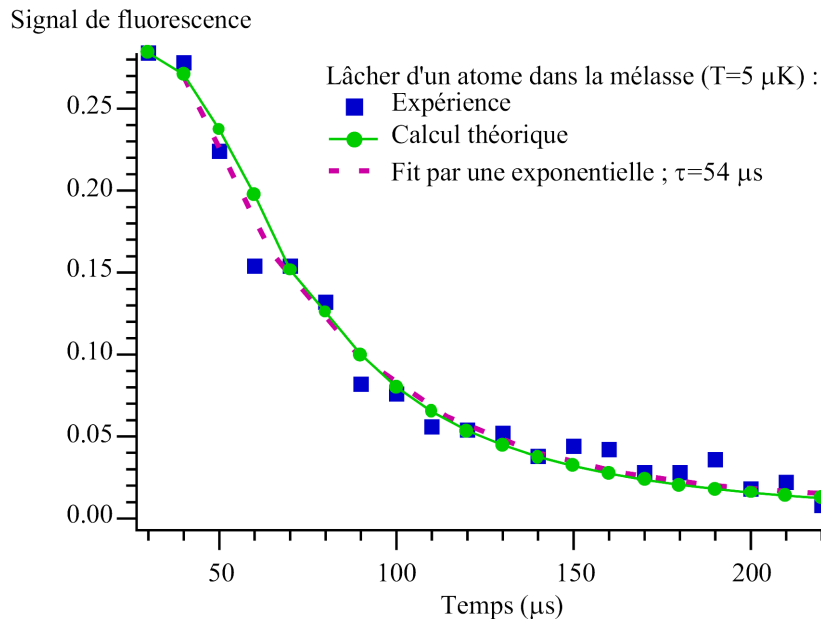


Figure 5.19: *Décroissance de la fluorescence d'un atome unique, initialement présent dans le piège dipolaire. Cette décroissance est reliée à l'étalement d'une distribution statistique de température $T = 5 \mu\text{K}$, dont on mesure la fluorescence du centre à l'aide de la photodiode à avalanche.*

Les points expérimentaux sont tout à fait compatibles avec la décroissance calculée, que l'on aurait dans le cas d'une distribution, dont la taille initiale est celle du piège dipolaire, et qui s'étaie à une température de $T = 5 \mu\text{K}$. De plus, la forme de la distribution obtenue n'est guère

différente d'une exponentielle décroissante, dont le temps caractéristique est défini à partir de la vitesse moyenne des atomes. Pour une distance caractéristique de l'ordre de $d = 1 \mu\text{m}$ et une température de $T = 5 \mu\text{K}$, le temps caractéristique de l'étalement est de l'ordre de :

$$\tau = \frac{d}{\bar{v}} = \frac{d\sqrt{m}}{\sqrt{kT}} = 45 \mu\text{s}$$

valeur conforme à celle que nous avons obtenue en ajustant la décroissance expérimentale avec une exponentielle décroissante.

Cependant, l'étalement observé n'est pas une véritable extension balistique, puisque l'atome est toujours soumis à la force de frottement de la mélasse. C'est pourquoi, ces séquences ne permettent d'obtenir qu'un ordre de grandeur de la température de la mélasse, d'autant plus que ce type d'analyse dépend de la taille initiale du nuage, géométrie qui n'est pas parfaitement connue. Pour conclure, si cette étude ne permet pas d'obtenir une mesure exacte de la température du piège magnéto-optique, elle assure toutefois que sa température est de l'ordre de la dizaine de μK .

Atome du piège dipolaire

Pour évaluer la température du piège dipolaire, nous avons fait les séquences suivantes, dans le régime où un atome unique est piégé. On commence par charger le piège dipolaire pendant une durée de 500 ms. Ensuite, on mesure la fluorescence provenant du piège dipolaire pendant 20 ms, pour vérifier si un atome est présent dans le piège. Dans ce cas, on désactive la mélasse, en coupant le repompeur, et on lâche l'atome en coupant le faisceau du piège dipolaire. Après un délai δt , on réactive la mélasse pour vérifier si l'atome est toujours présent.

En itérant l'opération et en moyennant les enregistrements de fluorescence, celle qui est mesurée après le délai δt nous renseigne sur la probabilité qu'a un atome de rester au niveau du piège après avoir été lâché.

La figure 5.20 représente la hauteur du pic obtenu à la réactivation de la mélasse, en fonction du délai qui le sépare de la coupure du piège dipolaire. Cette courbe est proportionnelle à la proportion d'atomes restants au centre de la distribution, après un vol balistique de durée t .

Comme précédemment, les points expérimentaux sont cohérents avec une décroissance de la densité du centre d'une distribution atomique, qui s'étale à cause d'une température $T = 50 \mu\text{K}$. Cette fois, contrairement au cas de la décroissance du pic de fluorescence qui représentait l'étalement d'une distribution en présence de la mélasse, cette évolution correspond bien à une extension balistique. Malheureusement, on ne peut pas en déduire une température absolue du piège dipolaire. En effet, la durée de coupure du faisceau du piège dipolaire étant de l'ordre de $15 \mu\text{s}$, l'extension observée, dont le temps caractéristique est également de l'ordre $20 \mu\text{s}$, ne peut pas être considérée comme balistique. Ainsi, le temps caractéristique observé est plus une signature de la coupure du piège dipolaire, qu'un effet de la température. La seule conclusion que l'on puisse tirer de ces mesures est une valeur inférieure de la température des atomes du piège dipolaire. Comme l'évolution de la densité semble suivre la coupure du piège dipolaire, il est probable que le temps caractéristique de l'étalement du nuage, dû à sa température, est beaucoup plus court que la durée nécessaire à la coupure du piège dipolaire. On peut donc conclure que la température du piège dipolaire est nettement supérieure à $50 \mu\text{K}$, c'est-à-dire que sa température est sans doute supérieure à la température Doppler.

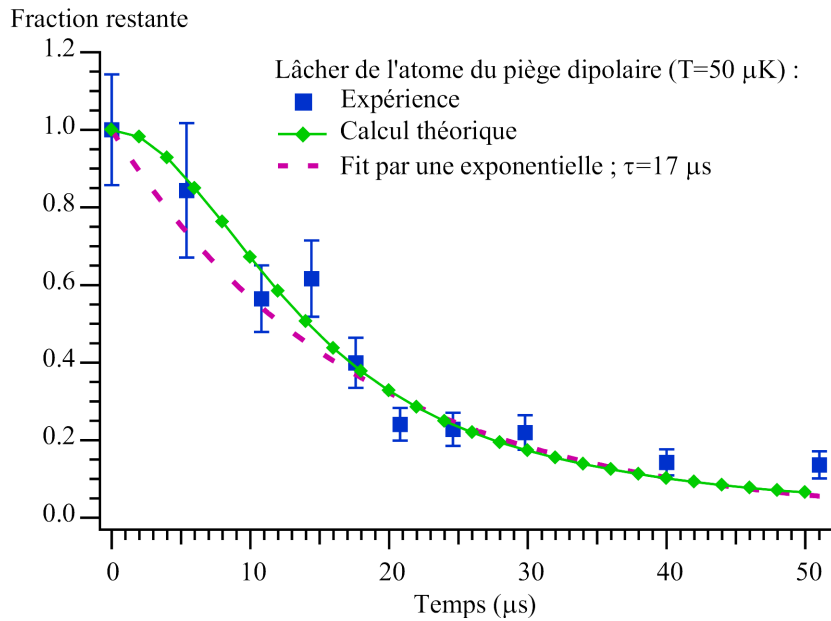


Figure 5.20: *Décroissance de la fluorescence d'un atome unique, initialement présent dans le piège dipolaire. Cette décroissance est reliée à l'étalement d'une distribution statistique de température $T = 50 \mu\text{K}$, dont on mesure la fluorescence du centre, à l'aide de la photodiode à avalanche.*

Conclusion

Dans cette partie, nous avons effectué un vol balistique d'un atome unique du piège dipolaire. Le temps caractéristique de cette évolution étant de l'ordre du temps qu'il faut pour couper ce dernier, nous avons conclu que la température du piège dipolaire était supérieure à $50 \mu\text{K}$. De plus, en considérant que l'étalement du même type de distribution en présence de la mélasse avait un temps caractéristique donné par la température du piège magnéto-optique, nous avons vérifié que la température de ce dernier est bien une température sub-Doppler.

5.4.2 Rampes de puissances

Nous avons vu qu'il existait un seuil de puissance en dessous duquel le piège dipolaire ne pouvait pas fonctionner, aussi bien en régime d'atome unique, comme nous l'avons vu dans ce chapitre, qu'en fort chargement. Nous allons donc utiliser cette idée pour obtenir un ordre de grandeur de la température.

Si on part d'une situation où un atome unique est piégé avec une certaine puissance de piège dipolaire, on peut ensuite diminuer la profondeur du piège et voir à quel moment l'atome va s'échapper. Nous avons donc réalisé ce type de séquences de la façon suivante. En régime de faible chargement, on laisse le piège dipolaire se charger pendant 500 ms. Après cette phase, sur la photodiode à avalanche, on récolte, pendant 20 ms, la fluorescence provenant du piège dipolaire pour vérifier qu'un atome s'y trouve bien. Dans ce cas, on diminue linéairement la puissance du piège dipolaire à partir de $P = 1.8 \text{ mW}$ jusqu'à couper entièrement celui-ci. On réalise enfin une moyenne sur 2000 échantillons de ces séquences, pour obtenir une courbe du type de celle de la figure 5.21. Sur la gauche, on a représenté, en parallèle, l'évolution du taux de fluorescence et de la puissance du piège dipolaire. Sur la droite, on a directement tracé le

taux de fluorescence en fonction de la puissance du faisceau piège.

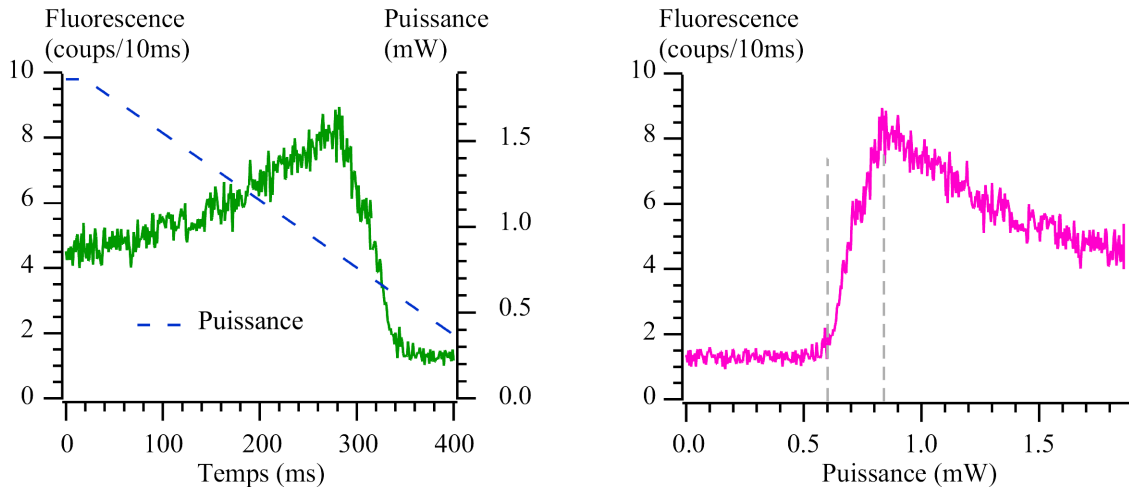


Figure 5.21: *Evolution de la fluorescence d'un atome unique lorsque l'on diminue continûment la puissance du piège dipolaire. A gauche, évolution temporelle de la fluorescence provenant de l'atome piégé lorsque la puissance du piège dipolaire diminue. A droite, on a représenté le taux de fluorescence mesuré en fonction de la puissance du piège.*

Tout d'abord, on retrouve encore une fois la même puissance de seuil $P \simeq 0.7$ mW, correspondant à une piège d'environ 1.1 mK de profondeur. Cependant, à cause du temps de thermalisation de l'atome lors de la rampe de puissance, relier ces courbes à la température initiale du piège est difficile. D'une part, il faut que la rampe de puissance soit suffisamment rapide pour que la température de l'atome reste constante jusqu'à son départ. Sur les données présentées ici, pour lesquelles la rampe de puissance dure près de 500 ms, ce n'est vraisemblablement pas le cas. De plus, la valeur de la fluorescence de l'atome unique en fonction de la puissance du piège dipolaire est la même que celle que nous avons obtenue en régime permanent et que nous présenterons au paragraphe suivant.

D'autre part, si on essaie de faire chuter la puissance plus rapidement, la courbe de fluorescence suit, au départ, la même évolution, mais ne tombe à zéro que pour une puissance moins élevée. Cependant, cette diminution apparente du seuil est uniquement due à un phénomène de durée de vie des atomes dans un piège peu profond. En effet, lors de la rampe, une fois que la puissance atteint une valeur proche du seuil, les atomes mettent un certain temps à s'échapper. Pour une rampe lente, la puissance ne varie que très peu pendant cet intervalle de temps et le seuil, qui apparaît sur la courbe représentant la fluorescence de l'atome en fonction de la puissance du piège, est donc effectivement la puissance en dessous de laquelle le piège dipolaire ne fonctionne plus. Par contre, pour une rampe rapide, pendant que les atomes s'échappent, la puissance du piège varie énormément, faisant ainsi apparaître artificiellement un seuil plus faible sur les courbes représentant la fluorescence de l'atome en fonction de la puissance.

Pour conclure, cette méthode ne permet pas de déterminer la température initiale de l'atome dans le piège dipolaire. Tout au plus, elle donne une borne supérieure, qui n'est autre que la profondeur du puits, ce qui n'est pas d'une grande utilité. Par contre, cette méthode, qui consiste à diminuer la profondeur d'un piège, n'est pas sans rappeler le principe du refroidissement évaporatif. Dans notre cas, où seul un atome est capturé, il est difficile de parler d'un tel mécanisme, mais une telle séquence devrait, sans doute, conduire à un mécanisme de refroidissement. En effet, pour une faible profondeur, l'atome est plus sensible à la mélasse qui le refroidit. A

partir de là, si on augmente brutalement la puissance du piège dipolaire, l'atome voit s'élever les barrières de potentiel autour de lui, sans faire varier son énergie cinétique et il se retrouve ainsi piégé au fond du potentiel.

5.4.3 Evaluation des déplacements lumineux.

Une dernière méthode, permettant de se donner une idée de la température des atomes du piège dipolaire, consiste à comparer les déplacements lumineux effectifs vu par l'atome à la profondeur totale du piège dipolaire. La perte de fluorescence observée dans le piège dipolaire peut être reliée au déplacement lumineux de la raie D₂, qui vient s'ajouter au désaccord du piège magnéto-optique. La température de l'atome dans le piège dipolaire sera mesurée par l'intermédiaire du paramètre :

$$\eta = \frac{kT}{U_0}$$

qui donne la température du piège par rapport à la profondeur U_0 du piège dipolaire.

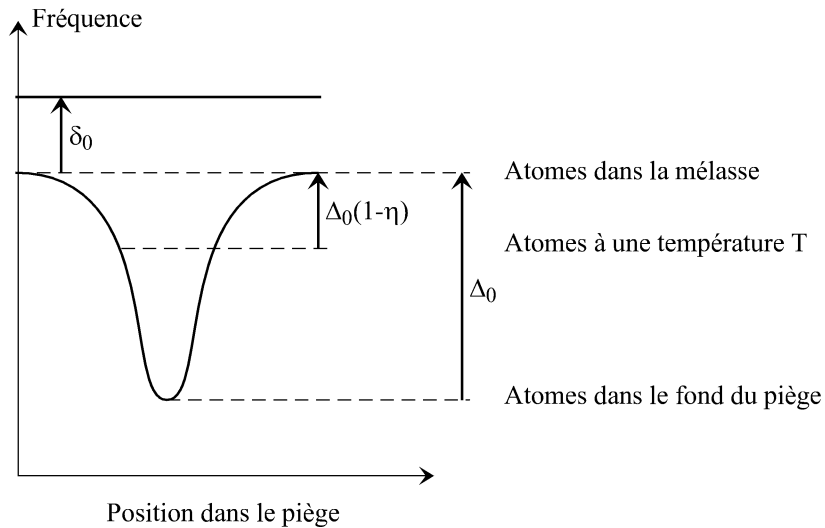


Figure 5.22: Désaccord des faisceaux de la mélasse en fonction de la position de l'atome dans le piège dipolaire et de sa température.

L'évolution du désaccord de la mélasse dans le piège dipolaire est schématisée sur la figure 5.22. Dans la suite, nous noterons δ_0 le désaccord de la mélasse en l'absence de déplacements lumineux. Pour un waist de $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$ et une puissance de $P_0 = 1 \text{ mW}$, le déplacement maximum de la raie D₂ est de $\Delta_0 = 50 \text{ MHz}$, soit 8.3Γ , où $\Gamma = 6 \text{ MHz}$ est la largeur naturelle de l'atome de Rubidium. Pour d'autres puissances P , ce déplacement devient :

$$\Delta(P) = \Delta_0 \frac{P}{P_0}$$

Ainsi, le désaccord d'un atome qui se situerait au fond du piège dipolaire serait de $\delta_0 + \Delta(P)$. Par contre, si ce dernier a une température T , il n'est sensible qu'à un déplacement lumineux effectif $(1 - \eta)\Delta(P)$.

Dans l'approximation de l'atome à deux niveaux, le taux de fluorescence émis est donné par :

$$\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad \text{avec} \quad s = \frac{2I}{I_{sat}} \frac{1}{1 + 4(\delta/\Gamma)^2}$$

où δ est le désaccord, I l'intensité de l'onde et I_{sat} l'intensité de saturation. L'effet des déplacements lumineux se traduit uniquement sur le paramètre de saturation s , par l'intermédiaire du désaccord δ . Dans le piège dipolaire, ce dernier devient :

$$\delta(P) = \delta_0 + (1 - \eta)\Delta(P)$$

au lieu de δ_0 .

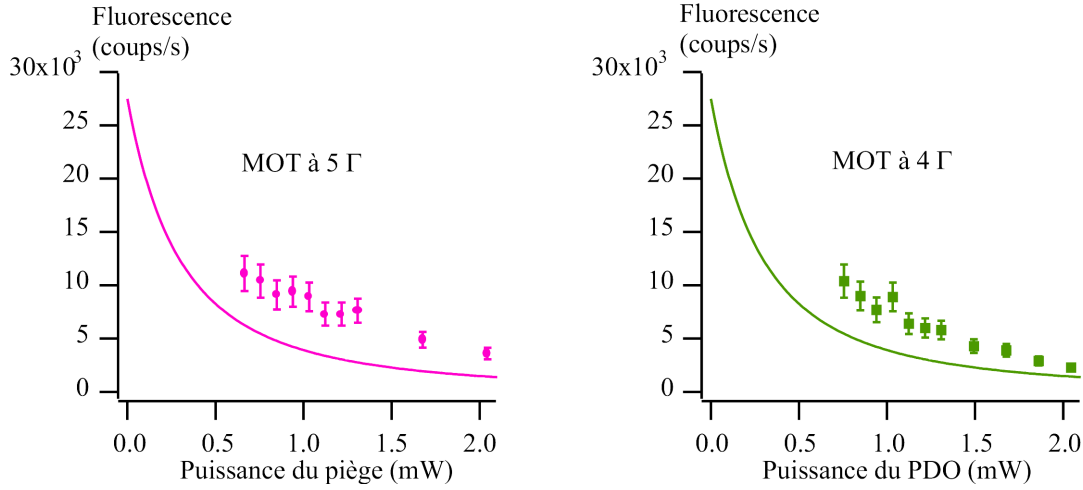


Figure 5.23: Taux de fluorescence d'un atome unique en présence des déplacements lumineux provoqués par le piège dipolaire. En trait plein, on a représenté le taux de fluorescence que l'on obtiendrait si l'atome était au fond du potentiel avec une température nulle.

Dans la limite des faibles paramètres de saturation, le taux de fluorescence devient proportionnel à s , et le rapport $\alpha(\eta, P)$ entre la fluorescence d'un atome dans le piège dipolaire et dans la mélasse prend alors la forme :

$$\alpha(\eta, P) = \frac{n}{n_0} = \frac{4\delta_0^2 + \Gamma^2}{4[\delta_0 + \delta(P)]^2 + \Gamma^2} \quad \text{avec} \quad \delta(P) = \delta_0 + (1 - \eta)\Delta(P) \quad (5.13)$$

La connaissance de ce rapport permet donc, connaissant la puissance du piège dipolaire, de déterminer la valeur de la température du piège dipolaire par l'intermédiaire du paramètre η . De plus, ce rapport étant indépendant de la puissance des faisceaux de la mélasse, ainsi que de l'efficacité de collection, il ne fait intervenir que des grandeurs facilement mesurables. Connaissant le taux de fluorescence n_0 d'un atome dans la mélasse en l'absence de déplacements lumineux, l'expression 5.13 permet de calculer le taux de fluorescence d'un atome au fond du piège dipolaire, en prenant $\eta = 0$.

Tout d'abord, nous avons réalisé une séquence classique d'allumage est de coupure du piège dipolaire en régime d'atome unique. Ainsi, la hauteur du pic à la coupure du piège dipolaire nous donne le taux de fluorescence d'un atome dans le piège magnéto-optique. Nous avons obtenu $n_0 = 27500$ coups/s/at. Ensuite, pour différents désaccords de la mélasse et différentes puissances P de piège dipolaire, nous avons réalisé des séquences pendant lesquelles le piège dipolaire est toujours activé, donnant des signaux de fluorescence de la forme de la figure 5.1. A partir des histogrammes de la lumière de fluorescence récoltée sur la photodiode à avalanche, on déduit le taux de fluorescence d'un atome en présence de déplacements lumineux.

L'ensemble de ces mesures sont représentées sur la figure 5.23, pour deux désaccords du piège magnéto-optique. Ce dernier n'a que peu de conséquences sur le taux de fluorescence

mesuré. En effet, on ne peut le faire varier que sur une faible plage, c'est-à-dire entre 3Γ et 6Γ , et la principale conséquence de cette variation est une détérioration du fonctionnement de la mélasse qui charge le piège dipolaire. Le phénomène le plus marquant, observé sur le piège dipolaire, est que le seuil de puissance, à partir duquel le piège dipolaire commence à capturer des atomes, augmente pour de faibles désaccords du piège magnéto-optique. Ce phénomène peut s'interpréter en considérant, qu'à faibles désaccords, les atomes de la mélasse sont initialement plus chauds, donc plus difficiles à capturer.

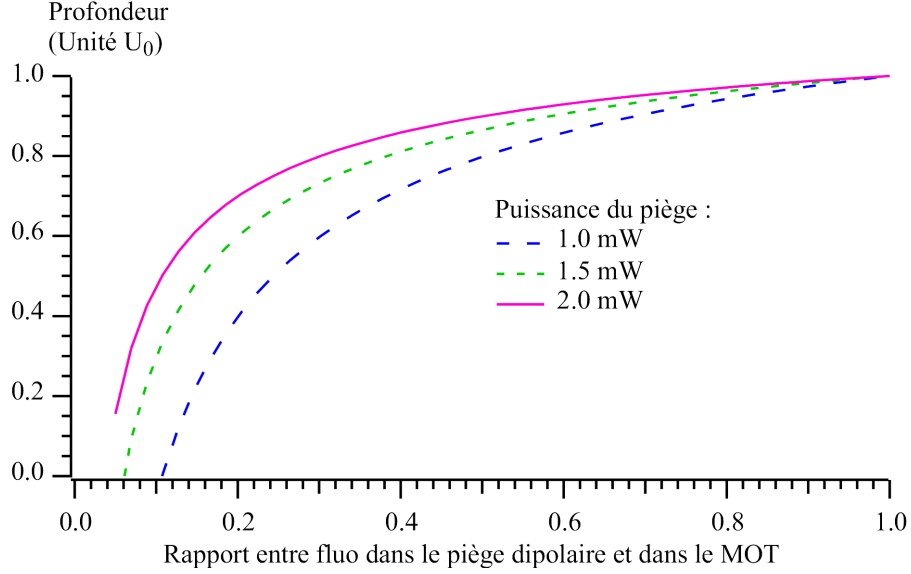


Figure 5.24: Evolution du paramètre $\eta = kT/U_0$, qui donne la température de l'atome piégé normalisée par la profondeur U_0 du piège dipolaire, en fonction du taux de fluorescence obtenu à cause des déplacements lumineux. Le désaccord du piège magnéto-optique est de $\delta_0 = 4\Gamma$

Les résultats de la figure 5.23 montrent que le taux de fluorescence par atome diminue avec une augmentation de la profondeur du piège. Cette effet prouve que l'atome est piégé d'autant plus profond dans le piège dipolaire que la puissance de ce dernier est importante. Enfin, le taux de fluorescence de l'atome piégé étant supérieur à ce qu'il serait si l'atome était au fond du potentiel, sa température est donc non négligeable devant la profondeur du potentiel. Avec les paramètres de notre piège dipolaire et une puissance de $P = 1$ mW, sa profondeur est de $U_0 = 1.6$ mK.

Pour déterminer un ordre de grandeur de la température des atomes à partir des données de la figure 5.23, il suffit d'inverser l'expression 5.13, pour obtenir la profondeur effective des atomes η en fonction du rapport α du taux de fluorescence mesuré en présence de déplacement lumineux et dans la mélasse :

$$\eta = 1 + \frac{\delta_0}{\Delta(P)} - \frac{\Gamma}{\Delta(P)} \sqrt{\frac{1 - \alpha + 4(\delta_0/\Gamma)^2}{4\alpha}} \quad (5.14)$$

L'évolution de ce paramètre, en fonction de α et pour différentes puissances de piège dipolaire, est représentée sur la figure 5.24. Sur ces courbes, on peut constater que le taux de fluorescence diminue assez vite, même pour des atomes peu profonds dans le piège dipolaire. Pour des atomes au fond du piège dipolaire, le taux de fluorescence n'est plus que de 5 à 10 % de ce qu'il est en l'absence de déplacements lumineux. Enfin, plus le taux de fluorescence devient faible, plus

l'évaluation de la température est imprécise. A cause de la forte variation de η en fonction du paramètre α , une grande variation de température n'a pas de grandes conséquences sur le taux de fluorescence, du moins lorsque la profondeur de l'atome est assez importante.

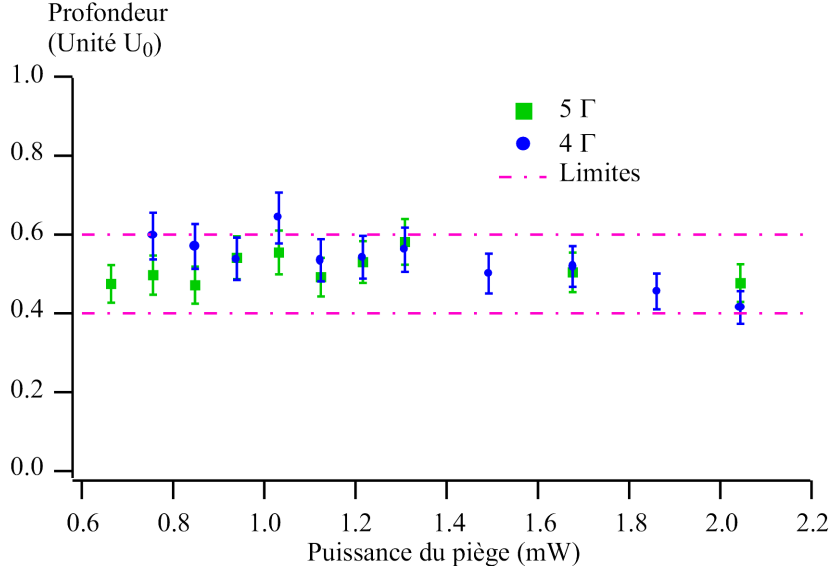


Figure 5.25: *Température des atomes piégés en fonction de la puissance du piège dipolaire. Le paramètre η , qui donne la température du piège par rapport à sa profondeur peut être considéré comme constant.*

Nous avons donc utilisé l'expression 5.14 pour déterminer la température de l'atome piégé. L'ensemble des mesures obtenues, pour différents désaccords du piège magnéto-optique et différentes profondeurs de piège dipolaire, sont toutes résumées sur la figure 5.25, où l'on a tracé le paramètre η en fonction de la puissance du piège dipolaire.

La première remarque que l'on peut faire concerne l'indépendance de la température avec la profondeur du piège dipolaire : quelque soit la puissance du faisceau qui crée le piège dipolaire, le paramètre η est de l'ordre de $\eta = 0.5$, c'est-à-dire que l'atome se situe à la moitié de la profondeur du puits.

Ensuite, cette constance a déjà été mise en évidence dans des pièges contenant un grand nombre d'atomes [71], avec le même type d'ordre de grandeur pour le paramètre η . De façon absolue, les températures typiques que l'on obtient sont donc comprises entre $500 \mu\text{K}$, pour une puissance de piège $P = 0.7 \text{ mW}$, et 1.6 mK , pour une puissance de 2 mW . On peut, au passage, noter que la valeur du paramètre η , que l'on a mesurée ici, est tout à fait compatible avec celle qui a été choisie pour la détermination du taux de collisions à deux corps β , au paragraphe 5.2.4.

Par contre, cette méthode est très critique en ce qui concerne la taille du waist qui a été choisie pour faire ces évaluations de température. Dans cette partie, nous avons utilisé la valeur minimale que l'on puisse atteindre avec notre dispositif, soit $w_0 = 0.7 \mu\text{m}$. Si on passe à une valeur $w_0 = 0.8 \mu\text{m}$, le paramètre η ne vaut plus que 0.4 et descend à $\eta = 0.1$ pour $w_0 = 0.9 \mu\text{m}$. La valeur de la température obtenue est donc une borne supérieure.

5.4.4 Conclusions

Nous avons donc mis en œuvre diverses méthodes dans le but de déterminer la température de l'atome capturé dans le piège dipolaire. Dans un premier temps, nous avons utilisé une

méthode basée sur des temps de vol, mais nous avons suivi l'évolution du centre de la distribution atomique, plutôt que d'étudier son élargissement. Cette technique nous a permis, d'une part, de vérifier que la température du piège magnéto-optique était bien sub-Doppler, mais son utilisation dans le cas du piège dipolaire n'a pu nous donner la valeur de la température de l'atome qui y est piégé, à cause du délai présent à la coupure de ce dernier. Nous avons cependant pu conclure que celle-ci était supérieure à la température Doppler.

Ensuite, l'utilisation des déplacements lumineux moyens vus par les atomes nous a permis de montrer que la température de celui-ci est indépendante de la profondeur du piège dipolaire, dans le sens que le rapport $\eta = kT/U_0$ reste constant. Par cette méthode, nous avons obtenu une borne supérieure de la température, c'est-à-dire que $\eta = kT/U_0 < 0.5$, valeur qui redonne un taux de collisions cohérent avec celui que nous avons mesuré et utilisé au paragraphe 5.2.4. Enfin, nous avons également étudié le comportement de l'atome piégé lorsque l'on diminue progressivement la profondeur du piège dipolaire. Si cette méthode ne nous a pas permis de mesurer la température de l'atome, elle pourrait éventuellement être à la base d'une méthode simple de refroidissement. De plus, en l'utilisant en régime de fort chargement, où le nombre d'atomes est supérieur à un, la présence éventuelle de refroidissement évaporatif se doit d'être vérifiée.

5.5 Réalisation de pièges multiples

Après avoir montré qu'il était possible de piéger et de détecter un atome unique dans un piège dipolaire, nous allons aborder, dans cette partie, la réalisation de pièges multiples. Notre dispositif permettant de garder un atome unique pendant quelques secondes, dans un volume de quelques microns cube, il est possible de créer d'autres pièges identiques au premier pour ainsi pouvoir approcher, de façon parfaitement contrôlée, deux atomes uniques jusqu'à des distances de quelques microns.

Les motivations pour la réalisation d'un tel dispositif sont nombreuses. Dans le contexte de l'information quantique, la réalisation de portes logiques passe par un contrôle très fin de l'interaction entre les qubits. On est certes assez éloigné de ce que pourrait véritablement être un ordinateur quantique, mais un double piège permettrait, dans un premier temps, d'étudier finement les interactions qui peuvent exister entre les deux atomes de chaque piège, puis, ultérieurement, l'idée serait d'utiliser cette interaction pour la réalisation d'une porte de phase ou encore d'états intriqués.

Hors de ce contexte, les applications d'un tel dispositif ne manquent pas non plus. Par exemple, le piégeage de deux particules individuelles, à distances finement réglables, permet de réaliser des collisions contrôlées, processus également envisagé pour la réalisation de portes de phases.

5.5.1 Solutions envisagées

Pour la réalisation de pièges doubles ou multiples, plusieurs solutions peuvent être envisagées. Cependant, quelque soit celle qui sera retenue, il est inutile de doubler le dispositif optique : nous utiliserons à chaque fois le même objectif MIGO pour réaliser les pièges dipolaires. La solution la plus simple, à laquelle on peut penser et qui est représentée sur la figure 5.26, est de réaliser une figure de diffraction dans le plan focal de l'objectif.

En effet, si on place un réseau sur le chemin du faisceau du piège dipolaire, avant son entrée dans l'objectif, on disposera, à l'intérieur du piège magnéto-optique, de plusieurs ordres de diffraction, donc de plusieurs pièges dipolaires, dont la taille, toujours fixée par la dimension de

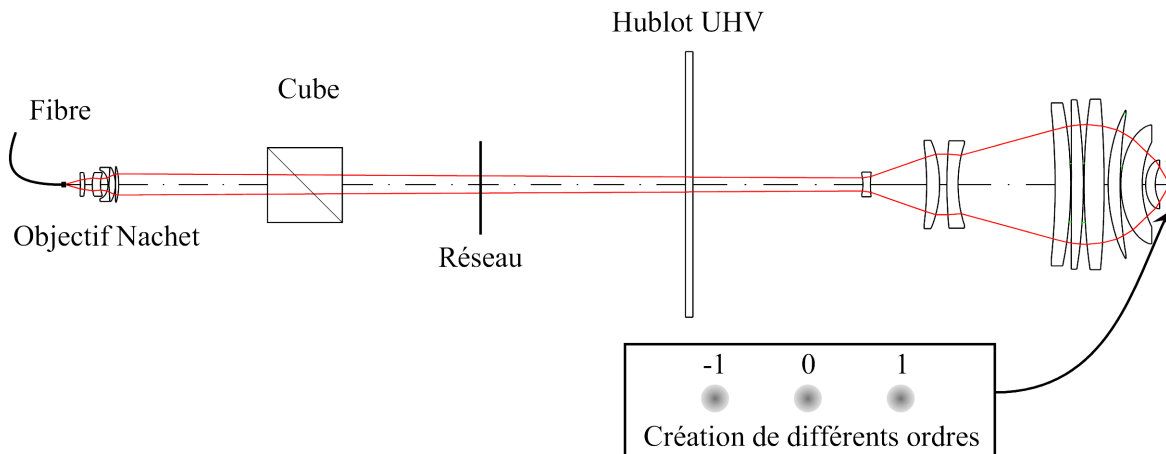


Figure 5.26: Schéma de principe pour la réalisation de pièges dipolaires multiples à l'aide d'un réseau de diffraction. Ce dernier, placé sur le faisceau du piège dipolaire avant l'entrée dans l'objectif, va donner naissance, au niveau du piège magnéto-optique, à différents ordres de diffraction, dont le nombre et l'amplitude relative dépendra de la forme de réseau choisie. La taille du spot d'un des ordres, toujours limitée par la pupille, sera de l'ordre du micron.

la pupille, sera de l'ordre du micron. En prenant un réseau sinusoïdal et en choisissant convenablement le pas, on peut ainsi réaliser un triple piège dipolaire, dont les trois puits sont espacés de quelques microns.

On peut, bien sûr, prendre un réseau de diffraction classique. Cependant, dans cette optique, l'utilisation de cristaux nématiques twistés [80] permet une plus grande souplesse. Dans le cas d'un réseau simple, la distance entre les ordres diffractés dépend du pas du réseau. Ainsi, faire varier le pas du réseau diffractant permet de contrôler la distance entre les différents pièges.

Pour réaliser un tel dispositif, il suffit d'utiliser un écran à cristaux liquides, formé d'un quadrillage de pixels en cristal nématique twisté. Dans un certain régime de fonctionnement, ces matériaux ont la particularité de déphaser l'onde incidente proportionnellement à la tension qu'on leur applique [81]. Grâce à cette propriété, il a été montré qu'on peut réaliser, par exemple, des lentilles de Fresnel avec de tels écrans [82]. Dans notre cas, en choisissant convenablement les tensions à appliquer à chaque pixel, on peut ainsi réaliser un réseau de phase. Comme la transmission en amplitude est constante, ce réseau n'absorbe pas et on dispose de toute l'énergie disponible dans le faisceau pour réaliser les pièges dipolaires. Enfin, comme les écrans à cristaux liquides sont pilotés par ordinateurs, et que leur temps de réponse est de l'ordre du taux de rafraîchissement d'un écran classique, on peut piloter, en temps réel, le pas du réseau et, par conséquent, la distance entre les différents pièges.

Le seul défaut d'un tel dispositif concerne la déformation du front d'onde qu'il risque d'apporter. En effet, les pixels de ces écrans ne sont en général pas jointifs. Les supports de ces pixels sont donc susceptibles, en déformant le front d'onde, de détériorer la qualité de focalisation de l'objectif. De plus, cette structure est responsable d'une certaine absorption du faisceau piège, ainsi que d'une diffraction parasite, à cause du maillage de cet écran. Pour toutes ces raisons, nous avons choisi de commencer par un dispositif légèrement plus lourd, mais qui offre encore une plus grande souplesse.

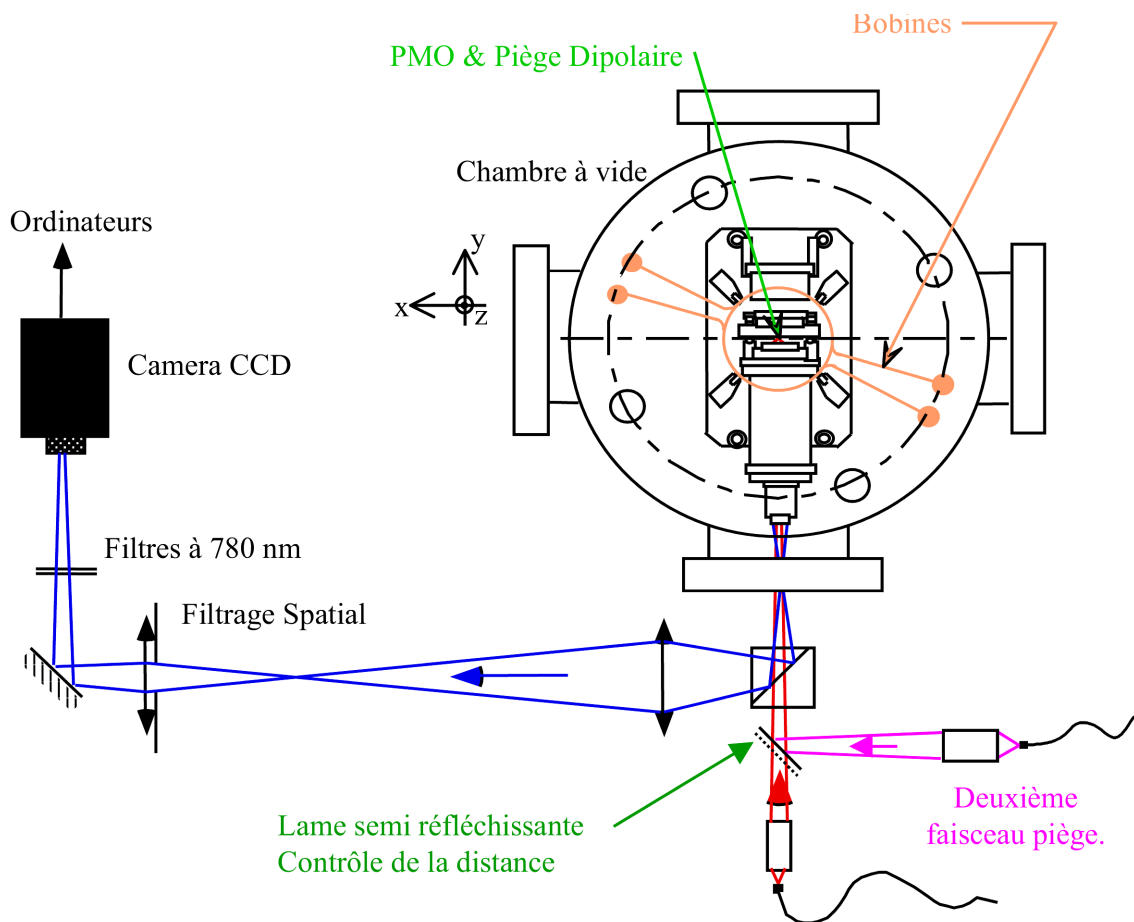


Figure 5.27: Dispositif expérimental de réalisation du double piège. Un deuxième faisceau, issu d'une fibre identique et collimaté par le même objectif commercial, est superposé au premier faisceau piège et passe à travers le même objectif MIGOU. Comme les deux faisceaux font un très petit angle entre eux, ils ne focalisent pas au même point. Une simple lame semi-réfléchissante permet de contrôler la position du second piège dipolaire par rapport au premier.

5.5.2 Dispositif expérimental retenu

Le dispositif retenu, dans un premier temps, consiste tout simplement à doubler le premier piège dipolaire. Comme le montre la figure 5.27, on utilise un deuxième laser titane-saphir que l'on couple à l'intérieur d'une fibre optique monomode, à conservation de polarisation, afin d'effectuer un filtrage spatial. On utilise ensuite un objectif de microscope NACHET, identique à celui du premier piège, pour collimater le faisceau.

Enfin, on superpose le second faisceau piège avec le premier, à l'aide d'une lame semi-réfléchissante. Ainsi, comme le second laser piège a la même géométrie, il va focaliser dans le même plan que le premier, avec un waist identique. Cependant, grâce à la lame semi-réfléchissante, on introduit un petit angle entre les deux faisceaux, de sorte qu'ils ne focalisent pas au même endroit. Ainsi, en modifiant uniquement l'angle de cette lame, on contrôle aisément la distance qui sépare les deux pièges dipolaires formés. De plus, nous avons utilisé deux lasers différents pour éviter les éventuelles interférences entre les deux faisceaux.

Enfin, le dispositif d'imagerie n'a pas été modifié. Sa résolution spatiale doit permettre de

distinguer deux pièges dipolaires, s'ils sont séparés d'une distance supérieure à $d = 3 \mu\text{m}$.

5.5.3 Observation d'un double piège

En régime de fort chargement, c'est-à-dire que le piège magnéto-optique fonctionne en parallèle avec les deux pièges dipolaires, une image typique observée sur la caméra CCD est représentée sur la figure 5.28. Sur la partie gauche, on constate que l'on a bien deux pièges dipolaires, dont la géométrie est identique à celle qui a été étudiée jusqu'ici. On dispose donc, dans chaque puits, d'environ une dizaine d'atomes. La distance qui sépare les deux pièges est de 4 pixels, c'est-à-dire environ $4 \mu\text{m}$, et le dispositif d'imagerie est tout à fait capable de les résoudre.

Comme la profondeur de champ du dispositif d'imagerie n'est que de quelques microns, le fait de visualiser convenablement les deux pièges en même temps est la preuve qu'ils sont dans le même plan.

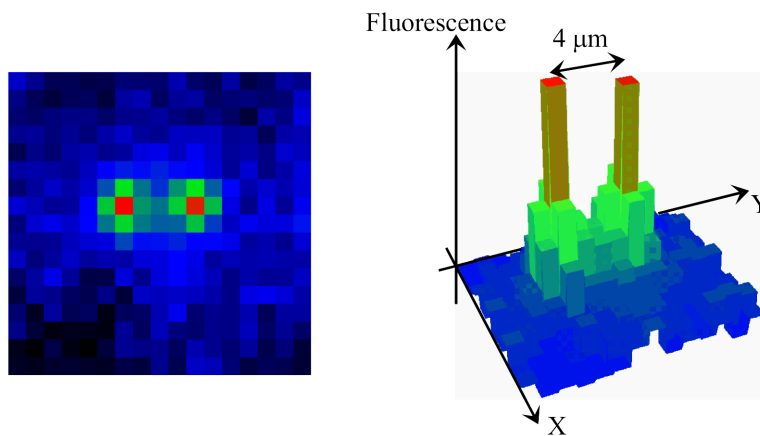


Figure 5.28: *Visualisation d'un double piège dipolaire avec la caméra CCD. La résolution de l'imagerie permet de résoudre parfaitement ces deux pièges, distants de $4 \mu\text{m}$ dans le cas présent. La taille de chaque piège est comparable à celle que nous avons obtenue jusque là avec un faisceau unique.*

La partie droite de la figure 5.28 représente la même image qu'à gauche, mais sous la forme d'une vue tri-dimensionnelle. On a tracé, en fonction de la position (X, Y) sur la CCD, la quantité de fluorescence récoltée. On constate donc que les deux pièges ont à peu près le même signal. Par ailleurs, les deux pics étant parfaitement séparés, cette image montre que notre système d'imagerie permet effectivement de résoudre deux objets distants de $4 \mu\text{m}$.

Comme les propriétés des deux pièges semblent identiques, on s'est également placé en régime de faible chargement. Dans ce cas, on voit les atomes arriver un par un dans chacun des deux pièges dipolaires. Dans ce régime de fonctionnement, on a donc quatre configurations possibles : soit aucun atome n'est présent, soit on dispose d'un atome unique dans le site de droite ou de gauche, soit on dispose de deux atomes uniques, un à gauche et un à droite. Comme la durée de vie de chacune de ces configurations est de l'ordre de la seconde, on peut facilement les observer avec la caméra CCD, et c'est ce que nous avons représenté sur la figure 5.29, où les quatre scénarios possibles sont représentés. De plus, comme nous avons montré qu'il était impossible de charger plus d'un atome à la fois dans un piège unique, on sait que chaque piège ne contient au plus qu'un atome.

Dans ce régime, on peut donc disposer, pendant quelques secondes, de deux atomes uniques, piégés chacun dans un site, dont le volume est de l'ordre du micron cube, et séparé d'une distance

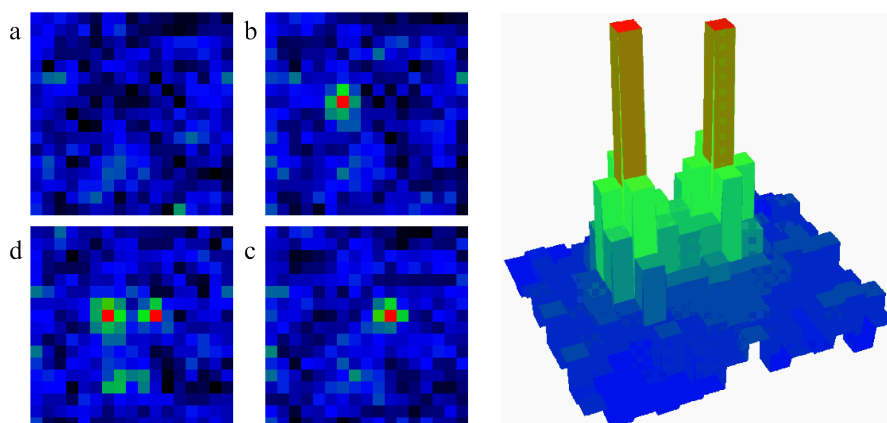


Figure 5.29: *Différentes configurations rencontrées en régime de faible chargement. Soit aucun atome n'est piégé (a), soit un atome unique est capturé dans le site de gauche (b) ou de droite (c), soit deux atomes uniques sont répartis entre le site de droite et de gauche (d).*

de quelques microns.

Enfin, en régime de fort chargement, nous avons testé la possibilité que l'on a de déplacer un des pièges par rapport à l'autre. Pour cela, nous avons simplement tourné la vis qui contrôle l'angle de la lame semi-réfléchissante, utilisée pour superposer les deux faisceaux des pièges dipolaires. En effectuant des acquisitions en continu avec la caméra CCD, on peut voir le second piège dipolaire se déplacer en temps réel.

5.5.4 Perspectives

Les perspectives ouvertes par un tel dispositif sont nombreuses, aussi bien en régime de faible chargement qu'à fort chargement. Tout d'abord, le fait de disposer de deux pièges identiques peut permettre des études plus fines sur l'un des deux pièges. En effet, on peut partir d'une situation dans laquelle les deux pièges sont parfaitement identiques, puis faire varier les paramètres d'un des pièges (puissance, longueur d'onde...), le second servant de référence. Dans ces conditions, on s'affranchit des autres causes de fluctuations pouvant essentiellement venir du processus de chargement, c'est-à-dire du piège magnéto-optique.

D'un point de vue plus fondamental, puisque l'on dispose maintenant de deux atomes individuels, capturés à quelques microns de distance, on peut désormais chercher et tester des idées pour les faire interagir au niveau quantique, afin de réaliser des opérations logiques, comme une porte de phase, ou des états intriqués. Pour réaliser de telles opérations, les propositions théoriques ne manquent pas [17, 18], il conviendra donc de les adapter à notre système et de choisir celle qui est susceptible de donner le meilleur résultat. En particulier, parmi toutes ces propositions, certaines sont extrêmement sensibles à la distance entre les deux atomes. Dans notre cas, comme la température des atomes est assez importante, la distance qui les sépare n'est connue qu'à un ou deux microns près, ce qui est malheureusement inacceptable pour certains schémas de portes de phases. Dans ce cas, il sera nécessaire d'utiliser un processus de refroidissement annexe pour les atomes.

Par exemple, le refroidissement Raman par bandes latérales permet de refroidir l'atome dans le niveau fondamental du puits [74, 75], ce qui permet de diminuer considérablement les problèmes de fluctuations de distances. Par ailleurs, il a été montré qu'un refroidissement Raman par bandes latérales est possible, sans ajout de faisceaux supplémentaires, en utilisant

simplement une géométrie un peu plus complexe des faisceaux des pièges dipolaires [52].

Nous avons cependant montré qu'il était possible d'adapter des schémas de portes de phases, de façon à réduire leur sensibilité aux fluctuations des distances séparant les atomes. Par exemple, il est possible de réaliser une porte de phase basée sur l'interaction importante qui existe entre les atomes, s'ils sont portés dans un état de Rydberg [18]. En adaptant cette idée à notre schéma expérimental, nous avons montré qu'il était théoriquement possible d'obtenir un basculement de la porte en $\tau = 10 \mu\text{s}$, pour une distance entre atomes de $3 \mu\text{m}$, et que cette distance n'était pas trop critique [19].

Enfin, une propriété importante, qu'il va être utile de vérifier avant toute opération, est la durée de cohérence de notre système : il faudra que cette durée soit importante si l'on désire effectuer des opérations cohérentes, comme des portes de phases ou réaliser des états intriqués.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'il était possible de piéger les atomes un par un, mais également de les détecter individuellement sur une photodiode à avalanche ou encore sur une caméra CCD. Pour cela, il suffit de diminuer considérablement le taux de chargement, c'est-à-dire que la mélasse, à partir de laquelle on charge le piège dipolaire, est très diluée.

Ensuite, nous avons mis en évidence une des propriétés les plus importantes de notre piège dipolaire. En augmentant le taux de chargement, nous avons constaté que la distribution du nombre d'atomes dans le piège était fortement sub-poissonnienne. Autrement dit, à cause de la petite taille du piège dipolaire, il est impossible d'y capturer en même temps plus d'un atome. En effet, quand un atome arrive dans un piège déjà occupé, les deux atomes s'échappent. Ainsi, en augmentant le taux de chargement, on atteint un régime limite dans lequel la probabilité d'avoir un piège vide est égale à celle d'avoir un atome unique piégé. De plus, les transitions entre ces deux configurations sont d'autant plus rapides que le taux de chargement est élevé. Ce phénomène particulier a finalement été attribué à un simple processus de pertes à deux corps. Cependant, dans un régime où ce taux de perte est très élevé, même à très petit nombre d'atomes, il existe toute une plage de taux de chargement pour laquelle le nombre d'atomes ne peut excéder un.

Enfin, après avoir évalué par plusieurs méthodes la température de l'atome piégé, nous avons réalisé un second piège dipolaire, en doublant le dispositif utilisé jusqu'ici. Nous avons alors montré qu'il était possible de capturer, pendant quelques secondes, deux atomes uniques à quelques microns de distance, et que cette dernière est très facilement réglable par la simple inclinaison d'une lame semi-réfléchissante.

Conclusion

Au cours de ce travail de thèse, nous avons montré qu'il était possible de réaliser un piège dipolaire dont le volume se limite à quelques microns cube. Pour cela, nous avons utilisé toutes les performances d'un objectif de microscope conçu et réalisé au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée. Nous avons également pu en faire une image directe sur une caméra CCD et étudier ses propriétés à l'aide d'une photodiode à avalanche.

Nous avons ensuite pu tirer profit de sa petite taille, en nous plaçant dans un régime de faible chargement, dans lequel les atomes arrivent suffisamment lentement dans le piège, pour permettre de les capturer et de les visualiser un par un. En particulier, le piège dipolaire réalisé étant capable de conserver un atome unique pendant plusieurs secondes dans un volume de quelques microns cube, on est capable de manipuler des particules individuelles à l'échelle du micron. Dans ce régime de fonctionnement, nous avons, par ailleurs, constaté que la statistique du nombre d'atomes piégés était sub-poissonnienne. Plus exactement, il est impossible de capturer, en même temps, deux atomes dans le piège dipolaire : dès qu'un second atome arrive dans la zone de capture, les deux atomes s'échappent.

Ce phénomène, étroitement lié à la petite taille de notre piège dipolaire, provient de ce que le paramètre contrôlant les collisions est inversement proportionnel au volume de capture. C'est pourquoi, dans notre cas, sa grande valeur donne lieu à un *blocage collisionnel* du chargement, c'est-à-dire que pour toute une plage de taux de chargement, le nombre moyen d'atomes est limité à $\langle n \rangle = 1/2$ et la configuration dans laquelle deux atomes sont piégés simultanément est interdite. Il a par ailleurs été montré que ce phénomène de *blocage collisionnel* était spécifique à notre dispositif expérimental.

Enfin, à l'aide d'un second faisceau laser piège, nous avons réalisé un second piège dipolaire, identique au premier et dans lequel, également, un seul atome peut prendre place. En contrôlant uniquement l'inclinaison relative des deux faisceaux des pièges, on peut modifier, à volonté, la distance séparant les deux atomes capturés. Nous avons également noté que ce dispositif permettait de passer facilement à un nombre de pièges encore plus élevé. Ainsi, la possibilité de manipuler des atomes individuels à l'échelle du micron et de contrôler leur position relative à la même échelle ouvre de nombreuses perspectives.

La possibilité de disposer de deux atomes uniques, côte à côte et séparés d'une distance n'excédant pas $3 \mu\text{m}$, constitue un système modèle du point de vue de l'information quantique. En effet, nous avons trouvé un schéma expérimental permettant d'utiliser cette configuration dans la réalisation d'une porte de phase [19]. De plus, une telle situation peut permettre de créer des états intriqués à plusieurs particules. Pour conclure, ce dispositif est donc très prometteur en ce qui concerne les possibilités qu'il offre dans la manipulation cohérente de particules individuelles.

Appendice A

Compléments sur le piège dipolaire en absorption

Cette annexe vient compléter l'étude du piège dipolaire observé par absorption. Après une étude de sa durée de vie, nous aborderons une étude concernant sa température.

A.1 Durée de vie

Dans le but de mieux caractériser notre piège dipolaire, nous avons, dans un premier temps, déterminé sa durée de vie. La méthode habituelle pour ce genre d'expérience est de couper le chargement du piège en question et d'étudier le temps nécessaire à sa disparition.

A.1.1 Séquence temporelle

En pratique, comme c'est le piège magnéto-optique qui assure le chargement du piège dipolaire, il existe plusieurs façons de le couper. La première, qui consiste simplement à couper le champ magnétique, présente l'avantage de laisser la mélasse en fonctionnement. Ainsi, on peut espérer que les atomes du piège dipolaire sont encore refroidis. L'autre possibilité est de couper les repompeurs en même temps que le champ magnétique. De cette façon, les atomes, qui ne sont plus repompés efficacement, ne sont plus refroidis non plus.

Avant de lancer la séquence temporelle adéquate, on observe le piège dipolaire en continu, afin de choisir la fréquence de la sonde qui compense au mieux les déplacements lumineux. Ensuite, la séquence temporelle de cette expérience, schématisée sur la figure A.1, se déroule de la façon suivante :

- A l'instant $t = 0$, un signal logique TTL coupe le chargement (champ magnétique seul ou champ magnétique + Repompeurs)
- La caméra commence à faire une acquisition qui durera $\Delta t = 4$ ms, mais ne reçoit de la lumière que pendant la durée du flash. Cette durée est en fait la plus courte que nous puissions obtenir. En effet, pour diminuer le rapport entre la lumière parasite et celle provenant de la sonde, il est préférable d'avoir un temps d'acquisition qui se rapproche le plus possible de la durée du flash.
- A l'instant t , tel que t soit à l'intérieur de la fenêtre d'acquisition de la caméra, on envoie sur les atomes un flash provenant de la sonde. Sa durée est de $\delta t = 30 \mu\text{s}$.

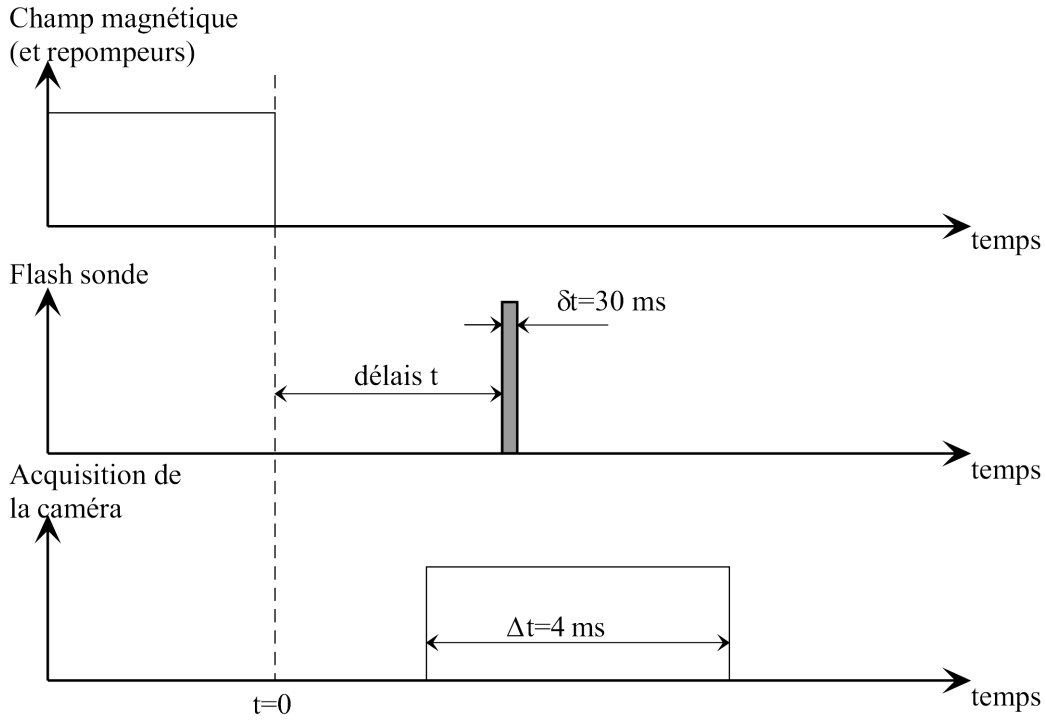


Figure A.1: Différents signaux de la séquence temporelle utilisée pour la mesure de la durée de vie du piège dipolaire. Les niveaux hauts correspondent à un état de marche.

En itérant le processus et en faisant varier le retard t , on obtient une suite d'images du piège dipolaire, à partir desquelles on peut tirer les caractéristiques de son évolution en l'absence de chargement.

A.1.2 Pompage optique dans le système

A la section 3.2.2, nous avons signalé que le pompage optique induit par la sonde pouvait être important. A cause de l'échelle de temps du mouvement des atomes, la durée de flash a été fixée à une valeur de $\delta t = 30 \mu\text{s}$ et ne peut guère être augmentée. Pour utiliser des puissances de sonde suffisamment faibles, on travaille avec la caméra numérique Sensys, bien plus sensible que la caméra vidéo utilisée précédemment. Pour cette durée de flash, la plus petite puissance de sonde détectable sur la caméra est de l'ordre de $P_s = 5 \mu\text{W}$. Pour un faisceau de $r = 3 \text{ mm}$ de rayon, le nombre de photons reçus par pixels, pendant la durée du flash, est de :

$$N = \frac{P_s}{h\nu} \times \frac{0.009^2}{\pi r^2} \delta t \simeq 1700$$

Ce nombre, obtenu en négligeant toutes les pertes, correspond à la moitié de la dynamique de la caméra.

A ce stade, il est bon de faire un bilan des taux de pompage optique dans les sous-niveaux fondamentaux, induits par les différents faisceaux qui agissent sur les atomes. On parlera de " repompage " pour un faisceau qui fait passer les atomes du sous-niveau $F = 1$ vers $F = 2$, comme les repompeurs, et de " dépompage " pour l'opération inverse. L'ordre de grandeur du pompage optique sera caractérisé par un temps qui n'est autre que le double du temps

caractéristique de l'émission spontanée, induit par le faisceau considéré. En effet, une fois porté dans l'état excité, l'atome a une chance sur deux, aux coefficients de Clebsch-Gordan près, de retomber dans le mauvais sous-niveau. On obtient alors :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{4} \frac{s}{1+s} \quad \text{où} \quad s = \frac{\Gamma^2}{4\delta^2 + \Gamma^2} \frac{2I}{I_{sat}} \quad (\text{A.1})$$

δ est le désaccord du laser par rapport à la transition considérée et I son intensité.

Sonde : Le faisceau de la sonde est résonnant, de sorte que $\delta = 0$. Pour un faisceau de $5 \mu\text{W}$ et de 3 mm de diamètre, ce temps est de l'ordre de $\tau_s = 2.5 \mu\text{s}$. Enfin, la dénomination de ce temps (de repompage ou de dépompage) dépendra du sous-niveau fondamental sondé.

Mélasse : Les faisceaux de la mélasse, dont le paramètre de saturation est de l'ordre de 0.3 pour un désaccord de 4Γ , sont accordés sur une transition fermée. Il n'induisent donc pas, à première vue, de dépompage. Cependant, le couplage des mêmes lasers avec le niveau $5P_{3/2}(F' = 2)$ possède un paramètre de saturation de l'ordre de $s = 2.9 \cdot 10^{-3}$, qui conduit alors à un temps de dépompage de l'ordre de $\tau_{PMO} = 36 \mu\text{s}$. Ce temps typique de dépompage est obtenu pour des atomes en dehors du piège dipolaire. En effet, à cause des déplacements lumineux, si la mélasse s'éloigne de résonance pour la transition fermée $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$, la transition parasite $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 2)$ s'en rapproche, diminuant d'autant le temps caractéristique de dépompage. Par exemple, pour un déplacement de la raie D_2 de l'ordre de 100 MHz, ce temps passe à $\tau_{PMO} = 12 \mu\text{s}$.

Repompeurs : Les repompeurs étant à résonance, avec des puissances de l'ordre de 1 mW sur 1 à 2 cm^2 , leur temps de repompage est de l'ordre de 1 μs . Par contre, l'intensité résiduelle au centre du piège magnéto-optique, à cause de l'imperfection du dispositif de Dark-Spot, est difficile à évaluer.

Piège dipolaire : Le rôle du faisceau du piège dipolaire est différent des précédents : comme les deux sous-niveaux fondamentaux sont également concernés par le taux d'émission spontanée Γ_{sp} , ce laser n'effectue pas de pompage optique à proprement parler. Il induit plutôt une redistribution des atomes sur les deux sous-niveaux du fondamental. Le temps caractéristique de ce phénomène est du même ordre de grandeur qu'un taux de pompage optique, soit $\tau_{dip} = 2/\Gamma_{sp}$. Avec les paramètres typiques de notre piège dipolaire et des désaccords variant de 100 à 500 GHz, ce temps prend des valeurs comprises entre 40 μs et 1 ms, valeurs plus importantes que les précédentes. On pourra donc, en première approximation, négliger ce phénomène de redistribution.

Mis à part les repompeurs, c'est la sonde qui introduira le plus gros effet de dépompage, rendant ainsi d'autant plus difficile la visualisation des atomes par absorption. En régime continu, la puissance de sonde nécessaire étant cent fois plus faible pour la même quantité de lumière sur la caméra, le temps de pompage associé, alors de l'ordre de 200 μs , était alors négligeable devant les autres temps caractéristiques. Dans le cas présent, on ne peut qu'espérer qu'il sera en partie compensé par la présence de la mélasse, quand on sonde le sous-niveau $F = 1$. Par contre, quand on sonde le sous-niveau $F = 2$, seuls les repompeurs peuvent compenser ce pompage optique.

A.1.3 Comparaison avec le temps de coupure du chargement

La première expérience a consisté à comparer le temps de survie du piège dipolaire à celui du piège magnéto-optique, après coupure du champ magnétique. Pour cela, on réalise d'abord

une première série d'images avec une sonde accordée sur les atomes du piège dipolaire et on trace l'évolution du signal détecté en fonction du temps. Ensuite, on prend une deuxième série d'images avec, cette fois, la sonde à résonance sur les atomes du piège magnéto-optique. Enfin, la courbe A.2 compare le temps d'évolution du piège magnéto-optique et celui de deux pièges dipolaires réalisés avec des désaccords différents.

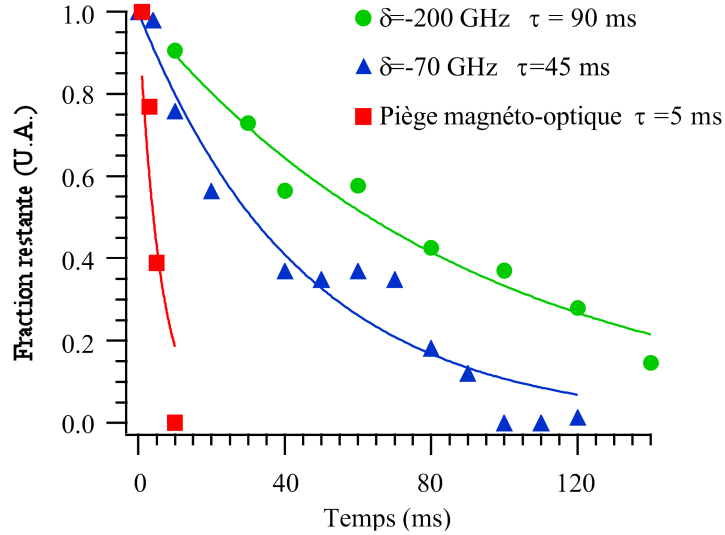


Figure A.2: *Durée de vie du piège dipolaire comparée à l'évolution du piège magnéto-optique après coupure du champ magnétique.*

On constate bien que les atomes du piège dipolaire survivent un certains temps après la coupure du piège magnéto-optique. Cependant, cette durée de vie est très courte devant celle que l'on prévoit en prenant en compte uniquement le chauffage du piège dipolaire. De plus, on peut supposer que le processus de refroidissement de la mélasse est moins efficace dans le piège dipolaire, à cause des déplacements lumineux. Ainsi, ne pouvant être refroidis jusqu'au fond du potentiel, les atomes restent piégés à la périphérie du piège dipolaire.

A.1.4 Evolution de la durée de vie avec les différents paramètres

Dans cette section, nous allons étudier de quelle façon la durée de vie du piège dipolaire peut être affectée par le choix de son désaccord. Cette étude sera non seulement menée pour les atomes piégés dans le sous-niveau fondamental $F = 1$, mais également pour ceux de $F = 2$. Pour obtenir l'évolution du piège dipolaire après la coupure du chargement, on effectue les mêmes séquences temporelles que précédemment. Cependant, pour déterminer un signal proportionnel au nombre d'atomes restants, on fait l'hypothèse que le nuage est gaussien. Ainsi, le profil d'intensité doit avoir la forme suivante [67] :

$$I(r) = I_0 \exp \left[-\frac{2N_0\sigma}{\pi w_0^2} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} \right] \quad (\text{A.2})$$

où N_0 est le nombre total d'atomes et σ la section efficace d'absorption. Pour pouvoir utiliser A.2, on a choisi des désaccords pour le laser du piège dipolaire suffisamment grands pour que

les déplacements lumineux ne soient pas trop importants et masquer ainsi le phénomène mis en évidence à la section 3.3.2. On ajuste alors les profils mesurés par une fonction de la forme :

$$I(r) = K_1 \exp \left[-K_2 e^{-\frac{r^2}{K_3}} \right]$$

et on déduit, pour chaque image, la valeur du paramètre K_2 , proportionnel au nombre d'atomes restants dans le piège dipolaire.

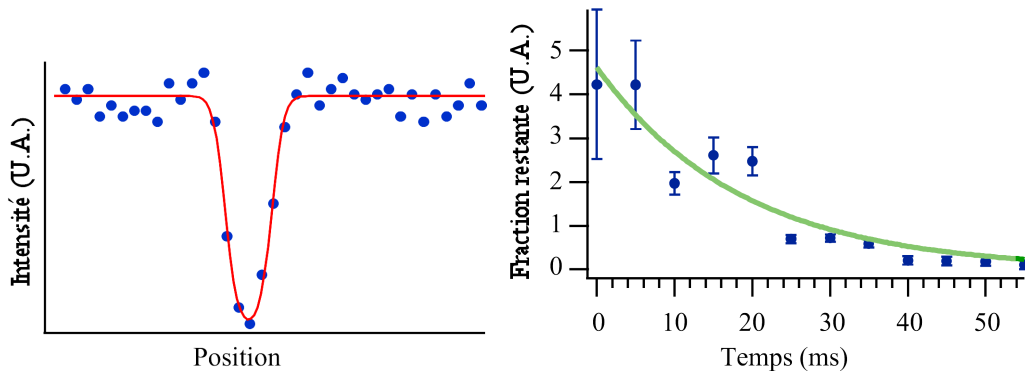


Figure A.3: *A gauche : ajustement du profil d'absorption par la fonction A.2. La position et l'intensité sont dans des unités arbitraires. A droite : évolution du piège dipolaire (à travers le paramètre K_2) pour un désaccord de $\delta_2 = 500$ GHz et une puissance de 30 mW. La durée de vie est de l'ordre de 20 ms.*

Remarque :

On peut s'interroger sur la validité de A.2 pour l'ajustement des profils mesurés. Si l'utilisation d'un tel profil n'est pas tout à fait exacte, son seul but est d'extraire un paramètre caractérisant le nombre d'atomes restants dans le piège dipolaire, de la même façon pour tous les profils. On peut donc supposer que l'évolution de K_2 avec le temps rendra suffisamment bien compte de la décroissance du piège dipolaire.

La figure A.3 montre que la fonction d'ajustement permet de bien rendre compte du profil observé. De plus, l'évolution du paramètre K_2 permet d'obtenir une valeur pour la durée de vie du piège dipolaire. L'ensemble des résultats obtenus lors de cette étude sont résumés sur la figure A.4, où les quatre séries de mesures en fonction du désaccord du piège dipolaire sont représentées. Pour chaque classe d'atomes ($F = 1$ ou $F = 2$), on a mesuré la durée de vie en coupant soit le champ magnétique B seul, soit en coupant le champ magnétique et les repompeurs.

On peut remarquer à nouveau que la durée de vie est très courte, comparée à la durée de vie intrinsèque prévue par le coefficient de chauffage dipolaire. Ceci peut s'expliquer par une autre cause de chauffage, comme le chauffage paramétrique [55], dû aux fluctuations de la puissance et de la position du faisceau réalisant le piège dipolaire. L'autre hypothèse est que les atomes sont piégés à la périphérie du piège dipolaire, à cause du manque d'efficacité du processus de refroidissement, induit par les déplacements lumineux.

Ensuite, lorsque seul le champ magnétique B du piège magnéto-optique est coupé, la durée de vie des atomes piégés semble la même, quel que soit le sous-niveau fondamental considéré.

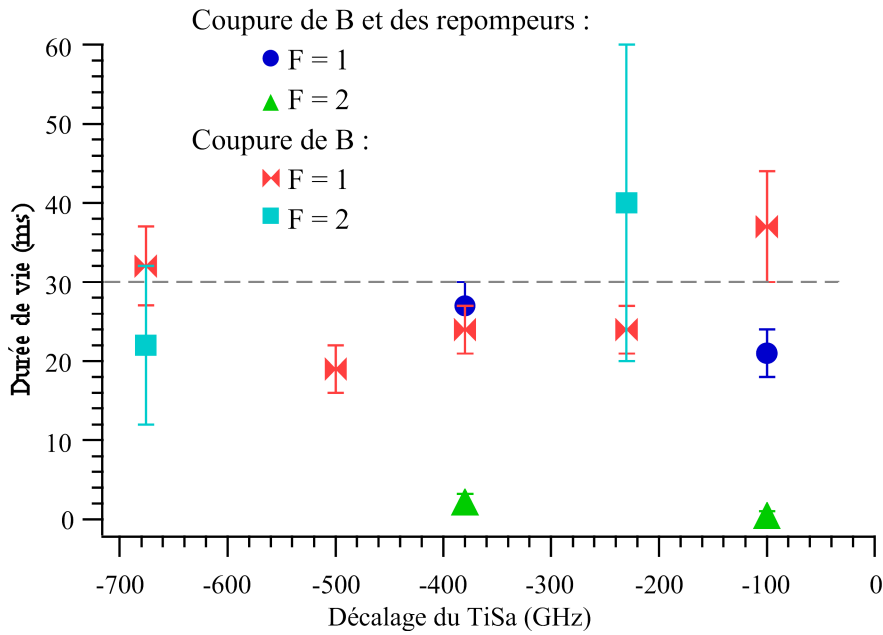


Figure A.4: Bilan des durées de vie observées pour le piège dipolaire.

Enfin, lorsque les repompeurs sont coupés en parallèle avec le champ magnétique, les atomes piégés dans $F = 1$ ont une durée de vie comparable à celles mesurées par la méthode précédente. En revanche, lorsqu'on sonde les atomes piégés dans $F = 2$, on observe une décroissance extrêmement rapide du signal d'absorption. L'hypothèse la plus probable repose sur les taux de repompage. Quand la sonde est accordée sur la transition partant de $F = 2$ et qu'il n'y a pas de repompeur, tous les taux de dépompage mis en évidence en A.1.2 s'ajoutent, alors qu'aucun faisceau n'est présent pour faire office de repompeur.

A.1.5 Conclusion

Tout d'abord, toutes les courbes montrent effectivement un piégeage puisque le piège dipolaire subsiste quelques dizaines de millisecondes après le départ des atomes du piège magnéto-optique. On peut donc affirmer que le chargement en continu d'un piège dipolaire est possible. Cependant, la durée de vie mesurée étant courte devant celle prévue par le taux de chauffage dipolaire, il est probable que les atomes piégés aient, dès le départ, une température plus élevée que dans le piège magnéto-optique. Cet inconvénient n'existe pas dans le cas du chargement séquentiel où le piège dipolaire, allumé brusquement, piège les atomes au fond du potentiel. La question de la température dans le piège dipolaire est traitée à la section suivante.

Une autre information concerne la répartition des atomes piégés entre les deux sous-niveaux fondamentaux $F = 1$ et $F = 2$. On a vu que ces derniers étaient également peuplés et que leur durée de vie était sensiblement la même. Ainsi, un résidu de repompage, équilibré avec le dépompage du piège magnéto-optique, réalise un perpétuel va-et-vient des atomes entre les deux sous-niveaux, permettant alors un refroidissement par la mélasse.

A.2 Etude de la température du piège

L'objet de cette dernière partie est de déterminer la température des atomes piégés dans le piège dipolaire. On sait que les pièges magnéto-optiques, tel que le nôtre, permettent d'obtenir des températures sub-Doppler, de l'ordre de $10 \mu\text{K}$ dans notre cas. Par contre, la question de la température d'un piège dipolaire chargé en continu par un piège magnéto-optique reste ouverte. En effet, le processus de chargement repose sur le fait que la mélasse continue de refroidir les atomes, malgré les déplacements lumineux induits par le piège dipolaire [54]. Cependant, il paraît logique que ces derniers diminuent l'efficacité du refroidissement et conduisent à une température plus élevée pour le piège dipolaire. Mais la valeur de la température reste à déterminer.

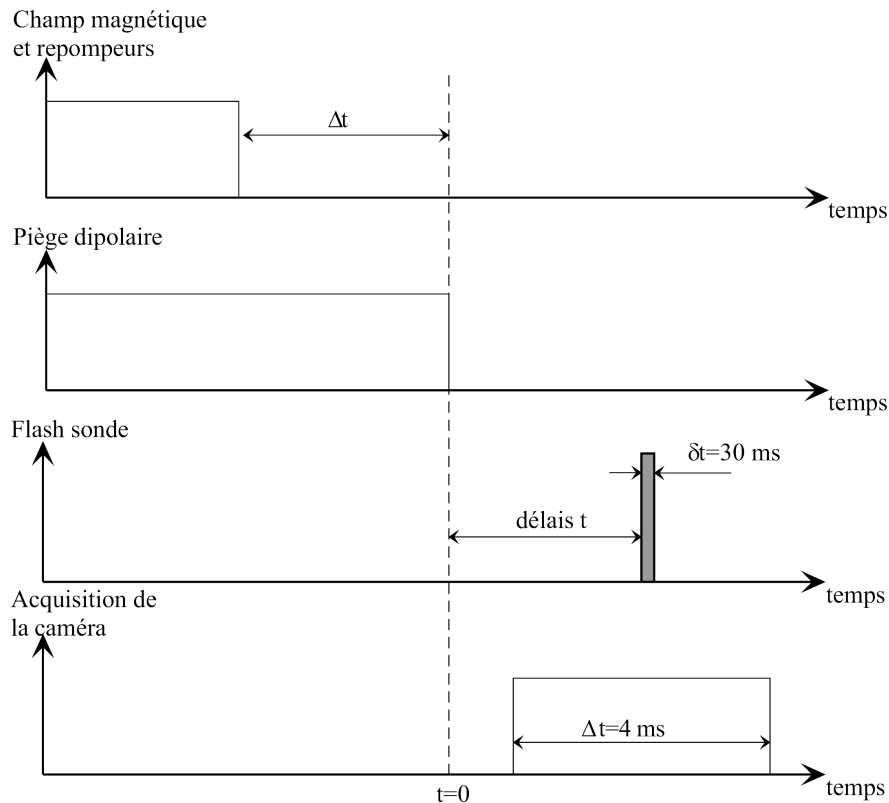


Figure A.5: Différents signaux de la séquence temporelle utilisée pour la mesure de la température du piège dipolaire. Les niveaux hauts correspondent à un état de marche.

A.2.1 Séquence temporelle

La méthode utilisée repose sur une technique de temps de vol. On coupe le piège dipolaire à l'instant $t = 0$, puis, après une durée d'évolution libre variable, on envoie sur les atomes un flash du faisceau sonde pour mesurer l'élargissement du nuage atomique. La vitesse à laquelle ce dernier s'élargit donne accès à la température du piège considéré. L'ensemble des opérations, commandées à l'aide d'un circuit électronique de synchronisation, est résumé sur la figure A.5 et elles se succèdent de la façon suivante :

- Les pièges dipolaire et magnéto-optique fonctionnent en parallèle pour assurer le charge-

ment du piège dipolaire.

- On arrête ensuite le chargement en coupant le champ magnétique B du piège magnéto-optique et les repompeurs. Ainsi, les atomes du piège magnéto-optique s'échappent et ceux du sous-niveau $F = 2$ sont dé pompés dans le sous-niveau $F = 1$ après 1 ms, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent.
- Après un délai Δt , pendant lequel les atomes ne voient que le faisceau du piège dipolaire, on coupe celui-ci à un instant que l'on prend comme origine des temps. Le nuage d'atomes, qui sont tous dans le sous-niveau $F = 1$, évolue alors librement.
- A un instant t variable, on envoie un flash du faisceau sonde, préalablement placé à résonance, puisqu'il n'y a plus de déplacement lumineux, le faisceau dipolaire étant coupé.

Des clichés pris par la caméra, on extrait la forme du profil d'intensité qui nous renseigne sur la taille du nuage atomique. Après un temps de vol t , celui-ci doit avoir la forme [67] :

$$I(r) = I_0 \exp \left[-\frac{N_0 \sigma}{2\pi \Delta_r^2(t)} e^{-\frac{r^2}{2\Delta_r^2(t)}} \right] \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \Delta_r^2(t) = \Delta_r^2(0) + \Delta_v^2 t^2 \\ \Delta_v^2 = \frac{kT}{m} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Dans ce profil, $\Delta_r(t)$ est la taille caractéristique du nuage atomique et son évolution donne accès à la température du nuage.

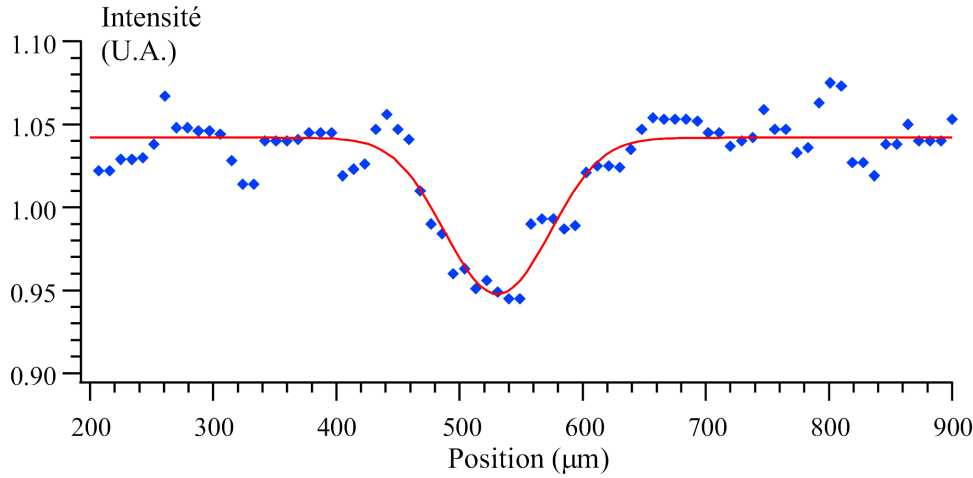


Figure A.6: Ajustement théorique du profil d'intensité mesuré après un temps de vol de 500 μs .

Comme le montre la figure (A.6), on ajuste les profils mesurés à l'aide de la fonction :

$$I(r) = K_1 \exp \left[-K_2 e^{-\frac{r^2}{K_3}} \right]$$

ce qui nous permet ensuite de tracer l'évolution du paramètre $K_3(t)$, dont on déduit la température du nuage initial. En traçant l'évolution de K_2 en fonction de K_3 , on pourrait également déduire le nombre d'atomes dans le piège dipolaire au moment de sa coupure. Malheureusement, les incertitudes sur les fonds de lumière parasite apportant trop d'imprécisions sur les valeurs de K_2 , les courbes obtenues sont inexploitables.

A.2.2 Températures obtenues

Une des limitations de notre système concerne l'électronique de synchronisation. Cette dernière ayant été conçue pour la mesure de la température du piège magnéto-optique, dont la taille est 50 fois plus importante, sa résolution temporelle limitée à la milliseconde est presque insuffisante pour cette étude. C'est pourquoi les courbes de la figure A.7, représentant la taille du piège en fonction du temps de vol, ne présentent que quelques points. En effet, après un temps de vol de plus de 4 ms, la densité atomique est si faible qu'elle devient invisible sur la caméra.

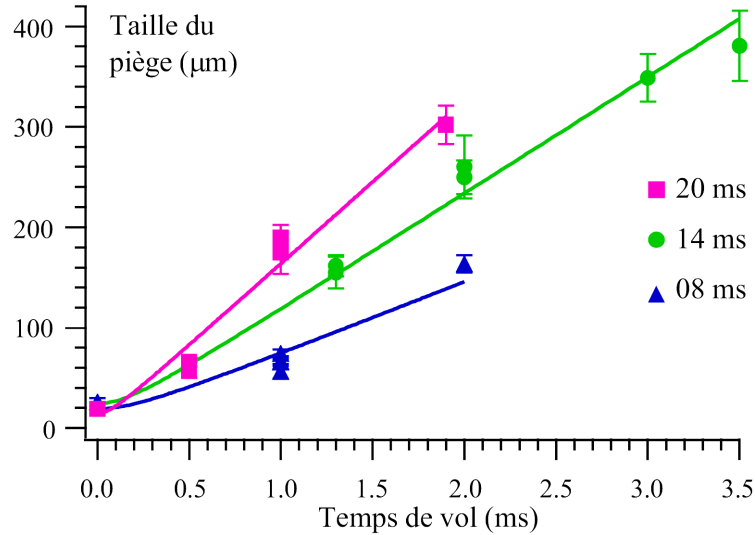


Figure A.7: Evolution de la taille du nuage atomique en fonction du temps de vol. Les trois courbes, réalisées pour des délais différents entre la coupure du piège magnéto-optique et celle du piège dipolaire, montrent clairement un chauffage du piège dipolaire seul.

En faisant varier le délai Δt entre la coupure du piège magnéto-optique et le lâcher des atomes du piège dipolaire, on peut regarder de quelle façon évolue la température lorsque les atomes ne voient que le piège dipolaire. On peut remarquer, sur la figure A.7, que les atomes sont d'autant plus chauds qu'ils ont passé un temps long dans le piège dipolaire. Sur la figure A.8, l'ensemble de ces températures sont tracées en fonction du temps passé dans le piège dipolaire. Pour un délai nul, la température prise en compte est celle des atomes du piège magnéto-optique, de l'ordre de $15 \mu\text{K}$ [67].

La première information que l'on peut tirer de cette courbe concerne le taux de chauffage. Si on considère que cette évolution est linéaire, on ajuste ces points par une droite (courbe en trait plein sur la figure A.8), obtenant de cette façon un taux de chauffage de 6 mK/s . Pour toutes ces séries, le piège dipolaire avait une puissance P de 30 mW et un désaccord $\delta_2 = -310 \text{ GHz}$. Le piège obtenu, avec ces valeurs, a une profondeur de $U_0 = 1.3 \text{ mK}$ et un taux de chauffage de l'ordre de 1 mK/s . L'excès de chauffage mesuré peut s'expliquer par la présence de chauffage paramétrique, soit à cause de la fluctuation de l'intensité du laser piège, soit à cause d'une variation de sa position [55]. Toutefois, cet excès est largement insuffisant pour expliquer la faible durée de vie mesurée précédemment, puisqu'il conduirait encore à une valeur de l'ordre de 200 ms .

On peut cependant regretter que l'étude du taux de chauffage présente si peu de points, notamment pour des délais plus importants entre la coupure du chargement et le lâcher des

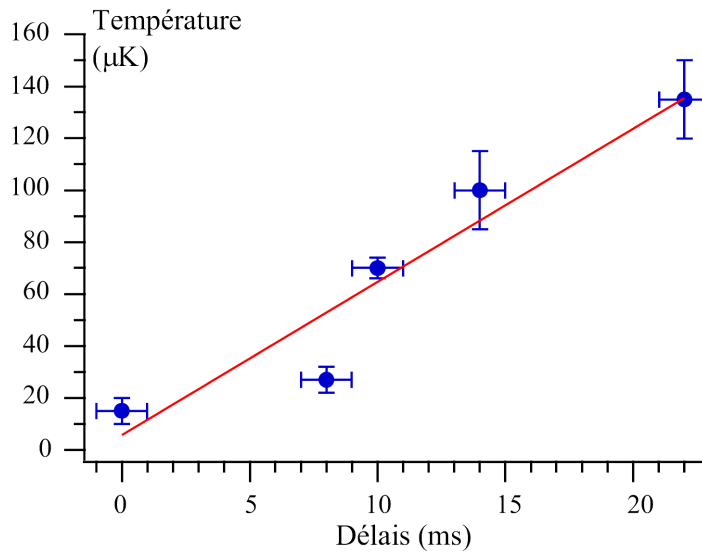


Figure A.8: Bilan des températures du piège dipolaire en fonction du délai entre la coupure du piège magnéto-optique et celle du piège dipolaire. La courbe montre clairement un chauffage du piège dipolaire.

atomes. En effet, on peut discuter de la validité de l'emploi de l'expression A.3 pour l'ajustement des profils mesurés. Malgré un bon ajustement (figure A.6), l'obtention de cette formule suppose que le nuage atomique est en équilibre thermodynamique à la température T et, en particulier, que sa densité initiale est une gaussienne dont la taille est fixée par le piège dipolaire. De plus, il est assez probable que l'on assiste à une phase de thermalisation du piège dipolaire pendant les premiers instants qui suivent la coupure du piège magnéto-optique. Ainsi, il aurait été intéressant de voir comment évolue, par la suite, la température du piège, mais son manque de visibilité, pour des délais supérieurs à 20 ms, nous a interdit d'aller plus avant dans nos investigations.

Appendice B

Compléments sur le piège croisé

Dans cette partie, nous avons étudié la statistique de la lumière de fluorescence reçue sur la caméra CCD. Une telle étude peut permettre d'évaluer le nombre d'atome piégés [84], comme nous l'avons d'ailleurs utilisé à la section 4.4. Cependant, s'agissant d'une étude préliminaire, nous n'avons pas suffisamment poussé nos investigations pour en déduire un nombre d'atomes piégés.

Comme nous l'avons déjà remarqué, les temps d'intégration de la caméra sont limités par son dispositif mécanique d'obturation. Il est donc impossible de le rendre inférieur à 10 ms. Pour atteindre des temps plus courts, nous avons eu recours à l'utilisation d'un modulateur acousto-optique, qui permet de réaliser des flash de sonde de longueurs variables, pouvant aisément atteindre la milliseconde. Le temps pendant lequel les atomes sont visibles est donc fixé par cette impulsion qui arrive pendant la fenêtre d'acquisition de la caméra.

Pour observer un tel phénomène, il faut, cette fois encore, trouver un bon compromis : plus le temps d'intégration est court, plus le nombre d'atomes a de probabilités de rester constant lors d'une intégration, évitant ainsi un effet de moyennage qui viendrait masquer l'excès de bruit. Par contre, la quantité de fluorescence par atome baisse également avec le temps d'intégration, diminuant d'autant les fluctuations de l'intensité dues à une fluctuation du nombre d'atomes.

Temps d'intégration (ms)	Signal		Fond		Signal	Fond
	Moyen	Ecart type	Moyen	Ecart type	RIN (%)	RIN (%)
100	986.5	48.3	196.3	6.1	4.3	0
10	175.6	12.7	136.7	6.3	12.3	5.1
4	159.7	9.4	132.8	4.2	8.8	0
4	161.7	11.8	157.5	7.8	14.2	2.8
3	147.8	7.5	135.8	6	6.2	1.1

Tableau B.1: *Statistiques obtenues pour différents temps d'intégration. Pour chaque série, on a mesuré la moyenne et l'écart type de la fluorescence obtenue au niveau du piège dipolaire. Pour l'obtention du fond sans atome, on a coupé le champ magnétique du piège magnéto-optique et le piège dipolaire. Il faut noter que, pour des raisons techniques, la caméra donne un offset constant d'une centaine de coups, dénué de bruit, qu'il faut donc soustraire pour évaluer le bruit de Poisson correspondant.*

Pour différents temps d'intégration, nous avons pris 100 images du piège dipolaire croisé. Pour chacune d'elle, nous avons mesuré la quantité N de lumière reçue au centre du piège dipolaire, avant d'en faire la statistique. Ces mesures ont également été refaites sans atome,

pour évaluer le bruit correspondant à la lumière parasite.

La mesure de l'excès de bruit se fait au moyen d'une grandeur, dénommée RIN. Sa définition fait apparaître la différence entre l'écart type réellement mesuré, σ_N , et celui que l'on aurait dans le cas d'une distribution poissonnienne. On pose donc :

$$RIN = \frac{\sqrt{\sigma_N^2 - \langle N \rangle}}{\langle N \rangle} \quad (\text{B.1})$$

si bien que l'on a $RIN = 0$ pour une distribution poissonnienne. Les différents résultats obtenus sont résumés dans le tableau B.1. Le nombre d'images, de l'ordre de 100, est un peu faible pour la statistique. En effet, les histogrammes obtenus ne sont pas encore très "lisses", si bien que les écarts type trouvés sont entachés d'une petite erreur. Par exemple, si on se réfère aux bruits observés sans atome, certaines mesures ont donné un bruit sub-poissonnien, problème dû uniquement au manque d'échantillons pour notre statistique. En effet, si on fait plusieurs fois la même opération, on obtient effectivement des bruits centrés autour du bruit de photons.

Par contre, si on calcule les excès de bruit obtenus dans la fluorescence provenant des atomes du piège dipolaire, on remarque que cette valeur est toujours de 5 à 15 % supérieure au bruit de photons. Si ces fluctuations supplémentaires provenaient de l'intensité des faisceaux laser qui éclairent les atomes, l'excès de bruit serait également présent sur la lumière du fond qui provient essentiellement de la diffusion de ces faisceaux sur les montures de l'objectif. De plus, on peut éliminer l'hypothèse selon laquelle ces fluctuations proviendraient de déplacements lumineux variables, que voient les atomes lorsqu'ils se déplacent dans le piège. Comme les fréquences d'oscillations dans le piège dipolaire sont supérieures à 10 kHz, les atomes font un grand nombre d'oscillations pendant une intégration, moyennant ainsi ces fluctuations. Il est donc raisonnable de penser que cet excès de bruit provient d'une fluctuation du nombre d'atomes dans le piège dipolaire.

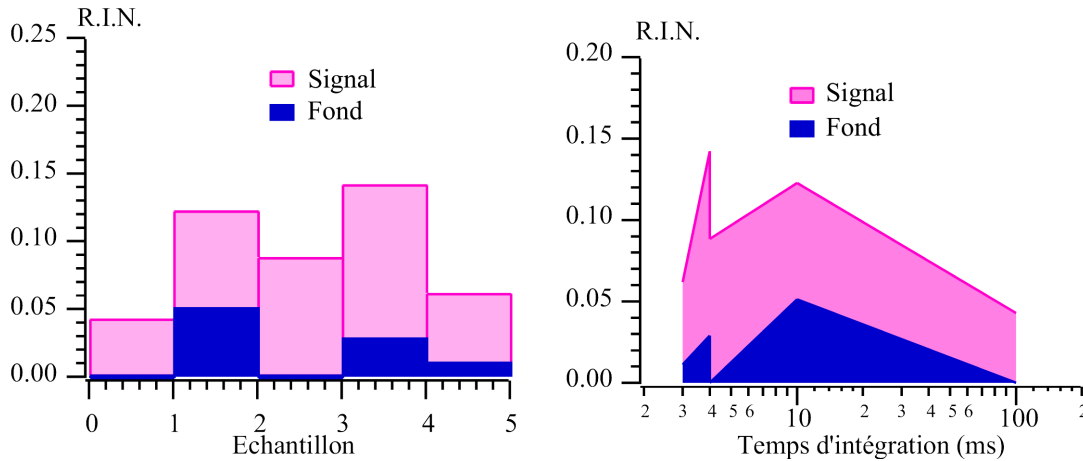


Figure B.1: Représentation graphique des différents excès de bruits observés dans le piège dipolaire. A gauche, on a juste comparé le cas du piège dipolaire avec celui du fond pour les différents échantillons statistiques. A droite, on a représenté l'excès de bruit pour la fluorescence des atomes et pour le fond en fonction du temps d'intégration.

L'ensemble des valeurs mesurées, regroupées dans le tableau B.1, a été tracée sur la figure B.1. Sur la courbe de gauche, l'excès de bruit dû aux atomes du piège dipolaire est clairement mis en évidence : il est deux à trois fois supérieur à celui du fond.

On a également tracé les mêmes valeurs en fonction du temps d'intégration. Dans ce cas, aucun effet notable n'est visible. Si τ est le temps caractéristique de la fluctuation du nombre d'atomes dans le piège, son effet sur la lumière de fluorescence sera moyenné si le temps d'intégration est très grand devant τ . Il faut donc choisir un temps d'intégration $T \ll \tau$, pour faire disparaître cet effet de moyennage. En revanche, comme la quantité de fluorescence par atome, mesurée sur la caméra, diminue proportionnellement au temps d'intégration, l'effet des fluctuations du nombre d'atomes d'une image à l'autre se trouve diminué d'autant. Dans notre cas, l'absence d'effet du temps d'intégration sur l'excès de bruit traduit, sans doute, la trop faible fluorescence reçue par atome. On ne peut, en outre, pas exclure que le temps caractéristique de passage d'un atome dans le piège ne soit pas, lui-aussi, très court.

Le problème de ces mesures est le nombre d'échantillons : si on veut utiliser la méthode décrite au paragraphe 4.4 pour déterminer le nombre d'atomes, il faut avoir un histogramme de la lumière de fluorescence assez propre pour pouvoir effectuer un ajustement par une loi de Poisson composée. S'agissant d'une étude préliminaire, nous avons préféré ne pas continuer dans cette voie et passer au micro-piège dipolaire.

Appendice C

Formulaire et atome de ^{87}Rb

C.1 Formulaire de l'atome à deux niveaux dans un laser

Considérons un atome à deux niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$ séparés par une énergie $\hbar\omega_0$, correspondant à une longueur d'onde λ . Cet atome est soumis à un champ laser sous forme d'onde plane de la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kz)$$

L'intensité de l'onde est donc de la forme :

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2$$

Le désaccord δ_L est défini par $\delta_L = \omega - \omega_0$ et la fréquence de Rabi par :

$$\hbar\Omega_1 = -d \cdot E_0 \quad \Rightarrow \quad \Omega_1^2 = \frac{2d^2}{\epsilon_0 c \hbar^2} I$$

où d est l'élément de matrice du dipole électrique entre $|e\rangle$ et $|g\rangle$.

La largeur naturelle du niveau excité est donnée par :

$$\Gamma = \frac{8\pi^2}{3\epsilon_0 \hbar} \frac{1}{\lambda^3} d^2$$

Comme Ω_1^2 est proportionnel à l'intensité laser, on définit l'intensité de saturation I_{sat} pour laquelle $\Omega_1^2 = \Gamma^2$, donc :

$$\Omega_1^2 = \frac{I}{I_{sat}} \Gamma^2 \quad \text{avec} \quad I_{sat} = \frac{4\pi^2 \hbar c}{3\lambda^3} \Gamma = \frac{2\pi \hbar c \Gamma}{3\lambda^3}$$

Les interactions s'expriment en fonction du paramètre de saturation, donné par :

$$s = \frac{\Omega_1^2/2}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4} = \frac{\Gamma^2}{4\delta_L^2 + \Gamma^2} \frac{2I}{I_{sat}}$$

Le taux d'émission spontanée est donné par :

$$\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s}$$

L'atome est soumis à deux forces, l'une dissipative et l'autre réactive :

$$\vec{F}_{diss} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad \text{et} \quad \vec{F}_{reac} = -\hbar \delta_L \frac{s}{1+s} \frac{\vec{\nabla} \Omega_1}{\Omega_1}$$

Pour que la force réactive soit non nulle, il faut un gradient d'intensité, c'est-à-dire qu'elle est nulle dans le cas d'une onde plane.

C.2 Données concernant l'atome de Rubidium

Voici quelques données utiles sur l'atome de Rubidium. Sa masse est de :

$$m = 1.4 \cdot 10^{-25} \text{ kg}$$

Quant aux grandeurs relatives aux interactions atome-laser, elle sont résumées dans le tableau C.1.

Paramètres	Raie D ₁	Raie D ₂
Longueur d'onde (nm)	794.5	780
Largeur naturelle $\Gamma/2\pi$ (MHz)	5.66	5.9
Intensité de saturation (mW/cm ²)	2.9	3.2

Tableau C.1: *Données concernant les transitions du Rubidium*

Les structures hyperfines des deux isotopes sont représentées sur la figure C.1.

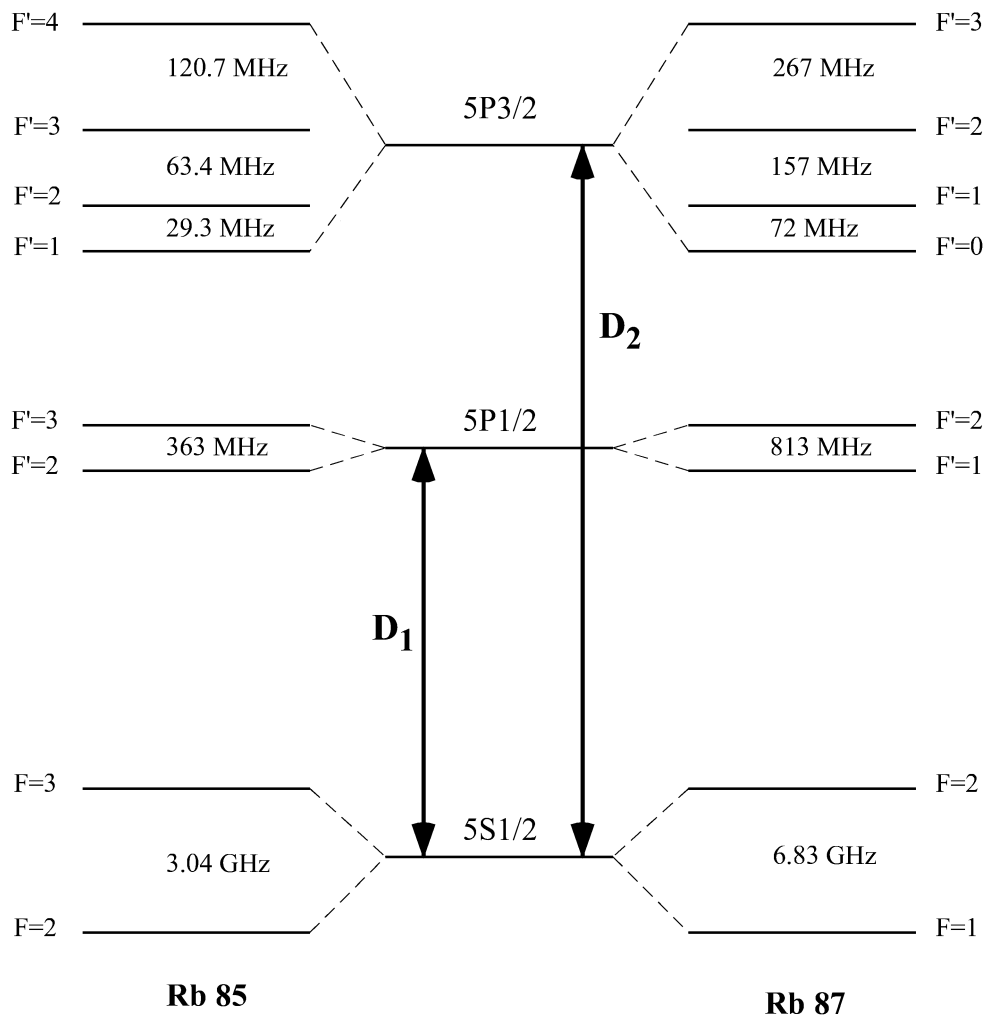


Figure C.1: *Structure hyperfine des isotopes du Rubidium.*

Appendice D

Quelques données techniques

D.1 Données techniques sur MIGOU

D.1.1 Rayons des dioptries

J'ai résumé ici les données techniques concernant le dispositif de microscopie de grande ouverture MIGOU. Les surfaces optiques concernent d'abord la sortie de la fibre, puis la partie avant et enfin la partie arrière.

- La première colonne représente le numéro du dioptre rencontré.
- La seconde donne le rayon de courbure du dioptre en mm. Un rayon positif correspond à un centre de courbure situé *après* le dioptre.
- La troisième colonne donne la distance qui précède le dioptre suivant, en mm.
- La quatrième colonne donne le nom du verre dans lequel se passe la propagation, *après* le passage du dioptre considéré.

Toutes ces données techniques sont résumées dans le tableau D.2. Les détails concernant l'objectif commercial NACHET, dont les spécificités nous ont été données pour nous permettre de concevoir le système, ne sont pas reproduits ici, en raison d'un accord de confidentialité.

D.1.2 Indices des verres

Les différents indices de tous les verres utilisés dans la réalisation de l'objectif MIGOU sont résumés sur le tableau D.1

Nom du verre	820	815	810	805	800	795	780
BALF4-SCHOTT	1.57135	1.57146	1.57158	1.57170	1.57182	1.57194	1.57232
BK7-SCHOTT	1.51038	1.51048	1.51058	1.51067	1.51077	1.51087	1.51118
C2036-CORNFR	1.60765	1.60782	1.60798	1.60816	1.60833	1.60851	1.609058
SF10-SCHOTT	1.71027	1.71051	1.71075	1.71099	1.71123	1.71148	1.71226
SILICA-SPECIAL	1.45298	1.45306	1.45314	1.45323	1.45331	1.45340	1.45367
SAPHIR-SPECIAL	1.75967	1.75980	1.75993	1.76006	1.76019	1.76033	1.76074

Tableau D.1: *Indices des verres pour différentes longueurs d'ondes (en nm)*

La variation de la valeur des indices avec la longueur d'onde n'est que de l'ordre de 0.5 %, mais elle suffit à donner une forte aberration chromatique à notre système.

Surface	Rayon du dioptre (mm)	Distance avant le dioptre suivant (mm)	Nom du verre
OBJ :	INFINITY	10.300000	
Objectif Nachet :			
Confidentiel			
Cube :			
1	INFINITY	50.000000	BK7-SCHOTT
2	INFINITY	230.000000	
Hublot :			
3	INFINITY	5.000000	BK7-SCHOTT
4	INFINITY	114.000000	
Partie Avant :			
5	-9.67000	5.000000	BK7-SCHOTT
6	23.72700	37.700000	
7	-72.14000	8.682000	SF10-SCHOTT
8	-28.67000	4.896000	
9	109.58000	7.500000	BALF4-SCHOTT
10	32.00000	65.073000	
11	-169.58000	10.423000	BK7-SCHOTT
12	-98.34000	0.500000	
13	-5003.00000	8.000000	BK7-SCHOTT
14	-128.58000	0.500000	
15	142.45000	13.437000	C2036-CORNFR
16	-234.83000	2.700000	
17	42.40000	8.018000	BALF4-SCHOTT
18	100.20000	0.500000	
19	23.72700	14.327000	SILICA-SPECIAL
20	25.00600	2.262000	
21	9.67000	6.473000	SILICA-SPECIAL
22	9.85000	9.850000	
Plan de Focalisation :			
23	INFINITY	9.850000	
Partie Arrière :			
24	-9.85000	12.860000	SAPHIR-SPECIAL
25	-14.44100	3.886000	
26	-64.27000	12.000000	C2036-CORNFR
27	-30.98000	13.931000	
28	212.61000	8.000000	BK7-SCHOTT
29	66.49400	5.296000	
30	140.08000	15.000000	C2036-CORNFR
31	-83.12000	519.000000	
Hublot :			
32	INFINITY	5.000000	BK7-SCHOTT
33	INFINITY	112.104309	

Tableau D.2: Données techniques concernant l'objectif

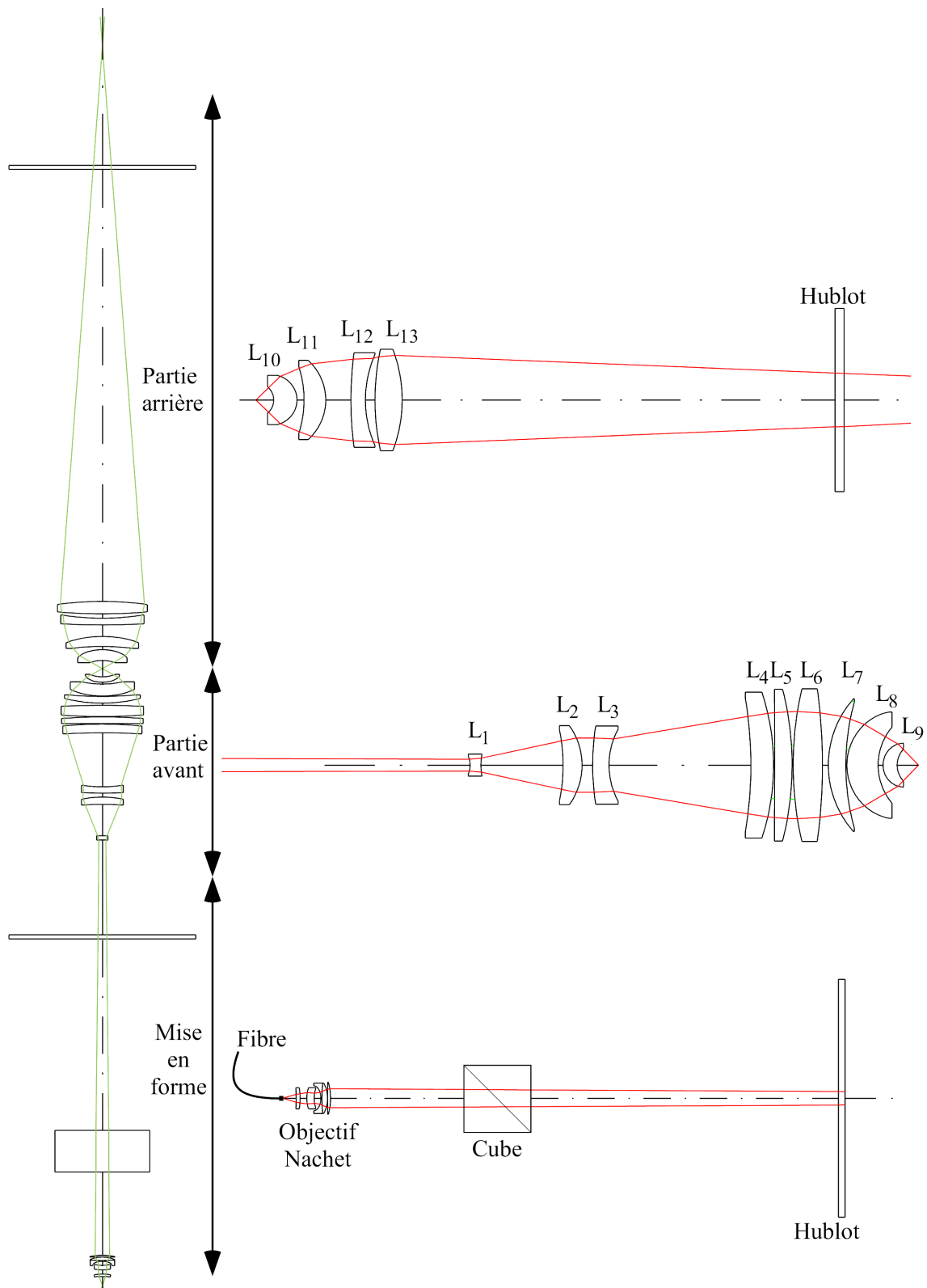


Figure D.1: *Montage optique complet.*

D.2 Bruit de la caméra

La qualité d'une caméra CCD est essentiellement déterminée par la valeur de deux quantités : son bruit de lecture et son courant d'obscurité. Ses deux grandeurs se mesurent lorsqu'aucun signal n'arrive sur la caméra. Dans ces conditions, la valeur S mesurée sur chaque pixel pendant Δt se compose d'un offset indépendant du temps de pose Δt et d'un signal d'obscurité, proportionnel à Δt , soit :

$$S = S_0 + I_{obs}\Delta t \quad (D.1)$$

Comme son nom l'indique, le bruit de lecture apparaît lors du processus du transfert des charges accumulées sur les différents pixels. Pour le mesurer, il suffit de faire une acquisition dans le noir complet, suffisamment courte pour pouvoir négliger le terme dû au courant d'obscurité dans l'expression D.1. Le bruit présent sur l'image est alors égal au bruit de lecture du dispositif et se mesure par l'écart quadratique moyen σ_{lec} de l'offset S_0 . La figure D.2 représente l'histogramme des valeurs obtenues sur les différents pixels de l'image, ce qui permet de mesurer directement σ_{lec} . Comme le montre la figure D.3, ce bruit dépend de façon critique de la température, d'où l'intérêt de la présence d'un système de refroidissement sur ce type de caméra. Dans le cas de la caméra PRINCETON utilisée, ce bruit de lecture n'excède pas 1.5 coups en valeur RMS, lorsque la température est de -50°C .

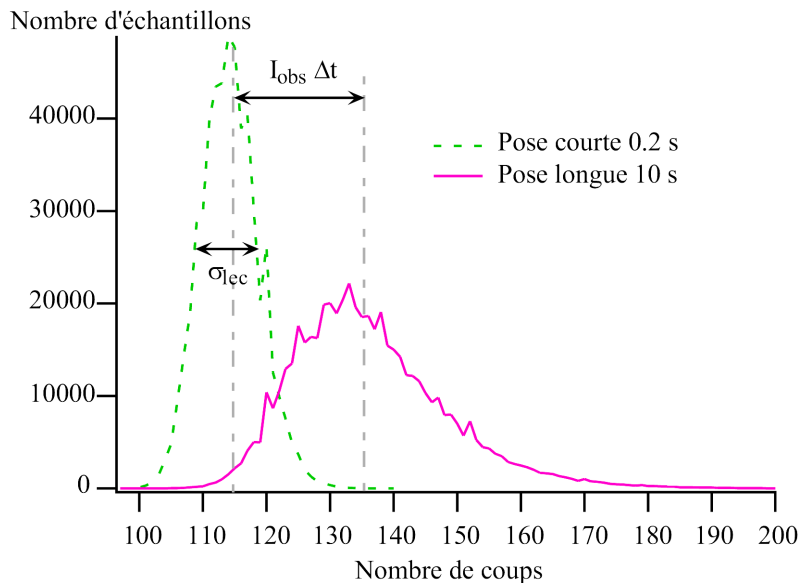


Figure D.2: *Distributions statistiques de la valeurs des pixels obtenues dans le noir. La largeur de la distribution obtenue pour un temps de pose court traduit le bruit de lecture de la caméra. Cette grandeur est indépendante du temps de pose. Dans le cas d'un temps d'intégration plus long, un signal supplémentaire, proportionnel au temps de pose, vient s'ajouter à cette grandeur. Il est caractérisé par le courant d'obscurité.*

Le courant d'obscurité correspond au taux de comptage que perçoit chaque pixel lorsqu'il est dans le noir complet. Pour déterminer sa valeur, on effectue une acquisition pendant un temps Δt relativement long, ce qui permet de mesurer un signal S sur chaque pixel. L'histogramme de ces valeurs est également tracé sur la figure D.2. Ensuite, on détermine le courant d'obscurité

par l'expression suivante :

$$\langle I_{obs} \rangle = \frac{\langle S \rangle - \langle S_0 \rangle}{\Delta t}$$

Cette grandeur dépend également beaucoup de la température, comme le montre la figure D.3. Pour une valeur de $T = -50$ °C, ce courant d'obscurité n'est que de 0.3 coups/s.

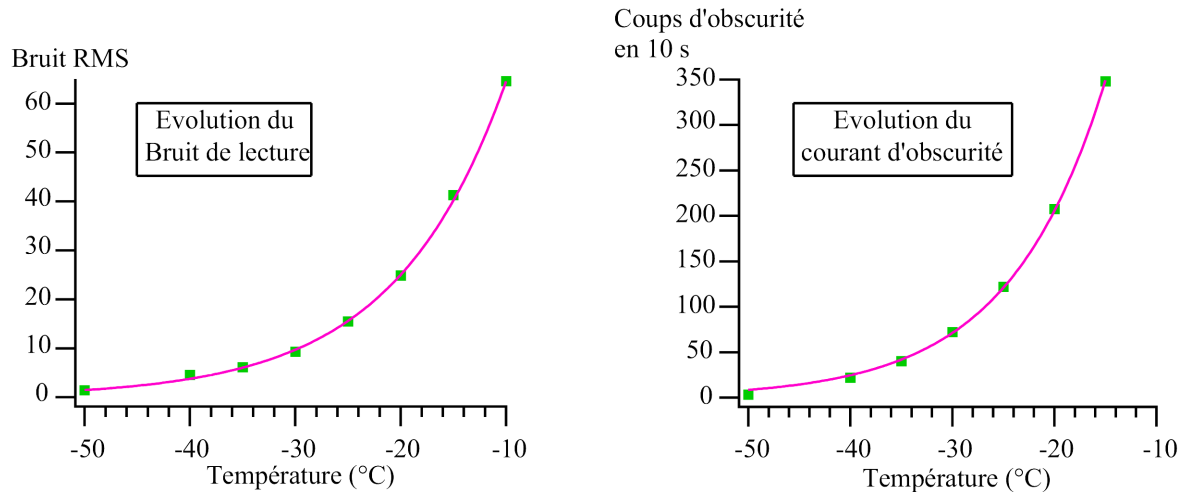


Figure D.3: *A gauche : évolution du bruit de lecture avec la température. A droite : évolution du courant d'obscurité avec la température.*

Bibliographie

Information quantique

Généralités et historique

- [1] John Preskill, *Quantum Information and Computation*, Lecture Notes for Physics 229, <http://www.theory.caltech.edu/people/preskill/ph229>
- [2] M. A. Nielsen et I. L. Chuang *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge University Press, 2000
- [3] Numéro spécial de *Physics World*, Mars 1998
- [4] Numéro spécial de *Fortschritte der Physik*, **48**(9-11).
- [5] S. Haroche et J. M. Raimond, *L'ordinateur quantique : Rêve ou cauchemar ?*, La Recherche **292**, 58-60 (Nov 1996)
- [6] P. Benioff, *Quantum Mechanical Models of Turing Machines That Dissipates No Energy*, Phys. Rev. Lett. **48**, 1581 (1982)
- [7] P. W. Shor, *Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer*, Proc. of the Annual Symposium on Foundations of Computer Science, Nov. 1994, IEEE Computer Society Press, 124-134 ; Repris dans quant-ph/9508027 v2.
- [8] L. K. Grover, *Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack*, Phys. Rev. Lett. **79**, 325 (1997)

Décohérence

- [9] W. H. Zurek, *Decoherence and the transition from quantum to classical*, Physics Today, 36 (Oct. 1991)
- [10] C. J. Myatt, B. E. King, Q. A. Turchette, C. A. Sackett, D. Kielpinski, W. M. Itano, C. Monroe et D. J. Wineland, *Decoherence of quantum superposition through coupling to engineered reservoirs*, Nature **403**, 269 (2000)

Utilisation de la RMN

- [11] I. L. Chuang, N. Gershenfeld et M. Kubinec, *Experimental Implementation of Fast Quantum Searching*, Phys. Rev. Lett. **80**, 3408 (1998)
- [12] I. L. Chuang, L. M. K. Vandersypen, X. Zhou, D. W. Leung et S. Lloyd, *Experimental realization of a quantum algorithm*, Nature **393**, 143 (1998)

Utilisation des ions

- [13] J. I. Cirac, P. Zoller, *Quantum Computation with Cold Trapped Ions*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4091 (1995)
- [14] J. I. Cirac, P. Zoller, *A scalable quantum computer with ions in an array of microtraps*, Nature **403**, 579 (2000)
- [15] C.A. Sackett, D. Kielpinski, B.E. King, C. Langer, V. Meyer, C.J. Myatt, M. Rowe, Q.A. Turchette, W.M. Itano, D.J. Wineland, C. Monroe, *Experimental entanglement of four particles*, Nature **404**, 256 (2000)
- [16] D. Kielpinski, V. Meyer, M. Rowe, C.A. Sackett, W.M. Itano, C. Monroe, D.J. Wineland, *A decoherence-free quantum memory using trapped ions*, Science **291**, 1013 (2001)

Utilisation d'atomes froids

- [17] D. Jaksch, H. J. Briegel, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, P. Zoller, *Entanglement of Atoms via Cold Controlled Collisions*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1975 (1999)
- [18] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, R. L. Rolston, R. Côté et M. D. Lukin, *Fast quantum gates for neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2208 (2000)
- [19] I.E. Protsenko, G. Reymond, N. Schlosser, P. Grangier, *Operation of quantum phase gate using neutral atoms in microscopic dipole traps*, A paraître dans Phys. Rev. A

Utilisation des quantum dots

- [20] G. Chen, N.H. Bonadeo, D.G. Steel, D. Gammon, D.S. Katzer, D. Park, L.J. Sham, *Optically Induced Entanglement of Excitons in a Single Quantum Dot*, Science **289**, 1906 (2000)
- [21] A. Imamoglu, D.D. Awschalom, G. Burkard, D.P. DiVicenzo, D. Loss, M. Sherwin et A. Small, *Quantum Information Processing Using Quantum Dot Spins and Cavity QED*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4204 (1999)

Utilisation des matériaux supraconducteurs

- [22] Y. Nakamura, Y.A. Pashkin et J.S. Tsai, *Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box*, Nature **398**, 786 (1999)
- [23] J.R. Friedman, V. Patel, W. Chen, S.K. Tolpigo et J.E. Lukens, *Quantum superposition of distinct macroscopic states*, Nature **406**, 43 (2000)

Utilisation de l'électro-dynamique quantique en cavité

- [24] T. Pellizari, S. A. Gardiner, J.I. Cirac et P. Zoller, *Decoherence, continuous observation and quantum computing : a cavity QED model*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3788 (1995)
- [25] P. Domokos, J.M. Raimond, M. Brune, S. Haroche, *Simple cavity-QED two-bit universal quantum logic gate : The principle and expected performances*, Phys. Rev. A **52**, 3554 (1995)
- [26] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, M. Brune, J.M. Raimond, S. Haroche, *Coherent Operation of a tunable Quantum Phase Gate in Cavity-QED*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5166 (1999)
- [27] Q.A. Turchette, C.J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, H.J. Kimble, *Measurement of conditional phase shifts for quantum logic*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4710 (1995)

Divers

- [28] B.E. Kane, *A silicon-based nuclear spin quantum computer*, Nature **393**, 133 (1998)
- [29] P.M. Platzman, M.I. Dykman, *Quantum Computation with electrons floating on Liquid Helium*, Science **284**, 1967 (1999)
- [30] J. Vala, O. Durieu, F. Masnou-Seeuws, P. Pillet, R. Kosloff, *Coherent control of cold-molecule formation through photoassociation using a chirped-pulsed-laser field*, Phys. Rev. A **63**, 013412 (2000)
- [31] J. Vala, Z. Amitay, B. Zhang, S.R. Leone, R. Kosloff, *Experimental Implementation of the Deutsch-Jozsa Algorithm for Three-Qubit Functions using Rovibrational Molecular Wave Packets Representation*, Quant-Ph/0107058 (2001)

Interaction atomes-laser et force dipolaire

- [32] C. Cohen Tannoudji, *Atomic motion in laser light*, Les Houches, Session LIII, J. Dalibard, J.-M. Raimond and Zinn-Justin Editions (1990)
- [33] C. Cohen Tannoudji, *Cours du Collège de France*, Année 1995-1996.
- [34] C. Cohen Tannoudji, J. Dupont Roc et G. Grynberg, *Processus d'interaction entre photons et atomes*, InterEditions / Editions du CNRS (1988)
- [35] G. Grynberg, A. Aspect et C. Fabre, *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*, Cours de l'Ecole Polytechnique, Ellipse
- [36] R. Grimm, M. Weidemüller et Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics **42**, 95 (2000)
- [37] J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light : the dipole force revisited*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1707 (1985)
- [38] J. P. Gordon et A. Ashkin, *Motion of atoms in a radiation trap*, Phys. Rev. A **21**, 1606 (1980)

Etude sur les pièges dipolaires

Historique

- [39] A. Ashkin, *Acceleration and Trapping of Particules by Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **24**, 156 (1970)
- [40] V.S. Letokhov, V.G. Minogin et B.D. Pavlik, *Cooling and Trapping of Atoms and Molecules by Resonant Laser Field*, Opt. Comm. **19**, 72 (1976)
- [41] A. Ashkin, *Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **40**, 729 (1978)
- [42] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin et A. Cable, *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986)
- [43] J.D. Miller, R.A. Cline, D.J. Heizen, *Far-of-Resonance optical trapping of atoms*, Phys. Rev. A **47**, R 4567 (1993)

Pièges dipolaires récents

- [44] D. Boiron, A. Michaud, J. M. Fournier, L. Simard, M. Sprenger, G. Grynberg et C. Salomon, *Cold and dense Cesium clouds in far-detuned dipole traps*, Phys. Rev. A **57**, R4106 (1998)
- [45] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule et C. Salomon, *Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice*, EuroPhys. Lett. **42**, 395 (1998)
- [46] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule, T. Pfau et C. Salomon, *Raman cooling of spin-polarized cesium atoms in a crossed dipole trap*, EuroPhys. Lett. **46**, 141 (1999)
- [47] K. L. Corwin, S. J. M. Kuppens, D. Cho et C. E. Wienman, *Spin-Polarized Atoms in a Circularly Polarized Optical Dipole Trap*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1311 (1999)
- [48] M.D. Barrett, J.A. Sauer, M.S. Chapman, *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **87**, 010404 (2001)

Réseaux optiques

- [49] A. Görlitz, T. Kinoshita, T.W. Hänsch, A. Hemmerich, *Realization of bichromatic optical superlattices*, Phys. Rev. A **64**, R011401 (2001)
- [50] R. Dumke, M. Volk, T. Mütter, F.J.B. Buchkremer, G. Birkl, W. Ertmer, *A scalable Configuration for Quantum Computation with Atomic Qubits : Microoptical Realization of Arrays of Selectively Addressable Dipole Traps*, Quant-Ph/0110140
- [51] R. Scheunemann, F.S. Cataliotti, T.W. Hänsch, M. Weitz, *Resolving and addressing atoms in individual sites of a CO₂-laser optical lattice*, Phys. Rev. A **62**, R051801 (2000)
- [52] S.E. Hammann, D.L. Haycock, G. Klose, P.H. Pax, I.H. Deutsch and P.S. Jessen, *Resolved-sideband Raman cooling to the ground state of an optical lattice*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4149 (1998)

- [53] I.H. Deutsch and P.S. Jessen, *Quantum-state control in optical lattices*, Phys. Rev. A **57**, 1972 (1998)

Refroidissement et Chauffage paramétrique

- [54] B. M. Garraway et V. G. Minogin, *Theory of an optical dipole trap for cold atoms*, Phys. Rev. A **62**, 043406 (2000)
- [55] T. A. Savard, K. M. O'Hara et J. E. Thomas, *Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps*, Phys. Rev. A **56**,R1095 (1997)

Mélasses et pièges magnéto-optiques

- [56] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable et A. Ashkin, *Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985)
- [57] E L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu et D.E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- [58] P. D. Lett, R . N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould et H. J. Metcalf, *Obsevation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988)
- [59] J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989)
- [60] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin et E. D. Pritchard, *High Densities of Cold Atoms in a Dark Spontaneous-Force Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2253 (1993)

Pièges de particules chargées

- [61] J. Drees, W. Paul, Z. Phys. **180**, 340 (1964)
- [62] H. C. Nägerl, Ch. Roos, D. Leibfried, H. Rohde, G. Thalhammer, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, *Investigating a qubit candidate: Spectroscopy on the $S_{1/2}$ to $D_{5/2}$ transition of a trapped calcium ion in a linear Paul trap*, Phys. Rev. A **61**, 023405 (2000)
- [63] Ch. Raab, J. Eschner, J. Bolle, H. Oberst, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, *Motional Sidebands and Direct Measurement of the Cooling Rate in the Resonance Fluorescence of a Single Trapped Ion*, Phys. Rev. Lett. **85**, 538 (2000)
- [64] C. F. Roos, D. Leibfried, A. Mundt, F. Schmidt-Kaler, J. Eschner, R. Blatt, *Experimental Demonstration of Ground State Laser Cooling with Electromagnetically Induced Transparency*, Phys. Rev. Lett. **85**, 5547 (2000)

Etudes précédentes sur le même dispositif expérimental

- [65] Karine Vigneron, *Contrôle du bruit quantique de la lumière et mesures quantiques non destructives utilisant des atomes piégés et refroidis*, Thèse de Doctorat, Université Paris XI (1998)
- [66] Philippe Grellu, *Etude expérimentale de non-linéarités dispersives dans un milieu d'atomes piégés par laser*, Thèse de Doctorat, Université Paris XI (1996)
- [67] Nicolas Schlosser, *Mesure de la température d'un piège magnéto-optique*, Rapport de stage de DEA.
- [68] Georges Reymond, *Préparation d'un piège dipolaire optique à fort confinement spatial*, Rapport de Stage de fin d'étude, Sup'Optique.

Collisions dans les pièges dipolaires

- [69] J. D. Miller, R. A. Cline et D. J. Heinzen *Photoassociation Spectrum of Ultracold Rb Atoms*, Phys. Rev. Lett. **71**, 2204 (1993)
- [70] R. A. Cline, J. D. Miller et D. J. Heinzen *Study of Rb₂ Long-Range States by High-Resolution Photoassociation Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **73**, 632 (1994)
- [71] S.J.M. Kuppens, K.L. Corwin, K.W. Miller, T.E. Chupp et C. E. Wieman, *Loading an optical dipole trap*, Phys. Rev. A **62**, 013406 (2000)
- [72] R. C. Nesnidal et T. G. Walker, *Light-induced ultracold spin-exchange collisions*, Phys. Rev. A **62**, 030701(R) (2000)
- [73] S. Dürr, K. W. Miller et C. E. Wieman, *Improved loading of an optical dipole trap by suppression of radiative escape*, Phys. Rev. A **63**, 011410(R) (2000)

Refroidissement Raman

- [74] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule and C. Salomon, *Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice*, Europhys. Lett. **42**, 395 (1998)
- [75] V. Vuletic, A. Kerman, C. Chin, and S. Chu, *Degenerate Raman sideband cooling of trapped cesium atoms at very high atomic densities*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5768 (1998)

Piégeage de particules uniques

- [76] C.J. Hood, T.W. Lynn, T. W. Doherty, A.S. Parkins et H.J. Kimble, *The Atom-Cavity microscope : single atoms bound in in orbit by single photons*, Science **287**, 1447 (2000)
- [77] P.W.H. Pinkse, T. Fisher, P. Maunz et G. Rempe, *Trapping an atom with single photons*, Nature **404**, 365 (2000)

- [78] D. Frese, B. Ueberholz, S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, V. Gomer, D. Meschede, *Single Atoms in an optical Dipole trap : Towards a Deterministic Source of Cold Atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3777-3780 (2000)
- [79] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, M. Müller, V. Gomer, D. Meschede, *Deterministic Delivery of a Single Atom*, Science **293**, 278 (2001)

Cristaux nématiques twistés

- [80] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley-Interscience
- [81] K. Lu, B. E. A. Saleh, *Theory and design of the liquid crystal TV as an optical spatial phase modulator*, Opt. Eng., **29**, 240-246 (1990)
- [82] V. Laude, *Twisted-nematic liquid-crystal pixelated active lens*, Opt. Comm., **153**, 134-152 (1998)

Divers

- [83] S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler, O. Glöckl, G. Leuchs, *The focus of light - theoretical calculation and experimental tomographic reconstruction*, App. Phys. B, **72**, 109-113 (2001)
- [84] Pascal Szriftgiser, *Cavité gravitationnelle et optique atomique temporelle*, Thèse de Doctorat, Université Paris VI (1996)