



HAL
open science

MANIPULATION D'ATOMES DANS DES PIÈGES DIPOLAIRES MICROSCOPIQUES ET ÉMISSION CONTRÔLÉE DE PHOTONS PAR UN ATOME UNIQUE

Benoît Darquié

► **To cite this version:**

Benoît Darquié. MANIPULATION D'ATOMES DANS DES PIÈGES DIPOLAIRES MICROSCOPIQUES ET ÉMISSION CONTRÔLÉE DE PHOTONS PAR UN ATOME UNIQUE. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT : . tel-00011604

HAL Id: tel-00011604

<https://pastel.hal.science/tel-00011604>

Submitted on 14 Feb 2006

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

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



**LABORATOIRE CHARLES FABRY
DE L'INSTITUT D'OPTIQUE
CNRS UMR 8501**

**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

Benoît DARQUIÉ

Sujet :

**MANIPULATION D'ATOMES DANS DES PIÈGES
DIPOLAIRES MICROSCOPIQUES ET ÉMISSION CONTRÔLÉE
DE PHOTONS PAR UN ATOME UNIQUE**

Soutenue le 4 novembre 2005 devant la Commission d'examen :

M.	M. BRUNE	Rapporteur
M.	J.-F. ROCH	Rapporteur
M.	A. KUHN	Examineur
M.	P. PILLET	Examineur
M.	A. BROWAEYS	Examineur
M.	P. GRANGIER	Directeur de thèse

Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit a été effectué dans le groupe d'Optique Quantique du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. Je remercie Pierre Chavel, André Ducasse et Arnold Migus de m'y avoir accueilli.

Ma reconnaissance va également à Philippe Grangier qui m'a proposé ce sujet de thèse et en a assuré la direction. Le flot ininterrompu de ses idées géniales, aussi bien pour la réalisation d'expériences inédites que pour résoudre un problème technique, a été le moteur de ce travail. Je le remercie pour m'avoir transmis une partie de ses connaissances sans borne.

Je remercie Jean-François Roch et Michel Brune pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce mémoire, ainsi que Pierre Pillet et Axel Kuhn pour leur présence en tant qu'examineurs dans mon jury de thèse.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Antoine Browaeys qui m'a encadré quotidiennement. Merci d'avoir patiemment répondu à mes questions de tous ordres. Travailler à tes côtés m'a énormément enrichi.

Je remercie sincèrement Gaétan Messin dont les conseils et l'enseignement m'ont été précieux. Merci d'avoir pris soin du pilote.

Je suis reconnaissant à tous ceux qui ont travaillé avec moi. Ce manuscrit reflète les travaux que nous avons menés en commun. Merci à Jérôme Beugnon de m'avoir piqué ma manip. Travailler avec toi a tout simplement été très agréable. On s'est bien marré. Merci à Matthew Jones pour m'avoir initié à la Physique britannique. Tu as su donner l'impulsion du changement salvateur. Les résultats parlent d'eux-mêmes. (Mais fallait-il vraiment pour cela tout inonder ?) Merci également pour ton assiduité aux cafés de 10 h. Merci à Jos Dingjan pour sa bonne humeur. Merci à Silvia Bergamini pour avoir supporté mes humeurs et celles de la manip. Merci également à Lionel Jacubowicz qui a largement contribué à l'élaboration de l'algorithme itératif permettant de générer des réseaux de micro-pièges dipolaires. Merci enfin à Georges-Olivier Reymond pour m'avoir initié au maniement de l'expérience.

Merci à Yvan Sortais pour les biscuits, l'andouillette, le cidre (de la Sarthe), les fautes d'orthographe, le facteur de Strehl et le critère de Maréchal.

Je souhaite également remercier l'ensemble des (autres) personnes qui composent ou ont composé le groupe d'Optique Quantique : Jean-Philippe Poizat, Rosa Tualle-Brouri, Nicolas Schlosser, Junxiang Zhang, Jérôme Wenger, Jérôme Lodewyck, Alexei Ourjoumstev, Julien Laurat, Harold Marion, Aurélien Dantan. C'est un groupe dans lequel il fait bon travailler.

Bien des gens à l'Institut d'Optique ont participé au bon déroulement de cette thèse : André Villing et Frédéric Moron pour les divers conseils et réalisations électroniques, Alain Aide pour les conseils en électronique et en mécanique, Thierry Avignon et les TP pour les innombrables prêts, Éric Vigne, Jean-Luc Cadore et Jacky Robin pour les travaux d'entretien. Qu'ils soient assurés de ma reconnaissance.

Je ne saurais terminer sans remercier Capucine pour la relecture de ce manuscrit.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1	
Le piégeage dipolaire d'atomes uniques	9
1.1 Piégeage dipolaire d'un atome à deux niveaux	9
1.1.1 Généralités	9
1.1.2 Cas d'un faisceau laser gaussien	10
1.2 Piégeage dipolaire d'un atome à plusieurs niveaux	12
1.2.1 Atome habillé et perturbations au deuxième ordre en champ électrique . .	12
1.2.2 Retour sur l'atome à deux niveaux - déplacements lumineux	14
1.2.3 Cas de l'atome de rubidium 87	14
1.3 Notre dispositif expérimental	21
1.3.1 Le Microscope de Grande OUverture : MIGOU	21
1.3.2 Le piège magnéto-optique	23
1.3.3 Imagerie de la fluorescence	24
1.3.4 Contrôle informatique de l'expérience	25
1.4 Nombre d'atomes piégés	26
1.4.1 Le régime de fort chargement	26
1.4.2 Le régime d'atome unique	27
1.4.3 Le blocage collisionnel	29
1.4.4 Séquences temporelles en régime d'atome unique	31
1.5 Conclusion	33
Chapitre 2	
Réalisation de pièges multiples	35
2.1 Avec plusieurs faisceaux	36
2.2 Avec un seul faisceau	37
2.2.1 L'optique de Fourier	37
2.2.2 Le modulateur de phase	39

2.2.3	La génération d'hologrammes	43
2.2.4	Les hologrammes obtenus	50
2.2.5	Le piégeage holographique d'atomes	53
2.3	Conclusion	59

Chapitre 3	
Caractérisation de l'état externe des atomes	61

3.1	Les paramètres du piège dipolaire	61
3.1.1	L'outil « sonde »	62
3.1.2	Mesure de la profondeur du piège	63
3.1.3	Mesure des fréquences d'oscillation du piège	72
3.1.4	Conclusion	81
3.2	La température des atomes dans le piège dipolaire	81
3.2.1	Généralités sur les temps de vol	81
3.2.2	La température de l'atome unique : temps de vol sur l'APD	82
3.2.3	Cas à plusieurs atomes : temps de vol sur l'APD	85
3.2.4	Cas à plusieurs atomes : temps de vol sur la CCD	86
3.2.5	Discussion	93
3.3	Durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire	94
3.3.1	Durée de vie de l'atome et chauffage	94
3.3.2	Durée de vie de l'atome dans le noir	96
3.3.3	Durée de vie de l'atome irradié par la sonde	98
3.4	Conclusion	100

Chapitre 4	
Contrôle de l'état interne de l'atome	101

4.1	Contrôle des états hyperfins du niveau fondamental	102
4.1.1	Préparation en $F = 1$ ou $F = 2$	102
4.1.2	Durée de vie en $F = 1$ et $F = 2$	104
4.2	Contrôle des sous-niveaux Zeeman	106
4.2.1	Lame dichroïque et contraste en polarisation	107
4.2.2	Application d'un champ magnétique vertical	110
4.2.3	« Application » du bon contrôle de la transition fermée : mesure de l'efficacité de détection	115
4.3	Contrôle cohérent de la transition fermée	117
4.3.1	Une source laser impulsionnelle	118
4.3.2	Oscillations de Rabi en fonction de la puissance des impulsions laser	123

4.3.3	Oscillations de Rabi dans le domaine temporel	132
4.3.4	Battements quantiques	138
4.4	Conclusion	142

Chapitre 5

Utilisation de l'atome unique comme une source de photons uniques 143

5.1	Caractéristiques de notre source de photons uniques	143
5.2	L'outil de diagnostic : la fonction d'autocorrélation en intensité	145
5.2.1	Pour un champ classique	145
5.2.2	Pour un champ quantique	146
5.2.3	Cas du champ rayonné par un atome unique	148
5.2.4	Le montage de Hanbury Brown et Twiss	152
5.3	Dégrouperement de photons en régime continu	154
5.3.1	Mesure brute	154
5.3.2	Normalisation	155
5.3.3	Correction du fond	157
5.3.4	Discussion	158
5.3.5	Conclusion	160
5.4	Dégrouperement de photons en régime impulsionnel	160
5.4.1	Séquence expérimentale optimisée	161
5.4.2	Les résultats expérimentaux	162
5.4.3	Correction des données	165
5.4.4	Analyse des données	168
5.4.5	Comparaison avec la théorie	171
5.4.6	Discussion	177

Conclusion et perspectives 179

Annexes 183

Annexe A

Analyse des temps de vol sur la CCD 185

A.1	Analyse brute	185
A.2	Prise en compte de la durée de l'impulsion sonde	186
A.3	Prise en compte de la profondeur de champ de MIGOU	188
A.3.1	Effet d'un déplacement longitudinal	188
A.3.2	Profils de fluorescence sur la CCD	190
A.3.3	Abaque des températures	190

A.4	Résumé	191
Annexe B		
Saturation et efficacité globale de collection et de détection		193
B.1	Saturation de la fluorescence sur la transition fermée	193
B.2	Amélioration de la mesure	194
Annexe C		
Temps passé sur la transition fermée		197
C.1	Repompage de $F = 1$ vers $F = 2$	197
C.2	Pompage optique vers ($F = 2, m_F = -2$)	198
C.3	Résumé	200
Annexe D		
Ajustement des courbes de dégroupement de photons en régime continu		201
D.1	Groupement de photons	201
D.2	Ajustements des courbes	204
D.2.1	Résultats	204
D.2.2	Phénomène $t_{\text{off}}/t_{\text{on}}$	204
D.2.3	Efficacité de collection	205
Annexe E		
Probabilité d'avoir deux photons par impulsion		207
E.1	Principe de la méthode des « fonctions d'onde Monte Carlo »	207
E.2	Probabilité qu'une impulsion contienne au moins 1 photon	209
E.3	Probabilité qu'une impulsion contienne 1 et 1 seul photon	209
E.4	Résultats	211
E.5	Efficacité de collection imparfaite	211
Bibliographie		213

Introduction

Le contexte dans lequel s'inscrit le travail exposé dans ce manuscrit est celui de l'information quantique. L'information classique manipule des bits classiques binaires que l'on symbolise par des 0 et des 1. Il peut s'agir des niveaux de tension (haute ou basse) lors de l'échange des données dans un ordinateur, de deux états de magnétisation d'un matériau pour le stockage des informations sur un disque dur, ou de creux et de bosses pour le stockage de l'information sur un disque compact. On peut envisager de coder l'information sur un système quantique à deux états $|0\rangle$ et $|1\rangle$, par exemple un atome, une boîte quantique ou un photon polarisé. On parle alors de bit quantique ou « qubit » [1]. Un tel système peut se trouver dans l'état $|0\rangle$ ou $|1\rangle$, mais également dans n'importe quelle superposition d'état :

$$\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \quad \text{avec} \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1 \quad (1)$$

où α et β sont des coefficients numériques complexes dont le module carré donne la probabilité d'obtenir, lors d'une mesure de l'état du système, la valeur 0 ou 1. Le qubit se trouve alors à la fois dans l'état $|0\rangle$ et dans l'état $|1\rangle$. Son comportement se distingue donc de celui d'un système classique qui est soit dans l'état 0 soit dans l'état 1.

Avec N bits, il est possible de coder 2^N nombres. Imaginons à présent un registre contenant N bits quantiques, chacun étant dans une superposition des états de base telle que celle de l'équation (1). Ce *registre quantique* contient alors simultanément les 2^N nombres, alors qu'un *registre classique* de N bits n'en représente qu'un seul parmi 2^N . La manipulation des qubits semble donc apporter un parallélisme intrinsèque, grâce auquel, il est possible de concevoir des algorithmes de calcul plus performants que les algorithmes classiques tournant actuellement sur les ordinateurs. En 1994, Peter Shor a proposé un algorithme de décomposition d'un nombre en facteurs premiers demandant une quantité d'opérations augmentant de façon polynômiale avec la taille de ce nombre, alors que le meilleur algorithme classique demande un nombre d'opérations qui croît exponentiellement avec celui-ci [2]. Un autre algorithme quantique, proposé par Lov Grover en 1997, permet de trouver un élément parmi N en $O(\sqrt{N})$ accès à la base de données, au lieu de $N/2$ classiquement [3].

Toutefois, la concrétisation de l'ordinateur quantique mettant en œuvre de façon pratique la logique quantique pour des calculs « utiles » n'est pas encore à l'ordre du jour. À l'heure actuelle, plusieurs équipes ont réussi à effectuer des opérations élémentaires sur quelques qubits. Un ordinateur quantique exigerait, comme son homologue classique, le contrôle d'un grand nombre de bits quantiques. Or les états quantiques, tels que la superposition (1), sont très fragiles. Les interactions avec l'environnement macroscopique tendent à les détruire. Ce phénomène, appelé *décohérence*, a pour effet de restaurer une logique classique, et ce d'autant plus vite que le système est formé d'un grand nombre de qubits [4].

Au-delà de la mise en œuvre d'algorithmes performants, une motivation plus fondamentale de l'information quantique est la réalisation de systèmes de plus en plus gros qui conservent un comportement quantique. Cette *ingénierie quantique* nécessite un couplage minimum et contrôlé

à l'environnement. Les états envisagés se rapprochent alors de « chats de Schrödinger », à la fois morts et vivants, c'est à dire de systèmes macroscopiques dans une superposition d'états telle que celle définie par l'expression (1).

Le support physique du bit quantique doit donc satisfaire à un certain nombre d'exigences, pour être adapté au traitement quantique de l'information :

- Il doit s'agir d'un système physique dont on peut manipuler, de façon contrôlée, deux états quantiques particuliers $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Il faut par exemple être capable :
 - ✓ de maîtriser la *préparation* du qubit dans les états $|0\rangle$ et $|1\rangle$;
 - ✓ de maîtriser la *lecture* du qubit dans les états $|0\rangle$ et $|1\rangle$;
 - ✓ de mettre en œuvre des *opérations à un qubit*, c'est-à-dire de passer d'une superposition d'état à une autre ;
 - ✓ de contrôler la *cohérence* du qubit, c'est-à-dire de le garder dans un superposition d'état suffisamment longtemps, avant qu'il ne decohere.
- Il doit être possible d'*étendre à grande échelle* le système physique portant le qubit et ainsi créer des registres de qubits.
- Dans un tel registre quantique, l'*adressabilité* de chacun des qubits doit être maintenue. Ceci signifie que les premières exigences doivent être satisfaites pour chacun des éléments, à savoir, la possibilité d'initialiser, de lire et d'agir sur chacun des bits quantiques individuellement.
- Par ailleurs il faut bénéficier d'un *ensemble universel de portes logiques quantiques*, qui par combinaison, permettent de réaliser n'importe quel calcul quantique. Aux opérations à un qubit évoquées dans le premier point, il suffit d'ajouter des *opérations à deux qubits*. Ceci implique de trouver un moyen de faire interagir de façon contrôlée deux qubits. On montre [4] que la porte CNOT (controlled-not) à deux qubits associée aux portes à un qubit forment un ensemble universel. La table de vérité de la porte CNOT est :

$$[\text{CNOT}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

dans la base $\{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$. Elle inverse l'état du deuxième qubit (« qubit cible »), si le premier est dans $|1\rangle$ (« qubit de contrôle »).

Un premier candidat au poste de bit quantique est le photon, parfois appelé qubit « volant ». Un ordinateur quantique peut être conçu avec des lames séparatrices, des éléments déphaseurs, des sources de photons uniques et des photodétecteurs [5, 6]. Le qubit est codé sur deux modes, L_1 et L_2 , du champ électromagnétique. Ces deux modes peuvent par exemple correspondre à deux polarisations orthogonales, ou deux voies d'entrée d'une lame séparatrice. Les deux états logiques du qubit correspondent à la présence d'un photon dans l'un des deux modes, soit :

$$|0\rangle = |1\rangle_{L_1} \otimes |0\rangle_{L_2} \quad \text{et} \quad |1\rangle = |0\rangle_{L_1} \otimes |1\rangle_{L_2}$$

où $|n\rangle_{L_i}$ est l'état de Fock du mode L_i contenant n photons. L'avantage d'un ordinateur quantique utilisant l'optique linéaire est le très long temps de cohérence des photons. Dans le vide, ou dans un milieu diélectrique, les photons n'interagissent pas avec l'environnement et conservent

leur cohérence. Cette propriété empêche cependant les opérations à deux qubits par interaction directe. L'astuce consiste à utiliser les effets d'interférence à un et deux photons, combinés à une projection du système, à la suite d'une mesure, sur un état particulier permettant de réaliser l'opération désirée. Le succès de l'opération logique est alors conditionné par une détection appropriée. L'indiscernabilité des photons utilisés est indispensable aux effets d'interférence mis en jeu. Un obstacle à la mise en œuvre d'un tel ordinateur quantique est le manque de sources déclenchables de photons uniques indiscernables. Il est par ailleurs difficile de disposer de plusieurs sources identiques. Un autre désavantage des qubits volants est la difficulté de les stocker et de les utiliser comme mémoire quantique.

À l'opposé des qubits volants, de nombreux domaines de la physique disposent de candidats au rôle de qubits « stationnaires ». Si un ordinateur quantique doit voir le jour, on peut penser qu'il sera fondé sur une technologie reposant sur la physique des solides, et ce pour des raisons d'encombrement. La physique des supraconducteurs propose par exemple d'utiliser les jonctions Josephson pour réaliser des qubits [7]. Les boîtes quantiques (quantum dots) sont également étudiés [8] ainsi que le spin électronique du centre coloré NV (Nitrogen Vacancy defect) dans le diamant [9] et les ions de terre rare piégés dans une matrice solide [10]. Si les matériaux solides possèdent l'avantage d'être compacts, un défaut majeur vient de la forte interaction des qubits avec la matrice cristalline. La décohérence vers l'environnement constitué par les phonons est importante, et ne peut être évitée souvent qu'à très basse température, dans un environnement cryogénique. En ce qui concerne l'extensibilité à grande échelle, il reste encore difficile de réaliser deux qubits identiques. En effet, deux boîtes quantiques n'ont par exemple jamais exactement les mêmes niveaux d'énergie, ou ne fluorescent pas rigoureusement à la même fréquence. Toutefois, si ces difficultés sont surmontées, la physique du solide permettra peut-être l'intégration de nombreux qubits pour un encombrement minimum.

Des démonstrations de principe prouvant la faisabilité du calcul quantique ont été menées sur des molécules à l'aide des techniques de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN). En 2001, l'algorithme de Shor [2] a ainsi pu être mis en œuvre et permis de factoriser le nombre $15 = 3 \times 5$ [11]. Dans ces expériences, les qubits correspondent au spin nucléaire d'atomes situés sur une seule molécule. En conséquence, le nombre de qubits ne peut être augmenté indéfiniment, et l'extensibilité à grande échelle de ce support physique semble une exigence difficile à satisfaire. En outre, pour ce type d'expériences, les diagnostics (courants induit dans des bobines par la dynamique des spins) portent sur un grand nombre de molécules à l'équilibre thermodynamique, le signal d'une molécule unique, trop faible, ne pouvant être détecté. On obtient donc un résultat moyenné sur un grand nombre d'ordinateurs quantiques (il s'agit des molécules). Si aucun ordinateur quantique fondé sur la RMN ne voit le jour, ce domaine aura au moins eu le mérite de développer des techniques de manipulation cohérente aujourd'hui largement utilisées par les équipes travaillant sur les ions piégés (voir plus loin).

La physique atomique propose également deux candidats : l'atome unique ou l'ion unique piégés. Ici, à l'opposé de la physique du solide, on ne se préoccupe pas tant de la taille que de disposer d'un système « modèle », dont l'interaction avec l'environnement est connue, comprise et éventuellement contrôlée. Les techniques mises en jeu ou les propositions théoriques avancées pour utiliser les atomes neutres et les ions efficacement dans des calculs quantiques sont assez proches, ce qui en fait deux aspirants « concurrents » au titre de bit quantique. Toutefois, au vu de l'état de l'art actuel, le domaine des ions uniques possède une large avance sur celui des atomes uniques. Bien que similaires, ces systèmes possèdent chacun leurs avantages et leurs in-

convénients, face aux exigences exposées précédemment pour leur adaptation au calcul quantique.

Les états logiques du qubit sont le plus souvent deux états internes, mais nécessitent également, suivant les protocoles envisagés, le contrôle de l'état externe de la particule, à savoir, son état quantique vibrationnel dans le piège. En ce qui concerne les atomes neutres alcalins on peut utiliser deux sous-niveaux Zeeman de deux sous-niveaux fondamentaux hyperfins. Un avantage est la durée de vie très longue de ces états. La transition considérée est alors dans le domaine radiofréquence. Ce travail s'intéresse à l'atome de rubidium 87. Pour cette exemple particulier, on peut utiliser (voir figure 1.3 du chapitre 1) :

$$|0\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = \pm 1\rangle \quad \text{et} \quad |1\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2\rangle$$

car on peut préparer ces états facilement par pompage optique. On peut également utiliser :

$$|0\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle \quad \text{et} \quad |1\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$$

car on peut également préparer ces états par pompage optique, et qu'il sont insensibles aux champs magnétiques.

En ce qui concerne les ions, les états logiques peuvent être deux sous-niveaux Zeeman de deux sous niveaux hyperfins fondamentaux, comme pour le béryllium 9 [12], ou deux niveaux d'une transition optiques dont l'état excité possède une durée de vie longue, comme pour l'ion calcium $^{40}\text{Ca}^+$ [13].

Les particules chargées se piègent aisément à l'aide de champs électriques. Le refroidissement par bandes latérales d'un ion unique dans le niveau fondamental du piège est bien maîtrisé [14], ainsi que la manipulation cohérente de qubits chargés (initialisation, lecture et opérations à un qubit), réalisée soit à l'aide de transitions Raman [12], soit à l'aide de transitions radiofréquence [15]. Les ions remplissent donc bien les premières conditions exposées précédemment.

Le piégeage d'atomes neutres est plus délicat, du fait de la faiblesse des forces que l'on peut leur appliquer. On peut utiliser des potentiels lumineux appelés pièges dipolaires optiques (voir chapitre 1). Les pièges dipolaires optiques fortement désaccordés permettent en particulier de s'affranchir de l'émission spontanée, et donc de limiter le chauffage de l'atome. L'équipe de Dieter Meschede à Bonn a tout d'abord démontré le piégeage d'atomes uniques dans un volume relativement important [16, 17]. Le dispositif expérimental dont nous allons nous servir pour ce travail a ensuite permis de piéger des atomes dans des potentiels de taille micrométrique [18, 19]. L'équipe de Bonn a également réalisé l'initialisation, la lecture et la manipulation cohérente d'atomes uniques à l'aide d'impulsions radiofréquence à résonance [20, 21, 22] ou balayées en fréquence [23], ainsi que la manipulation cohérente d'une cinquantaine d'atomes à l'aide de faisceaux Raman [24].

En ce qui concerne l'extensibilité à grande échelle des ions, une quinzaine peuvent être piégés en chaîne dans un piège de Paul linéaire [25]. Toutefois, on ne peut augmenter indéfiniment le nombre de qubits dans un unique potentiel et en garder le contrôle, notamment l'adressabilité optique. La solution consiste à utiliser les ressources de la microélectronique pour créer des puces grâce auxquelles on peut réaliser des potentiels électriques versatiles, avec des zones de stockage, de transport, d'interaction [26]. De telles techniques ont d'ores et déjà été mises en œuvre [27].

Pour les atomes neutres, l'extensibilité peut être envisagée à l'aide de réseaux optiques. Leur avantage est qu'ils assurent automatiquement un fort confinement, les puits de potentiel étant séparés d'une distance de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière utilisée, soit en général

environ un micron. Leur inconvénient est que du fait de cette faible distance, chaque puits ne peut-être individuellement adressé optiquement. Ce problème peut être surmonté en utilisant, pour générer le réseau, un laser à CO₂, dont la longueur d'onde est de l'ordre de 11 μm . On perd alors l'avantage du fort confinement. L'adressage peut également être assuré dans un gradient de champ magnétique, la fréquence de la transition logique dépendant la position du qubit. Ceci a été réalisé expérimentalement par l'équipe de Bonn, qui a conçu, dans une onde stationnaire, un registre quantique d'atomes uniques, individuellement contrôlables de façon cohérente [21, 23]. Ils ont également montré que la cohérence interne des qubits était conservée lors d'un transport du registre sur quelques millimètres [20, 28].

Un autre moyen de dupliquer les qubits neutres à grande échelle est de créer un réseau de piège dipolaires alliant le fort confinement, et l'adressabilité optique, avec des sites piégeant séparés de quelques microns. Une première solution consiste à faire focaliser un unique faisceau laser à l'aide d'une matrice de micro-lentilles, comme dans la référence [29]. Le piégeage d'atomes uniques n'a cependant pas encore été observé avec ce dispositif. Comme alternative aux potentiels optiques, certains envisagent également de créer des registres quantiques pour atomes neutres à l'aide de réseaux de pièges magnétiques sur des puces [30].

Le chargement des réseaux de pièges dipolaires optiques reste à l'heure actuelle problématique. Une façon efficace de mettre un atome dans chaque puits est de réaliser, à partir d'un condensat de Bose-Einstein, une transition de l'état superfluide vers l'état isolant de Mott [31]. Pour les pièges dipolaires microscopiques fortement désaccordés, chargés à partir d'un réservoir d'atome froid, le blocage collisionnel [18, 19] assure qu'un potentiel est soit vide avec une probabilité de 0,5, soit contient un atome avec une probabilité de 0,5. En conséquence, la probabilité d'avoir 10 qubits simultanément piégés dans dix potentiels distincts est d'environ 10^{-3} . Il est donc nécessaire de trouver un moyen de remplir de façon plus déterministe ce type de pièges.

Une fois un registre quantique obtenu, la difficulté est de faire interagir les qubits, dans le but de réaliser des portes logiques quantiques. Une première solution consiste à coupler les atomes par l'intermédiaire du champ électro-magnétique d'une cavité Fabry-Pérot, grâce à des effets d'électrodynamique quantique en cavité. L'équipe de Serge Haroche à Paris, qui travaille dans le domaine des longueurs d'onde micro-onde a ainsi réalisé l'intrication de deux atomes [32], l'intrication de trois systèmes quantiques (deux atomes et un mode de la cavité) [33], et une porte de phase entre un atome et le mode de la cavité [34]. Pour ces expériences, les atomes n'étaient pas piégés, mais traversaient la cavité. Récemment, des équipes ont réussi à piéger, au milieu d'une cavité Fabry-Pérot de longueur d'onde optique, un ion [35] ou un atome neutre (pendant quelques secondes [36], et tout dernièrement jusqu'à 15 s [37, 38]).

Dès 1995 une proposition théorique suggérait de faire du calcul quantique dans un piège à ions en les faisant interagir via le mouvement quantique collectif [39]. Cette voie est formellement équivalente à l'électrodynamique quantique en cavité, si l'on remplace les photons par les phonons. Récemment, des portes quantiques CNOT ont ainsi été réalisées et incorporées dans des algorithmes quantiques élaborés : téléportation quantique [12, 13], code correcteur d'erreur quantique [40] et transformée de Fourier quantique [41]. Ceci constitue une avancée importante, qui confirme l'avantage actuel des systèmes à ions piégés.

En ce qui concerne les atomes neutres, deux grandes approches ont été proposées pour l'intrication et la réalisation de portes logiques quantiques. La première, déterministe, consiste à rapprocher les atomes et réaliser une interaction directe. Certaines propositions théoriques reposent sur l'interaction dipole-dipole existant entre deux atomes [42, 43]. La conception d'une

porte de phase avec notre dispositif expérimental a d'ailleurs été proposée [44]. L'interaction directe entre deux atomes neutres peut aussi être obtenue par des collisions froides contrôlée via un potentiel d'interaction moléculaire [45]. À partir de ces idées, des résultats très prometteurs ont été obtenus sur l'intrication massive d'atomes neutres dans un réseau optique [46]. Cependant, du fait du manque d'adressabilité, les opérations à un qubit restent difficiles avec de tels systèmes. Quelques propositions, enfin, envisagent de coder les états logiques des qubits sur l'état externe des atomes, et de les faire interagir via l'effet tunnel entre deux potentiels [47, 48]. Toutes ces approches requérant une interaction directe entre qubits nécessitent un contrôle très fin, à la fois de la position des puits de potentiel, des temps d'interaction, et de l'état externe des atomes.

Une autre voie permet cependant d'éviter l'interaction directe. Elle s'inspire des méthodes de calcul quantique avec des qubits volants, vues précédemment. Dans ce type de schémas, une détection appropriée de la lumière émise par deux qubits les projette sur un état intriqué. L'intrication est alors probabiliste, conditionnée par des photodétections simples [49, 50] ou doubles (en coïncidence) [51, 52, 53, 54]. Cette approche nécessite l'indiscernabilité des photons émis par les deux qubits et repose sur l'idée de mélanger les photons venant des deux atomes à l'aide d'une lame séparatrice. On perd alors l'information sur l'origine des photons. Une proposition théorique s'inspirant de notre dispositif expérimental montre que ces mêmes idées permettent la réalisation d'un porte logique quantique CNOT [55, 56]. Du point de vue expérimental, ces idées ont déjà mené à l'intrication d'un ion avec un atome [15]. Soulignons que des propositions théoriques récentes allient les qubits volants et stationnaires et proposent, sur la base des idées énoncées précédemment, une architecture pour un ordinateur quantique à grande échelle, en limitant le caractère probabiliste de la logique conditionnelle [50, 53, 57].

Cette dernière approche nécessite des qubits émettant des photons uniques indiscernables à la demande. Ces sources de photons uniques doivent satisfaire à un certain nombre de prérequis :

- Tout d'abord, le système émetteur doit être un qubit, donc un système à deux niveaux dont on contrôle bien la cohérence.
- Ensuite les photons émis doivent eux-même remplir plusieurs conditions :
 - ✓ Le *taux de répétition* doit être le plus élevé possible (afin de maximiser la vitesse des éventuels calculs quantiques), le dipôle émetteur doit donc être choisi avec une durée de vie courte. Un corollaire de cette remarque est la nécessité d'une *grande efficacité quantique à l'excitation* du qubit.
 - ✓ Les impulsions émises par le qubit ne doivent contenir qu'un seul photon. Il faut limiter au maximum celles qui en contiennent deux et plus.
 - ✓ Le photon doit être émis dans un *mode spatial bien défini*.
 - ✓ Il doit être émis avec une *polarisation bien définie*.
 - ✓ Sa *largeur spectrale doit être limitée par la transformée de Fourier de son enveloppe temporelle*. Autrement dit, il faut supprimer toute les sources d'élargissement inhomogène (par exemple liées au mouvement du qubit) ; la largeur spectrale doit simplement correspondre à l'élargissement homogène dû à la largeur naturelle du niveau excité du qubit.

Les trois dernières exigences consistent à remplir la condition d'indiscernabilité sur les photons émis, c'est à dire la possibilité d'obtenir des interférences à deux photons.

À l'heure actuelle, parmi les systèmes quantiques dont on maîtrise la cohérence et qui émettent des photons uniques à la demande, on distingue : l'atome unique [58], et l'ion unique [59] piégés

au milieu d'une cavité optique. L'équipe de Gerhard Rempe et Axel Kuhn à Garching a non seulement réalisé une source de photons uniques à partir d'atomes traversant une cavité [60, 61], mais également observé des interférences quantiques entre deux photons émis par cette source [62, 63]. Notons également qu'il est possible de générer des photons à la demande de façon cohérente, à partir d'ensembles atomiques [64, 65].

Il existe également d'autres sources de photons uniques, pour lesquelles la cohérence de l'émetteur n'est pas encore tout à fait contrôlée : les molécules uniques dans une matrice hôte [66, 67, 68, 69, 70], les boîtes quantiques [71, 72, 73], ou les centres colorés NV dans le diamant [74]. Ces systèmes trouvent néanmoins leur utilité dans le domaine de la *cryptographie quantique* à variables discrètes [75, 76].

Enfin, une alternative à l'excitation d'un dipôle pour la réalisation d'une source de photons uniques consiste en la génération de paires de photons par conversion paramétrique. Un photon unique est préparé par la détection de l'autre membre de la paire. Ces paires sont toutefois obtenues de façon aléatoire [77, 78].

Le contexte du travail décrit dans ce manuscrit est l'information quantique avec des atomes neutres. La particularité du dispositif expérimental utilisé est la possibilité de manipuler des atomes de rubidium 87 individuels, confinés dans un piège dipolaire de taille microscopique. Dans le but de démontrer que notre système est adapté au traitement quantique de l'information, nous avons cherché à satisfaire la condition d'extensibilité à grande échelle, en générant holographiquement des réseaux de pièges dipolaires microscopiques, adressables individuellement, pouvant contenir chacun un atome. Ceci constitue un premier pas vers la réalisation d'un nouveau type de registre quantique. En outre, dans la perspective de réaliser des portes logiques à deux qubits, nous avons choisi de nous orienter vers l'intrication conditionnelle. Comme on l'a vu, celle-ci passe par le contrôle de l'émission du bit quantique. Nous avons donc cherché à atteindre le contrôle cohérent de la transition fermée $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3)$ pour ensuite faire émettre à l'atome unique des photons un par un, déclenchés à la demande.

Ce mémoire s'organise donc de la façon suivante. Dans le chapitre 1, après quelques rappels sur le piégeage dipolaire optique, nous décrirons le dispositif expérimental. Nous verrons qu'un objectif de grande ouverture numérique nous permet à la fois de réaliser un piège dipolaire optique de taille microscopique, et de collecter la lumière de fluorescence des atomes avec une bonne efficacité. Nous étudierons ensuite les différents régimes de chargement du piège et montrerons qu'il est possible d'y piéger soit une dizaine d'atomes, soit les atomes un par un.

Nous expliquerons dans le chapitre 2, comment, à l'aide d'un modulateur de phase programmable par ordinateur, et à partir d'un seul faisceau laser, nous avons pu concevoir des réseaux contenant jusqu'à cinq micro-pièges holographiques pour atomes uniques.

Le chapitre 3 est consacré à la caractérisation de l'état externe des atomes dans le piège. La détermination de la géométrie du potentiel à travers des mesures de profondeurs et de fréquences d'oscillation, confrontées à des simulations numériques, nous renseignera sur le volume de confinement des atomes. La mesure de la température d'un atome unique ou d'un petit nuage d'atomes piégés, donnera accès à l'amplitude de leur mouvement. Nous terminerons par des mesures de durée de vie sous différentes conditions.

L'avant dernier chapitre détaille des expériences dont l'objectif est de contrôler l'état interne de l'atome. Après des mesures de préparation, de détection et de relaxation des sous-niveaux fondamentaux, nous verrons qu'il est nécessaire de définir l'axe de quantification de notre système avec un champ magnétique, si l'on veut avoir accès aux sous-niveaux Zeeman. Nous décrirons, ensuite la conception d'une chaîne laser impulsionnelle, qui nous permettra d'atteindre un contrôle cohérent de la transition fermée $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3)$.

Cet outil va nous assurer une bonne maîtrise de l'émission spontanée de l'atome unique, dont nous ferons une source déclenchable de photons uniques. Le dernier chapitre porte sur l'étude et la caractérisation de cette source.

Le piégeage dipolaire d'atomes uniques

Sommaire

1.1	Piégeage dipolaire d'un atome à deux niveaux	9
1.2	Piégeage dipolaire d'un atome à plusieurs niveaux	12
1.3	Notre dispositif expérimental	21
1.4	Nombre d'atomes piégés	26
1.5	Conclusion	33

L'originalité du dispositif expérimental décrit dans ce manuscrit est la possibilité de manipuler des atomes neutres individuels. Ceux-ci sont piégés à l'aide d'un piège dipolaire optique de taille microscopique, chargé à partir d'un piège magnéto-optique.

Nous commencerons par rappeler brièvement les principes de base du piégeage dipolaire, pour un atome à deux niveaux, afin d'en dégager les idées générales.

Nous montrerons ensuite que, du fait de la structure de niveaux complexe d'un atome réel, le potentiel dipolaire dépend à la fois du sous-niveau dans lequel se trouve l'atome, de la polarisation et du désaccord du faisceau piège. Le cas de l'atome de rubidium 87, utilisé sur notre expérience, sera détaillé.

Nous décrirons l'ensemble du dispositif expérimental : la conception du potentiel dipolaire de taille microscopique, la façon dont on le charge et la collection de la lumière de fluorescence.

Enfin, nous détaillerons les différents régimes de chargement du micro-piège, et montrerons notamment comment il est possible d'y piéger un atome unique.

1.1 Piégeage dipolaire d'un atome à deux niveaux

1.1.1 Généralités

La force dipolaire résulte de l'interaction entre un champ électrique et une particule polarisable. Le fait de plonger un atome neutre dans un champ électrique polarise la particule. Si le champ varie suffisamment lentement, le dipôle induit $\vec{p}(t)$ pointe dans le même sens que le champ $\vec{\mathcal{E}}$, si bien que l'énergie potentielle d'interaction $W = -\vec{p} \cdot \vec{\mathcal{E}}/2$ est négative. Dans ce cas, l'atome est attiré vers les zones où $|\vec{\mathcal{E}}|$ est maximum, le potentiel, dit *dipolaire*, y étant minimum. On parle alors de piège dipolaire optique (que nous appellerons fréquemment PDO), ou de pince optique.

Considérons un atome à deux niveaux $|f\rangle$ (fondamental) et $|a\rangle$ (excité), de transition atomique ω_0 , éclairé par un laser $\vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{E}}_0(\vec{r}) \cos(\omega_L t)$. On montre que le potentiel dipolaire prend la forme

[79, 80, 81] :

$$U_{dip} = \frac{\hbar\Omega^2(\vec{r})}{4\delta_L} = \frac{\hbar}{8I_{sat}} \Gamma^2 \frac{I(\vec{r})}{\delta_L} \quad (1.1)$$

où :

- $\Omega(\vec{r}) = -\vec{d}\cdot\vec{\mathcal{E}}_0(\vec{r})/\hbar$ est la fréquence de Rabi définissant le couplage entre le dipôle et le champ, avec \vec{d} , l'élément de matrice dipolaire réel entre $|f\rangle$ et $|a\rangle$;
- $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ est le désaccord du laser par rapport à la transition atomique ;
- $I(\vec{r}) = \epsilon_0 c |\vec{\mathcal{E}}_0(\vec{r})|^2 / 2$ est l'intensité du faisceau laser piège ;
- Γ est la largeur naturelle de la transition :

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} d^2 ; \quad (1.2)$$

- I_{sat} est l'intensité de saturation :

$$I_{sat} = \frac{\hbar\omega_0^3}{12\pi c^2} \Gamma.$$

La formule 1.1 n'est valable que sous certaines approximations :

- $|\delta_L| \ll \omega_L, \omega_0$. Le laser n'est presque résonnant qu'avec une seule transition. Ceci nous permet d'une part de nous limiter à deux niveaux, même si la structure de l'atome est plus complexe, et d'autre part de négliger les processus non résonnants.
- $|\delta_L| \gg \Gamma$
- $\Omega \ll |\delta_L|$, appelé limite des faibles saturations.

L'interaction entre un champ électrique et un atome neutre n'est toutefois pas entièrement dispersive. L'atome peut en effet diffuser des photons du champ $\vec{\mathcal{E}}$, à la suite de cycles d'absorption et d'émission spontanée. Avec les approximations précédentes, on montre que le taux de diffusion a pour expression [79, 80, 81] :

$$\Gamma_{sp} = \frac{\Gamma\Omega^2(\vec{r})}{4\delta_L^2} = \frac{\Gamma^3}{8I_{sat}} \frac{I(\vec{r})}{\delta_L^2} \quad (1.3)$$

Les deux équations précédentes amènent deux remarques essentielles sur le piégeage dipolaire :

- *Signe du désaccord* : pour un désaccord rouge ($\delta_L < 0$), le potentiel dipolaire est négatif et l'interaction attire les atomes vers la lumière. Les minima de potentiel sont confondus avec les maxima d'intensité laser. Pour un désaccord bleu ($\delta_L > 0$), c'est l'inverse.
- *Variation avec l'intensité et le désaccord* : le potentiel dipolaire varie comme I/δ_L , tandis que le taux d'émission spontanée varie en I/δ_L^2 . Par conséquent, on a intérêt à utiliser des désaccords importants avec de fortes intensités afin de garder un taux de diffusion aussi bas que possible avec une profondeur de piège suffisante. On parle alors de Far Off Resonance Optical Trap (FORT).

1.1.2 Cas d'un faisceau laser gaussien

D'après le paragraphe précédent, un potentiel dipolaire peut être créé en focalisant un simple faisceau laser, désaccordé vers le rouge par rapport à la transition atomique. C'est ce type de pince optique que nous avons mis en place sur notre expérience. Nous appellerons désormais ce faisceau le *faisceau piège*. Nous allons donc dans ce paragraphe, étudier les caractéristiques géométriques d'un tel potentiel. Une telle étude est détaillée dans les thèses de Nicolas Schlosser [81] et Georges-Olivier Reymond [82].

Dans l'approximation paraxiale, un laser focalisé est bien modélisé par un mode gaussien TEM₀₀. Pour un faisceau de puissance P , de longueur d'onde λ , se propageant le long de l'axe Oz , le profil d'intensité en coordonnées cylindriques est de la forme :

$$I(z, r) = \frac{I_0}{1 + z^2/Z_r^2} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right]$$

avec :

- $I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2}$, l'intensité maximale du faisceau ;
- w_0 , le rayon du profil d'intensité, à $1/e^2$, au niveau du col du faisceau ($z = 0$) ;
- $Z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$, la longueur de Rayleigh ($I(r = 0, z = Z_r) = I_0/2$) ;
- $w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/Z_r^2}$, le rayon du profil d'intensité, à $1/e^2$, à la cote z .

De l'expression 1.1, on déduit la forme du potentiel dipolaire :

$$U_{dip}(z, r) = \frac{U_0}{1 + z^2/Z_r^2} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right] \quad (1.4)$$

où U_0 , la profondeur du piège, a pour expression :

$$U_0 = \frac{\hbar}{8I_{sat}} \Gamma^2 \frac{I_0}{\delta_L}$$

Au voisinage de son minimum, le piège a donc radialement l'allure d'une gaussienne de rayon w_0 et longitudinalement l'allure d'une lorentzienne de rayon Z_r . La taille caractéristique du piège est donc $w_0 \times w_0 \times Z_r \sim w_0^4/\lambda$.

Si les atomes piégés sont suffisamment froids, ils n'explorent que le fond du piège. On peut alors assimiler le piège à un potentiel harmonique et calculer ses fréquences d'oscillation radiale, ω_r , et longitudinale, ω_z par un développement limité au deuxième ordre de l'expression 1.4. On obtient finalement :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4|U_0|}{mw_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2|U_0|}{mZ_r^2}} \quad (1.5)$$

L'un de nos objectifs est de piéger un seul atome avec notre pince optique. Nous allons donc chercher à réduire le volume et à minimiser le col du faisceau w_0 . Plus le faisceau laser est focalisé, plus le piège est confinant. Ceci a également pour effet, à puissance fixe, d'augmenter la profondeur du potentiel, qui est proportionnelle à P/w_0^2 . On verra que nous pourrions ainsi atteindre les profondeurs désirées avec une puissance laser raisonnable.

Minimiser w_0 permet en outre, à puissance donnée, de maximiser les fréquences d'oscillation (ω_r varie comme $1/w_0^2$ et ω_z comme $1/w_0^3$). Or ces fréquences correspondent à l'écartement entre les niveaux vibrationnels quantifiés du puits de potentiel. Ceci est intéressant si l'on veut mettre en place un dispositif de refroidissement par bandes latérales [83] et contrôler l'état externe de l'atome. En effet, plus les niveaux vibrationnels sont écartés, plus il est facile de les adresser optiquement à l'aide de faisceaux lasers en configuration Raman. L'objectif est d'atteindre $\hbar\omega_{r,z} \ll E_R$, où E_R est l'énergie de recul de l'atome, de manière à ce que les niveaux soient séparés d'une quantité plus grande que la variation d'énergie lors de l'absorption ou l'émission d'un photon.

Nous avons donc tout intérêt à focaliser au maximum notre pince optique.

1.2 Piégeage dipolaire d'un atome à plusieurs niveaux

Le modèle de l'atome à deux niveaux est suffisant pour dégager les idées générales sur le piégeage dipolaire. Toutefois, l'atome de ^{87}Rb possède une structure électronique beaucoup plus complexe. La conséquence principale est que le potentiel dipolaire dépend, dans le cas général, du sous-niveau particulier sur lequel l'atome se trouve.

L'effet d'un laser fortement désaccordé sur un atome peut être traité comme une perturbation au second ordre en champ électrique.

1.2.1 Atome habillé et perturbations au deuxième ordre en champ électrique

Introduisons au préalable le formalisme de l'atome habillé [80]. Considérons un atome immobile à plusieurs niveaux, $|f\rangle$ le fondamental, et $|e_i\rangle$, les états excités, d'énergie $\hbar\omega_i$. Son hamiltonien s'écrit :

$$H_{at} = \sum_i \hbar\omega_i |e_i\rangle\langle e_i|$$

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

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

où $\vec{\epsilon}$ est la polarisation. Une fois quantifié, et par un choix judicieux de l'origine des coordonnées, le champ électrique, à la position de l'atome, est décrit par l'opérateur :

$$\hat{\vec{E}} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_L}{2\epsilon_0 V}} \vec{\epsilon} (a + a^\dagger)$$

où V est le volume de quantification, et a et a^\dagger , les opérateurs d'annihilation et de création d'un photon dans le mode du laser (cette quantification sera un peu plus détaillée au chapitre 5). L'hamiltonien du champ laser a pour expression :

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

En l'absence d'interaction, les états propres du système {atome + champ}, dont l'hamiltonien est $H_{at} + H_L$, sont l'ensemble des états $\{|f, N\rangle, |e_i, N\rangle\}$ où N est le nombre de photons dans le mode du champ. $|f, N\rangle$ a pour énergie $E_f = N\hbar\omega_L$, et $|e_i, N\rangle$ a pour énergie $E_i = \hbar\omega_i + N\hbar\omega_L$.

L'hamiltonien décrivant l'interaction entre un champ laser de longueur d'onde λ et un atome, dans l'approximation des grandes longueurs d'onde ($\lambda \gg \langle \vec{r} \rangle$) où \vec{r} est la position de l'atome est l'hamiltonien dipolaire électrique [80, 81] :

$$\hat{H}_I = -\hat{\vec{D}} \cdot \hat{\vec{E}}$$

où $\hat{\vec{D}}$ est l'opérateur dipolaire associé à l'atome.

D'après la théorie des perturbations indépendantes du temps au second ordre, l'interaction induit un déplacement des niveaux d'énergie donné par :

$$\Delta E_i = \sum_{j \neq i} \frac{|\langle j | H_I | i \rangle|^2}{E_i - E_j} \quad (1.6)$$

H_I ne possédant pas d'éléments diagonaux, le terme perturbatif d'ordre 1 est nul.

Nous faisons l'hypothèse que le laser est proche de résonance pour un nombre restreint de transitions atomiques : $\delta_L \ll \omega_L$, $\{\omega_i\}$ où $\{\omega_i\}$ correspond à l'ensemble des transitions concernées. Dans ces conditions, certains termes de l'équation 1.6 sont prépondérants, ceux proches de résonance dont le dénominateur est petit. Nous pouvons négliger les termes hors résonance (approximation séculaire). L'hamiltonien d'interaction ne couple alors que les niveaux d'une même multiplicité $\{|f, N+1\rangle, |e_i, N\rangle\}$ où les $|e_i, N\rangle$ sont les niveaux excités correspondant aux transitions atomiques dont la fréquence est proche de la fréquence du laser. Typiquement, nous utilisons un faisceau à 810 nm pour piéger des atomes de ^{87}Rb . Les transitions à considérer sont donc essentiellement celles de la raie D_1 à 795 nm et D_2 à 780 nm.

Les éléments intervenant dans l'équation 1.6 seront donc du type :

$$\langle e_i, N | -\widehat{D} \cdot \widehat{E} | f, N+1 \rangle$$

L'état du champ émis par le laser sera toujours un état cohérent correspondant au champ classique. Sa décomposition sur les états de Fock $|N\rangle$ n'a donc de composantes non négligeables que sur une plage ΔN petite devant la moyenne $\langle N \rangle$ du nombre de photons. On peut alors négliger les variations de $\langle N | \widehat{E} | N+1 \rangle = \mathcal{E}_L \sqrt{N+1} \sim \mathcal{E}_L \sqrt{\langle N \rangle}$ dans l'expression précédente. En outre, le champ classique et quantique ayant la même énergie :

$$\frac{\langle N \rangle \hbar \omega_L}{V} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \mathcal{E}_0^2$$

on en déduit que :

$$\langle e_i, N | -\widehat{D} \cdot \widehat{E} | f, N+1 \rangle = -\frac{\mathcal{E}_0}{2} \langle e_i | \widehat{D} \cdot \vec{\epsilon} | f \rangle$$

Les états électroniques sont décrits par trois nombres quantiques $|n, J, m\rangle$, n le nombre quantique principal, J quantifiant la norme du moment cinétique, et m quantifiant la projection du moment cinétique sur l'axe de quantification. Comme l'opérateur dipolaire électrique est une observable vectorielle, on peut utiliser le théorème de Wigner-Eckart pour en évaluer les éléments de matrice. En utilisant la base standard pour la polarisation du laser, on obtient :

$$\langle e_i | \widehat{D} \cdot \vec{\epsilon} | f \rangle = \langle n_{e_i}, J_{e_i}, m_{e_i} | \widehat{D} \cdot \vec{\epsilon} | n_f, J_f, m_f \rangle = d(n_f, J_f, n_{e_i}, J_{e_i}) \langle J_f, 1; m_f, \epsilon | J_{e_i}, m_{e_i} \rangle$$

où :

- $d(n_f, J_f, n_{e_i}, J_{e_i})$ est appelé élément de matrice réduit de la transition $|n_f, J_f\rangle \rightarrow |n_{e_i}, J_{e_i}\rangle$, indépendant de m_f, m_{e_i} et ϵ ;
- $\epsilon = 0, \pm 1$, correspondant respectivement aux polarisations $\vec{\epsilon} = \pi, \sigma^\pm$
- $\langle J_f, 1; m_f, \epsilon | J_{e_i}, m_{e_i} \rangle$ est le coefficient de Clebsch-Gordan de la transition (non nul que si $m_f + \epsilon = m_{e_i}$).

Nous allons voir dans la suite que tous les éléments de matrices intervenant dans l'équation 1.6 peuvent s'écrire comme le produit d'un élément de matrice complètement réduit ne dépendant que de la fonction d'onde orbitale électronique, et d'un coefficient prenant en compte le couplage entre les sous-niveaux $|i\rangle$ et $|j\rangle$. Ce coefficient dépend de la polarisation du laser, et du moment angulaire électronique et nucléaire.

1.2.2 Retour sur l'atome à deux niveaux - déplacements lumineux

Pour un atome à deux niveaux, l'application de la formule 1.6 donne :

$$\Delta E_f = +U_{dip} \quad \text{et} \quad \Delta E_a = -U_{dip} \quad (1.7)$$

où ΔE_f est le déplacement du niveau fondamental, ΔE_a celui du niveau excité, et U_{dip} est donné par la formule 1.1. On remarque donc que le déplacement correspond exactement au potentiel de piégeage pour l'état fondamental, et à l'opposé du potentiel de piégeage pour l'état excité. On interprète ceci par le fait que dans l'approximation des faibles saturations, l'atome se trouve la plupart du temps dans l'état fondamental. L'état fondamental déplacé est donc le potentiel pertinent vu par l'atome.

Ces déplacements étant induits par l'interaction avec le laser, ils sont usuellement appelés *déplacements lumineux*.

Remarquons également que la transition atomique est modifiée en présence du champ laser. Si on la sonde avec un autre faisceau laser de fréquence ω_s , la résonance se produira pour $\omega_0 - 2U_{dip}$. Pour un désaccord rouge du faisceau piège ($\delta_L < 0$), la transition atomique est plus grande que ω_0 . On dit qu'elle est décalée vers le bleu.

1.2.3 Cas de l'atome de rubidium 87

L'atome de Rb étant un alcalin, la structure des niveaux d'énergie est essentiellement gouvernée par l'électron périphérique.

Désaccords très importants

Le nombre de niveaux d'énergie à considérer change suivant le désaccord du laser utilisé. Si celui-ci est très grand, la structure fine (~ 15 nm) ne peut-être résolue et les niveaux d'énergie à considérer ne dépendent que du moment cinétique orbital total \vec{L} . Les niveaux d'énergie $|L, m_L\rangle$, ainsi que les coefficients de Clebsch-Gordan des transitions sont représentés sur la figure 1.1. Une telle transition $S \rightarrow P$ se comporte, pour une polarisation donnée, comme un atome à deux niveaux.

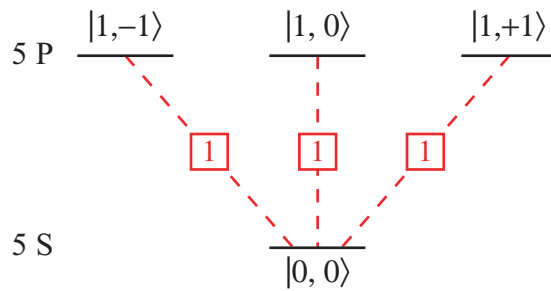


FIG. 1.1 – Structure des niveaux électroniques $|L, m_L\rangle$ de l'atome de rubidium, et coefficients de Clebsch-Gordan associés.

En effet, d'après le théorème de Wigner-Eckart :

$$\langle L', m_{L'} | \widehat{D} \cdot \vec{\epsilon} | L, m_L \rangle = d(5S, 5P) \langle L, 1; m_L, \epsilon | L', m_{L'} \rangle \quad (1.8)$$

Le seul terme qui nous intéressera pour la figure 1.1 sera :

$$\langle 1, m | \widehat{D} \cdot \vec{\epsilon} | 0, 0 \rangle = d(5S, 5P) \langle 0, 1; 0, \epsilon | 1, m \rangle = d(5S, 5P) \delta_{m, \epsilon}$$

En utilisant l'équation 1.6, on trouve que le déplacement lumineux de l'état fondamental et de l'état excité sont exactement ceux de l'atome à deux niveaux (formule 1.7) :

$$\Delta(5S) = \frac{\hbar}{8I_{sat}} \Gamma^2 \frac{I}{\delta_L} \quad \text{et} \quad \Delta(5P) = -\frac{\hbar}{8I_{sat}} \Gamma^2 \frac{I}{\delta_L}$$

où l'on a remplacé d par $d(5S, 5P)$ dans la formule de Γ (équation 1.2) :

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} d(5S, 5P)^2$$

Cette formule reste en effet valable pour ces éléments de matrice réduits [79]. Nous déduisons la valeur de $d(5S, 5P)$ des données de la référence [84] :

$$d(5S, 5P) \sim 2,5 \times 10^{-29} \text{ C}\cdot\text{m}$$

Structure fine

Si le désaccord du faisceau piège est plus faible, il est nécessaire de tenir compte du couplage spin-orbite électronique. On aboutit à la structure fine de l'atome dans laquelle les niveaux d'énergie dépendent du moment cinétique total de l'atome $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, où \vec{S} est le spin électronique qui vaut $1/2$. Les niveaux $|L, S; J, m_J\rangle$ ainsi obtenus sont représentés sur la figure 1.2.

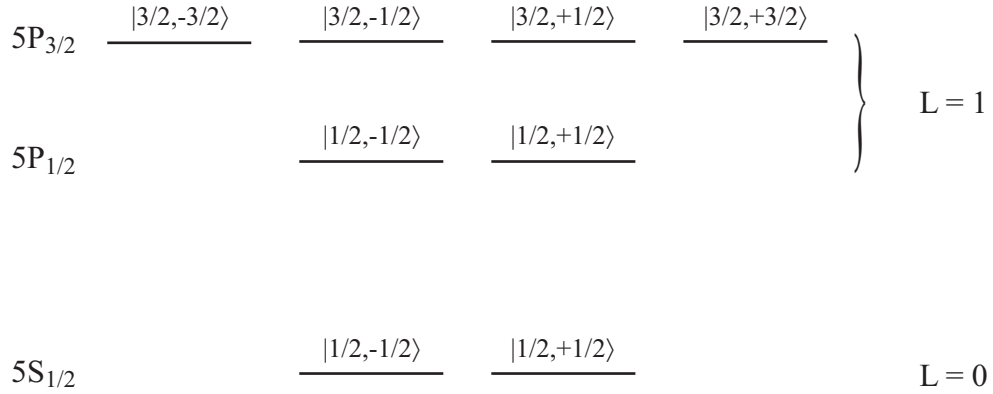


FIG. 1.2 – Structure fine (niveaux $|J, m_J\rangle$) de l'atome de rubidium.

Pour calculer les déplacements lumineux de chacun de ces niveaux, on commence par décomposer la base couplée $|L, S; J, m_J\rangle$ sur la base découplée $|L, S; m_L, m_S\rangle$:

$$|L, S; J, m_J\rangle = \sum_{\substack{m_L + m_S = m_J \\ -L \leq m_L \leq L \\ -S \leq m_S \leq S}} \langle L, S; m_L, m_S | J, m_J \rangle |L, S; m_L, m_S\rangle$$

sachant que $S = 1/2$. On calcule alors $\langle L', S; J', m_{J'} | \hat{D} \cdot \vec{\epsilon} | L, S; J, m_J \rangle$ à l'aide de cette décomposition :

$$\begin{aligned} \langle L', S; J', m_{J'} | \hat{D} \cdot \vec{\epsilon} | L, S; J, m_J \rangle = \\ \sum_{\substack{m_L, m_{L'} \\ m_S, m_{S'}}} \underbrace{\langle L', S; m_{L'}, m_{S'} | \hat{D} \cdot \vec{\epsilon} | L, S; m_L, m_S \rangle}_{\langle L', m_{L'} | \hat{D} \cdot \vec{\epsilon} | L, m_L \rangle \delta_{m_S, m_{S'}}} \langle L', S; m_{L'}, m_{S'} | J', m_{J'} \rangle \langle L, S; m_L, m_S | J, m_J \rangle \end{aligned} \quad (1.9)$$

où la partie sous l'accolade a été calculée en fonction de l'élément de matrice réduit au paragraphe précédent (formule 1.8). Souvenons-nous que, dans cette formule, n'apparaissent que les termes vérifiant :

- $-L \leq m_L \leq L$
- $-L' \leq m_{L'} \leq L'$
- $-1/2 \leq m_S = m_{S'} \leq 1/2$
- $m_L + m_S = m_J$
- $m_{L'} + m_{S'} = m_{J'}$

On peut alors combiner les formules 1.6 et 1.9 pour calculer les déplacements des niveaux de la figure 1.2. Nous nous limiterons au cas particulier d'une polarisation π du faisceau piège ($\epsilon = 0$), correspondant à notre dispositif expérimental. Les calculs restent suffisamment simples pour être menés à la main, le nombre de termes non nuls dans la formule 1.9 étant réduit à 1. En effet, le niveau fondamental s'écrit $|J_f = 1/2, m_f\rangle = |L_f = 0, S = 1/2; m_{L_f} = 0, m_{S_f} = m_f\rangle$, et quelque soit le niveau excité $|J_e, m_e\rangle$, on en déduit :

$$\langle J_e, m_e | \widehat{D} \cdot \vec{e} | J_f, m_f \rangle = d(5S, 5P) \langle 1, J_f; \epsilon, m_f | J_e, m_e \rangle$$

On obtient finalement, dans le cas d'une polarisation π , les déplacements lumineux suivants [79, 81] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta(5S_{1/2}, J = 1/2, m_J = \pm 1/2) = \frac{\hbar I}{8I_{sat}} \Gamma^2 \left(\frac{1}{3\delta_1} + \frac{2}{3\delta_2} \right) \\ \Delta(5P_{1/2}, J = 1/2, m_J = \pm 1/2) = -\frac{\hbar I}{8I_{sat}} \Gamma^2 \left(\frac{1}{3\delta_1} \right) \\ \Delta(5P_{3/2}, J = 3/2, m_J = \pm 1/2) = -\frac{\hbar I}{8I_{sat}} \Gamma^2 \left(\frac{2}{3\delta_2} \right) \\ \Delta(5P_{3/2}, J = 3/2, m_J = \pm 3/2) = 0 \end{array} \right. \quad (1.10)$$

où δ_1 est le désaccord du laser par rapport à la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ et δ_2 est le désaccord du laser par rapport à la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$.

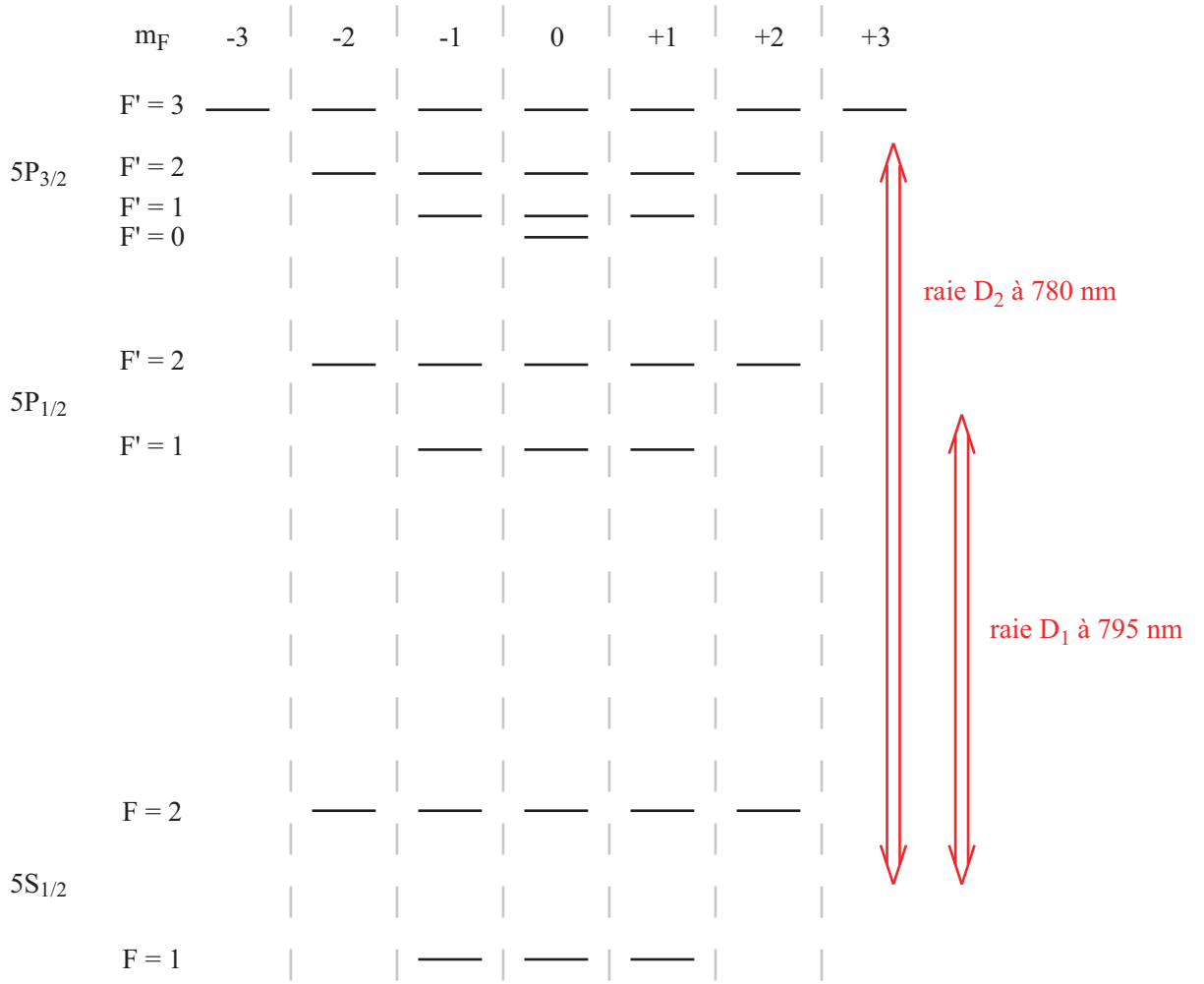
Structure hyperfine

Le calcul précédent ne donne pas directement le déplacement des niveaux hyperfins. Pour prendre en compte la structure hyperfine, il suffit de rajouter le couplage entre le moment cinétique total électronique J , et le spin nucléaire $I = 3/2$. La structure hyperfine, dans laquelle les niveaux d'énergie $|L, S, J, I; F, m_F\rangle$ dépendent du moment cinétique $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$, est représentée sur la figure 1.3.

Comme précédemment, on commence par décomposer la base couplée $|J, I; F, m_F\rangle$ sur la base découplée $|J, I; m_J, m_I\rangle$:

$$|J, I; F, m_F\rangle = \sum_{\substack{m_J+m_I=m_F \\ -J \leq m_J \leq J \\ -I \leq m_I \leq I}} \langle J, I; m_J, m_I | F, m_F \rangle |J, I; m_J, m_I\rangle$$

sachant que $I = 3/2$. On calcule alors $\langle L', S, J', I; F', m_{F'} | \widehat{D} \cdot \vec{e} | L, S, J, I; F, m_F \rangle$ à l'aide de cette


 FIG. 1.3 – Structure hyperfine (niveaux $|F, m_F\rangle$) de l'atome de rubidium.

décomposition :

$$\begin{aligned}
 \langle L', S, J', I; F', m_{F'} | \hat{D} \cdot \vec{\epsilon} | L, S, J, I; F, m_F \rangle = \\
 \sum_{\substack{m_J, m_{J'} \\ m_I, m_{I'}}} \underbrace{\langle L', S, J', I; F', m_{F'} | \hat{D} \cdot \vec{\epsilon} | L, S, J, I; F, m_F \rangle}_{\langle L', S, J', m_{J'} | \hat{D} \cdot \vec{\epsilon} | L, S, J, m_J \rangle \delta_{m_I, m_{I'}}} \langle J', I; m_{J'}, m_{I'} | F', m_{F'} \rangle \langle J, I; m_J, m_I | F, m_F \rangle
 \end{aligned} \tag{1.11}$$

où la partie sous l'accolade a été calculée en fonction de l'élément de matrice réduit au paragraphe précédent (formule 1.9). Souvenons-nous que, dans cette formule, n'apparaissent que les termes vérifiant :

- $-J \leq m_J \leq J$
- $-J' \leq m_{J'} \leq J'$
- $-3/2 \leq m_I = m_{I'} \leq 3/2$
- $m_J + m_I = m_F$
- $m_{J'} + m_{I'} = m_{F'}$

Par ailleurs, les coefficients de Clebsch-Gordan imposent des règles de sélection sur la formule

1.11. Les transitions ne vérifiant pas $\delta F = 0, \pm 1$ sont interdites. En outre, pour une polarisation ϵ donnée, seules les transitions vérifiant $m_{F'} = m_F + \epsilon$ sont autorisées.

On peut alors calculer les déplacements des niveaux de la figure 1.3. Les formules devenant un peu plus compliquées, nous avons utilisé un programme de calcul formel. Sur la base des équations 1.6 et 1.11, il est possible de donner un résultat général pour le déplacement lumineux d'un état fondamental de moment angulaire total F et de nombre quantique magnétique m_F , qui soit valable, à la fois pour une polarisation linéaire et circulaire, si le désaccord du faisceau piège reste grand devant l'écartement des niveaux hyperfins excités (δ_1, δ_2 supérieur à plusieurs centaines de MHz) [79] :

$$\Delta(F, m_F) = \frac{\hbar I}{8I_{sat}} \Gamma^2 \left(\frac{1 - \epsilon g_F m_F}{3 \delta_1} + \frac{2 + \epsilon g_F m_F}{3 \delta_2} \right) \quad (1.12)$$

Ici, g_F est le facteur de Landé du niveau fondamental [84] :

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

Pour la polarisation linéaire ($\epsilon = 0$), tous les niveaux fondamentaux sont déplacés d'une même quantité qui est également celle de la formule 1.10. Ceci est simplement dû à la symétrie de la structure. Les choses se compliquent en polarisation circulaire. Les sous-niveaux Zeeman ne restent pas dégénérés, et les déplacements lumineux peuvent s'interpréter en terme de champ magnétique fictif [79, 81].

La transition qui nous intéresse le plus est $(5^2S_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3)$, car c'est celle dont on se sert à la fois pour piéger les atomes (voir le paragraphe 1.3.2, un peu plus loin), et pour les sonder (dans les chapitres 3, 4 et 5). Nous avons donc calculé formellement les déplacements lumineux de tous les sous-niveaux Zeeman $|F, m_F\rangle$ de l'état excité $(5^2P_{3/2}, F = 3)$, lorsque le piège est polarisé linéairement, ce qui correspond à notre situation expérimentale :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta(|3, \pm 3\rangle) = 0 \\ \Delta(|3, \pm 2\rangle) = -\frac{\hbar I}{8I_{sat}} \Gamma^2 \left(\frac{1}{3 \delta_2} \right) \\ \Delta(|3, \pm 1\rangle) = -\frac{\hbar I}{8I_{sat}} \Gamma^2 \left(\frac{8}{15 \delta_2} \right) \\ \Delta(|3, 0\rangle) = -\frac{\hbar I}{8I_{sat}} \Gamma^2 \left(\frac{3}{5 \delta_2} \right) \end{array} \right.$$

L'allure de ces déplacements lumineux de la transition est donnée sur la figure 1.4 (a). Les valeurs numériques choisies sont celles typiquement utilisées sur notre expérience :

- longueur d'onde du faisceau piège : $\lambda_{PDO} = 810$ nm ;
- puissance du faisceau piège : $P_{PDO} = 1,5$ mW ;
- col du faisceau piège : $w_0 = 0,9$ μ m ;
- toutes les valeurs numériques concernant la structure de ^{87}Rb se trouvent dans la référence [84].

On remarque que les sous-niveaux Zeeman excités extrêmes ne sont pas déplacés. Souvenons-nous que dans l'approximation des faibles saturations, l'atome passe le plus clair de son temps dans l'état fondamental, et qu'ainsi, le déplacement lumineux de ce dernier correspond au potentiel de piégeage effectif.

Nous avons également calculé formellement les déplacements lumineux pour un faisceau piège polarisé σ^+ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta(|3, -3\rangle) = 0 \\ \Delta(|3, -2\rangle) = 0 \\ \Delta(|3, -1\rangle) = -\frac{\hbar I}{8I_{sat}} \Gamma^2 \left(\frac{1}{15 \delta_2} \right) \\ \Delta(|3, 0\rangle) = -\frac{\hbar I}{8I_{sat}} \Gamma^2 \left(\frac{1}{5 \delta_2} \right) \\ \Delta(|3, 1\rangle) = -\frac{\hbar I}{8I_{sat}} \Gamma^2 \left(\frac{2}{5 \delta_2} \right) \\ \Delta(|3, 2\rangle) = -\frac{\hbar I}{8I_{sat}} \Gamma^2 \left(\frac{2}{3 \delta_2} \right) \\ \Delta(|3, 3\rangle) = -\frac{\hbar I}{8I_{sat}} \Gamma^2 \left(\frac{1}{\delta_2} \right) \end{array} \right.$$

Leur allure est donnée sur la figure 1.4 (b), en utilisant les mêmes valeurs numériques que précédemment. Les déplacements du niveau fondamental sont effectivement similaires aux déplacements Zeeman produits par un champ magnétique.

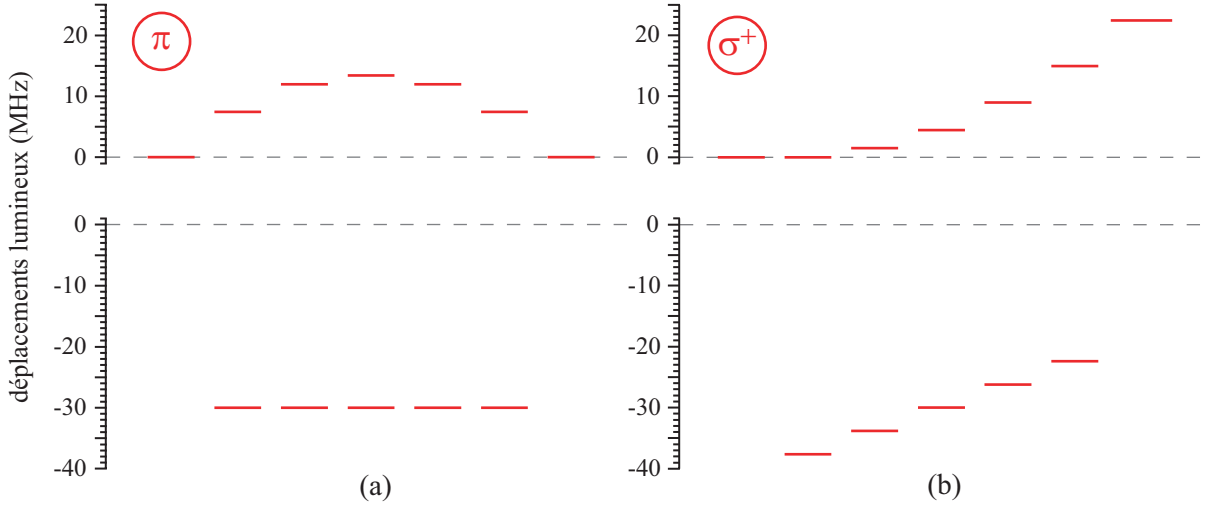


FIG. 1.4 – Déplacements lumineux des niveaux de la transition $(5^2S_{1/2}, F=2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F'=3)$, dans le cas d'une lumière polarisée π (a) et σ^+ (b). Le calcul a été fait avec $\lambda = 810$ nm, $P_{PDO} = 1,5$ mW et $w_0 = 0,9$ μ m.

La longueur d'onde du faisceau laser piège que nous utilisons est autour de 810 nm, et les raies D_1 et D_2 du ^{87}Rb sont respectivement à 795 nm et 780 nm. Or si l'on s'intéresse à la structure complexe du rubidium, on se rend compte que, pour les états excités, d'autres raies peuvent intervenir de façon non négligeable dans la formule 1.6. Nous nous limiterons aux déplacements lumineux des états excités $(5^2P_{3/2}, F'=3)$, pertinents pour nos expériences. Nous tiendrons alors compte de trois transitions supplémentaires [85] :

- La transition $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ à 775,94 nm. $5D_{3/2}$ contient 4 niveaux excités $F'' = 0, 1,$

- 2 et 3. Seules les transitions vers $F'' = 2$ et 3 auront une contribution non nulle lors de l'application de la formule 1.6.
- La transition $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ à 775,77 nm. $5D_{5/2}$ contient 4 niveaux excités $F'' = 1, 2, 3$ et 4. Seules les transitions vers $F'' = 2, 3$ et 4 auront une contribution non nulle lors de l'application de la formule 1.6.
 - La transition $5P_{3/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ à 740,82 nm. $7S_{1/2}$ contient 2 niveaux excités $F'' = 1$ et 2. Seules la transition vers $F'' = 2$ aura une contribution non nulle lors de l'application de la formule 1.6.

Pour calculer les déplacements lumineux de la transition $(5S_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5P_{3/2}, F' = 3)$ avec ces nouvelles contributions, il nous faut encore connaître les éléments de matrice réduits $d(5P, 5D)$ et $d(5P, 7S)$. À l'aide de la formule 1.2, et des durées de vie des niveaux concernés [86], on obtient :

$$d(5P, 5D) = 8,3 \times 10^{-30} \text{ C}\cdot\text{m} \quad \text{et} \quad d(5P, 7S) = 1,2 \times 10^{-29} \text{ C}\cdot\text{m}$$

Le résultat des calculs, pour une polarisation π ($\epsilon = 0$) et σ^+ ($\epsilon = +1$) est reproduit sur la figure 1.5. Les valeurs numériques utilisées sont les mêmes que celles de la figure 1.4. Le couplage avec les niveaux $7S$ et $5D$ pousse les niveaux excités vers le « bas ». Il en résulte que, en présence d'un faisceau laser polarisé π , les sous-niveaux Zeeman extrêmes sont légèrement piégeants. Même quand l'atome est dans l'état excité, il voit un potentiel attractif. Les niveaux fondamentaux ne sont, eux pas perturbés par les nouvelles transitions. Par ailleurs, l'ensemble de la discussion montre que la polarisation linéaire pour le piège dipolaire, est un bon choix, car tous les sous-niveaux fondamentaux sont déplacés de la même quantité.

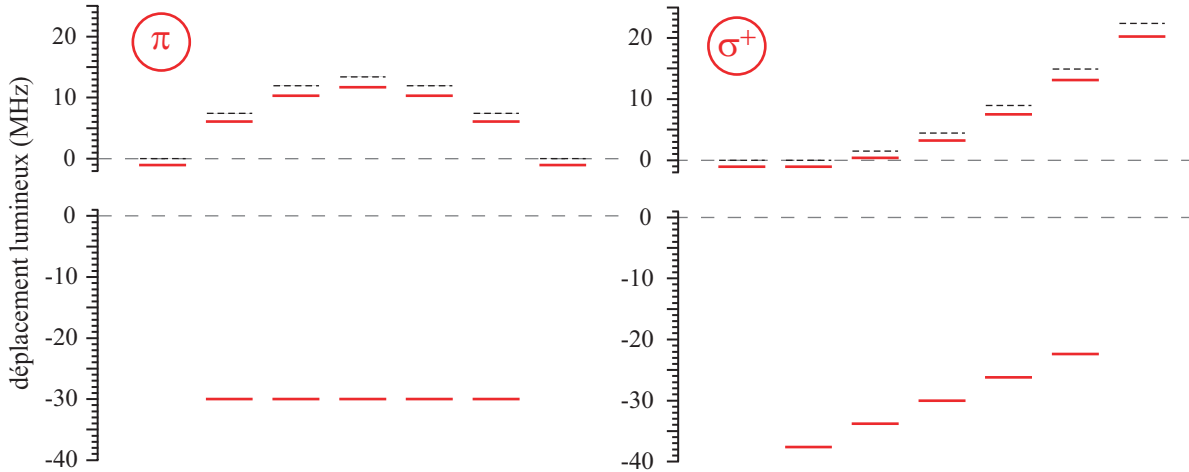


FIG. 1.5 – Déplacements lumineux des niveaux de la transition $(5^2S_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F' = 3)$, si l'on tient compte de l'effet des niveaux $5D_{3/2}$, $5D_{5/2}$ et $7S_{1/2}$ du ^{87}Rb . Les segments en pointillé représentent les déplacements lumineux de la figure 1.4, calculés sans tenir compte des niveaux $5D$ et $7S$. Les niveaux fondamentaux ne sont, eux, pas perturbés.

Au vu des déplacements lumineux, en polarisation π , des niveaux fondamentaux (figure 1.4 ou 1.5) et sachant qu'ils sont proportionnels à la puissance du laser piège, on en déduit que la profondeur d'un tel piège dipolaire optique est de l'ordre de 20 MHz/mW. Ceci sera confirmé par nos mesures du chapitre 3.

Taux d'émission spontanée

En ce qui concerne la diffusion de photons par un atome à plusieurs niveaux, les mêmes éléments de matrice réduits et coefficients de Clebsch-Gordan interviennent. Par un raisonnement similaire, pour une polarisation linéaire, et dans le cas où le désaccord est grand devant la structure hyperfine, on montre que [79] :

$$\Gamma_{sp} = \frac{\Gamma^3 I}{8I_{sat}} \left(\frac{1}{3\delta_1^2} + \frac{2}{3\delta_2^2} \right) \quad (1.13)$$

1.3 Notre dispositif expérimental

Le dispositif expérimental, utilisé pour les travaux décrits dans ce manuscrit, a déjà été détaillé dans les thèses de Georges-Olivier Raymond [82], Nicolas Schlosser [81] et Karine Vigneron [87]. Nous n'en détaillerons que les points essentiels.

1.3.1 Le Microscope de Grande Ouverture : MIGOU

Caractéristiques

Souvenons-nous qu'une façon d'obtenir un potentiel avec des fréquences d'oscillation importantes, à moindre puissance laser, est d'avoir un col du faisceau le plus petit possible (voir paragraphe 1.1.2). Ceci nous permet également de réduire le volume de piégeage, en vue de piéger des atomes uniques. La taille du point de focalisation du faisceau piège est cependant bornée inférieurement par la limite de diffraction, qui est de l'ordre de λ/ON (où λ est la longueur d'onde et ON est l'ouverture numérique) soit environ $1 \mu\text{m}$, lorsque l'ouverture numérique est importante.

Un objectif, largement décrit dans la référence [87], a donc été entièrement conçu et monté à l'Institut d'Optique, en vue de remplir deux conditions : faire focaliser le faisceau du piège dipolaire sur une tache de l'ordre du micron *et* collecter la fluorescence des atomes piégés avec une grande efficacité. Constitué de 9 lentilles, ses caractéristiques sont les suivantes :

- il est limité par la diffraction pour trois longueurs d'onde différentes : 780 nm (raie D₂ du ⁸⁷Rb) et 795 nm (raie D₁ du ⁸⁷Rb) pour l'utiliser comme dispositif d'imagerie de haute résolution, et 810 nm, qui est la longueur d'onde choisie pour la réalisation d'un piège dipolaire de grand désaccord (voir paragraphe 1.1) ;
- pour atteindre une limite de diffraction λ/ON la plus petite possible, et focaliser le plus possible le faisceau piège, il possède une grande ouverture numérique $\text{ON} = 0,7$, correspondant à un angle d'ouverture de 90° (c'est pour cette raison qu'il a été baptisé MIGOU, nous l'appellerons ainsi dans la suite du manuscrit). Ceci permet également de collecter la fluorescence des atomes avec une grande efficacité ;
- sa distance de travail de 1 cm laisse suffisamment de place pour la réalisation d'un piège magnéto-optique autour du foyer, qui constituera un réservoir d'atomes froids pour notre piège dipolaire (voir plus loin, le paragraphe 1.3.2) ;
- du fait de cette distance de travail, il doit être monté dans l'enceinte à vide et a donc été conçu compatible ultra-vide
- sa distance focale effective est de 3,55 mm ;
- le rayon du champ transversal optimisé est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$.

Cet objectif permet, en théorie de focaliser le faisceau piège sur un spot de rayon $0,7 \mu\text{m}$ [81]. Il s'agit en fait du rayon du premier anneau sombre de la tache d'Airy $r = 1,22\lambda/2\text{ON}$, si la pupille d'entrée est uniformément éclairée.

Une conséquence intéressante est que, dans ces conditions, le potentiel obtenu est très confinant dans les trois directions de l'espace. En effet, la dimension transversale est donnée par le col du faisceau piège $w_0 \sim \lambda$, et la dimension longitudinale est donnée par la longueur de Rayleigh $\pi w_0^2/\lambda \sim \pi w_0$.

Une photographie de MIGOU (figure 1.6) avant son installation dans l'enceinte à vide donne une idée des dimensions de l'ensemble. La partie avant est celle que nous venons de décrire. Une partie arrière (4 lentilles) sert à imager le faisceau piège pour divers diagnostics. Les bobines du piège magnéto-optique (PMO) sont également visibles.

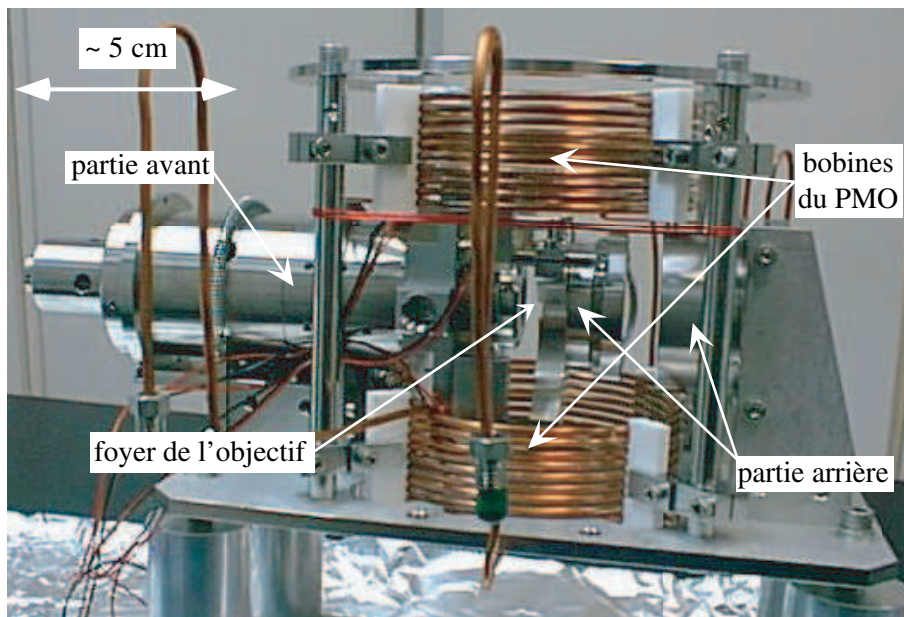


FIG. 1.6 – Photographie de l'objectif MIGOU.

Réalisation du piège dipolaire optique

Le faisceau laser piège est issu soit d'un laser titane-saphire pompé par un laser Argon (ce sera le cas pour le chapitre 2 et quelques expériences du chapitre 3), que l'on a remplacé, au cours de cette thèse, par une diode laser à 810 nm, en cavité étendue (ce sera le cas pour le reste du manuscrit). Avant d'être couplé dans une fibre, il passe à travers un modulateur acousto-optique (AOM) qui sert d'interrupteur. Il fait également partie d'une boucle d'asservissement qui maintient la puissance laser à une valeur de consigne, la contre-réaction s'effectuant sur la puissance radiofréquence qui lui est appliquée.

Si l'on veut profiter pleinement des caractéristiques de MIGOU, le front d'onde du laser piège à l'entrée de l'objectif doit être dépourvu d'aberration et parfaitement défini. La fibre optique, monomode à conservation de polarisation, permet non seulement d'amener le faisceau piège sur la table optique où se trouve l'enceinte à vide, mais agit surtout comme un filtre spatial. Le faisceau est ensuite mis en forme à l'aide d'un objectif de microscope de la société NACHET. Ceci est représenté sur la figure 1.7. On y distingue les neuf lentilles de MIGOU. La distance fibre-objectif NACHET doit être soigneusement ajustée pour que la lumière focalise de façon optimale

au foyer de MIGOU. Sur la figure 1.7, le cube permet d'une part de définir la polarisation du faisceau piège comme étant linéaire (selon la verticale), et sera d'autre part utile pour le dispositif d'imagerie (voir paragraphe 1.3.3).

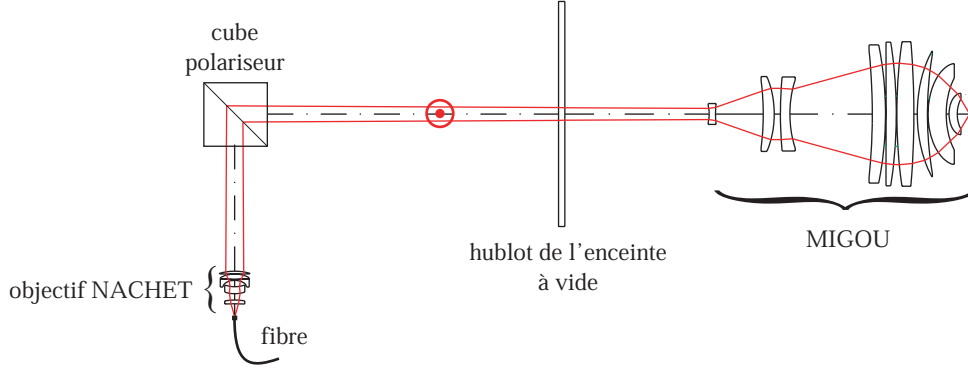


FIG. 1.7 – Mise en forme du faisceau piège à la sortie de la fibre.

À la fin de la chaîne, on dispose d'une puissance laser variant de 0 à plusieurs dizaines de milliWatts. Dans le tableau 1.1 sont rassemblées les caractéristiques du piège dipolaire auxquelles on peut s'attendre, avec un col de faisceau de $0,7 \mu\text{m}$, une longueur d'onde de 810 nm , et une polarisation π , et pour deux valeurs typiquement utilisées de la puissance piège P_{PDO} , 1,5 et 10 mW. On s'aide pour cela des formules 1.5, 1.12 ($\epsilon = 0$) et 1.13. Notons que les désaccords par rapport aux raies D_1 et D_2 sont respectivement $\delta_1 \sim -7000 \text{ GHz}$ et $\delta_2 \sim -14000 \text{ GHz}$.

P_{PDO} (mW)	I_0 (kW/cm^2)	U_0 (mK)	U_0 (MHz)	Γ_{sp} (photons/s)	$\omega_z/2\pi$ (kHz)	$\omega_r/2\pi$ (kHz)
1,5	200	2,4	50	200	60	220
10	1300	16,3	340	1400	150	570

TAB. 1.1 – Caractéristiques théoriques du piège dipolaire optique polarisé π , de longueur d'onde 810 nm , et de col de faisceau $0,7 \mu\text{m}$.

1.3.2 Le piège magnéto-optique

Dans le paragraphe 1.1, nous avons vu que la force dipolaire dérivait d'un potentiel essentiellement conservatif. Pour pouvoir piéger des atomes il faut donc ajouter un mécanisme dissipatif qui va ralentir les atomes, une fois que ceux-ci sont entrés dans le piège. Par ailleurs, d'après le tableau 1.1, les profondeurs que l'on peut espérer atteindre ne sont que de quelques milliKelvins. Pour pouvoir les piéger, il faut donc aussi refroidir les atomes de telle sorte qu'ils aient une énergie bien plus petite que la profondeur du potentiel dipolaire.

Un piège magnéto-optique (appelé parfois PMO dans la suite) s'avère donc particulièrement adapté [88]. Il constitue un réservoir d'atomes froids pour le piège dipolaire. Les températures atteintes sont inférieures à la limite Doppler ($T_D = 140 \mu\text{K}$ pour le Rb), et il introduit un mécanisme de dissipation. Branché en même temps que le piège dipolaire, il va permettre de charger ce dernier.

Les faisceaux du PMO sont créés à partir d'une diode laser *maître* montée en cavité étendue, et asservie en fréquence sur le croisement de raie $(5^2S_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F' = 3)$ (voir

figure 1.3). La largeur spectrale rms obtenue est d'environ 250 kHz sur 1 ms, mais la puissance est relativement faible. Une diode laser, dite *esclave*, est donc injectée par la diode maître. Nous obtenons alors la puissance suffisante, et la largeur spectrale voulue pour réaliser les six faisceaux lasers du PMO. Un modulateur acousto-optique, monté en double passage, est placé sur le chemin de l'esclave. Il sert d'une part d'interrupteur et permet d'autre part de décaler la fréquence, jusqu'à un désaccord rouge d'environ $5\Gamma/2\pi \sim 30$ MHz par rapport à la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ qui est la transition utilisée pour le refroidissement.

De manière à recycler les atomes dépompés dans le niveau fondamental $F = 1$, nous ajoutons une diode laser *repompeur* en cavité étendue, accordée sur la transition $(5^2S_{1/2}, F = 1) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F' = 1)$. Sa finesse est la même que celle du laser maître. Là encore, un AOM en double passage sert d'interrupteur et permet d'ajuster la fréquence. Celle-ci est finement choisie de manière à optimiser le chargement du piège dipolaire. En pratique, le faisceau repompeur est désaccordé de 20 MHz vers le bleu de la transition $(5^2S_{1/2}, F = 1) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F' = 2)$. Il est situé entre la résonance des atomes du PMO (atomes libres), et celle des atomes contenus dans le piège dipolaire, dont les transitions sont déplacées vers le bleu d'environ 20 MHz/mW.

Les faisceaux esclave et repompeur sont ensuite couplés dans une fibre optique monomode, pour être acheminés vers la table optique sur laquelle se trouve l'enceinte à vide. Notre PMO est constitué de trois faisceaux (esclave + repompeur) rétro-réfléchis, dont le col est autour de 2,5 mm. La puissance totale utilisée est typiquement de 10 mW pour l'esclave et entre 1 et 2 mW pour le repompeur. L'un des faisceaux se propage selon la direction verticale. Les deux autres, dans le plan horizontal, ne font qu'un angle de 20° pour des raisons d'encombrement des montures de MIGOU.

Enfin, le PMO est chargé à partir d'un jet atomique provenant d'un four chauffé à environ 150°C . Deux diodes contra-propageantes (deux diodes sont nécessaires, car il faut, comme pour le PMO, un repompeur), balayées en fréquence (pour rester à résonance avec la transition atomique) assurent le ralentissement du jet atomique jusqu'à des vitesses permettant de réaliser le PMO.

1.3.3 Imagerie de la fluorescence

Le diagnostic de toutes les expériences décrites dans ce manuscrit sera fait sur la lumière de fluorescence des atomes. Celle-ci peut être simplement induite par les faisceaux du PMO, ou par un faisceau laser annexe qui viendra sonder les atomes sur la raie D_2 . Sa longueur d'onde est donc d'environ 780 nm. Il nous faut par conséquent récolter efficacement les photons émis par les atomes. Avec une ouverture numérique de 0,7, MIGOU collecte environ 15 % de la lumière émise. L'ensemble du dispositif d'imagerie apparaît sur la figure 1.8.

La voie de l'imagerie est séparée du faisceau piège à l'aide d'un cube à séparation de polarisation. Ce cube ne permet cependant pas de collecter toutes les polarisations émises. Pour mener une étude en polarisation, il sera remplacé, dans le chapitre 4 par une lame séparatrice dichroïque, réfléchissant toute la lumière à 780 nm et transmettant toute la lumière à 810 nm, quelle que soit la polarisation. La fluorescence est ensuite imagée sur une caméra CCD et une photodiode à avalanche (APD) à l'aide de deux lentilles L_1 (distance focale de 200 mm) et L_2 (distance focale de 150 mm). La caméra CCD de la société Princeton, est refroidie, et possède un faible niveau de bruit [81]. Elle possède 1340×400 pixels et permet d'avoir une bonne résolution spatiale. En revanche, son temps de pause minimum est de 10 ms. On utilise donc une APD (société EG&G) qui, lors d'une photodétection, produit des impulsions de 20 ns avec un temps mort de 200 ns. C'est un détecteur très rapide qui nous assure une bonne résolution temporelle.

Les performances de ce dispositif d'imagerie ont été largement discutées dans la référence

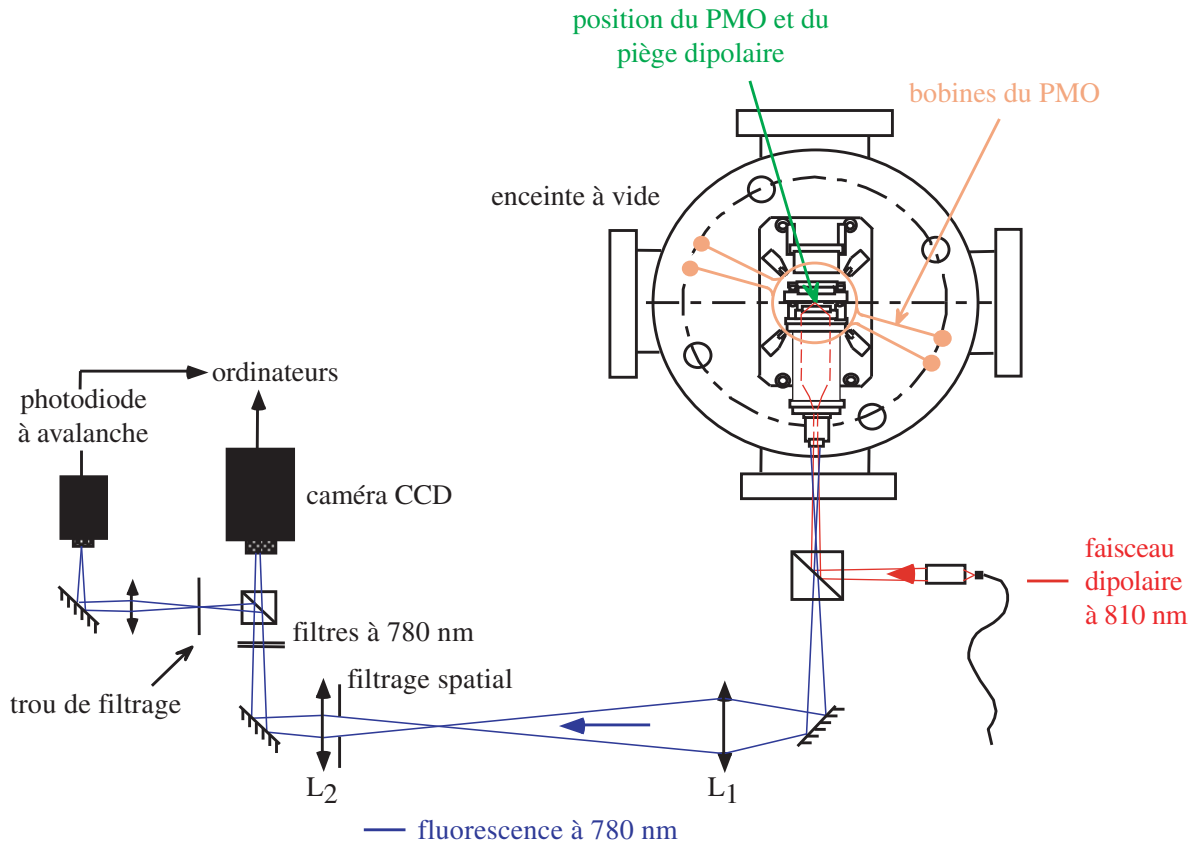


FIG. 1.8 – Schéma du dispositif d'imagerie.

[81]. Son grandissement $G \sim 23$ permet d'imager un micromètre carré du plan focal de MIGOU sur un pixel de la caméra ($25 \mu\text{m}$ de côté). Notre micro-piège dipolaire devrait donc en principe être imagé sur un unique pixel. Un trou de filtrage de $100 \mu\text{m}$ de diamètre placé juste devant l'APD ne laisse passer que la lumière provenant de la zone où se trouve le PDO. Signalons enfin qu'un diaphragme de filtrage spatial, placé dans le plan image de la pupille d'entrée de MIGOU par L_1 , permet d'une part de couper la lumière parasite à 810 nm se réfléchissant sur la monture de MIGOU, et d'autre part de filtrer une bonne partie de la lumière venant du piège magnéto-optique. On évite ainsi d'éblouir l'imagerie, et on améliore le contraste {lumière du PDO}/ {lumière du PMO}.

L'efficacité globale de collection et de détection de ce dispositif sera étudiée au chapitre 4.

1.3.4 Contrôle informatique de l'expérience

Pour les expériences que nous allons décrire dans ce manuscrit, la résolution temporelle s'échelonne de la fraction de nanoseconde à quelques dizaines de millisecondes. Le nombre de photons collectés est alors largement inférieur à 1 par pas de résolution. Il s'avère indispensable de moyennner la fluorescence sur plusieurs centaines ou milliers de séquences temporelles identiques. Le pilotage informatique de l'expérience est donc nécessaire. Il est réalisé au moyen d'une carte PCI multi-fonctions. Elle dispose de 8 entrées/sorties digitales, 8 entrées analogiques (1Ms/s, 12bits), 2 sorties analogiques (250 Ks/s) et 2 compteurs (24 bits). Celle-ci est commandée par un ordinateur.

L'enregistrement des données

Pour étudier la dynamique du piège dipolaire, les données sont en général enregistrées à partir du signal de la photodiode à avalanche. Les impulsions générées par l'APD sont envoyées sur un des compteurs de la carte. Un signal « gate » généré par l'ordinateur, envoyé sur l'autre compteur, définit une série de fenêtres contiguës pendant lesquelles le premier compteur enregistre le nombre de photons détectés par l'APD. La taille de ces fenêtres définit le pas de résolution temporelle. Il est limité par la rapidité de la carte à $5 \mu\text{s}$.

La génération de séquences temporelles

Les sorties digitales contrôlent toutes les opérations TTL de l'expérience (commande des AOM permettant l'allumage ou l'extinction des divers faisceaux de l'expérience, commande des alimentations de champs magnétiques, commande de générateurs d'impulsions...). Ces sorties vont changer de valeur au rythme d'une horloge, créée par l'ordinateur et envoyée sur une sortie analogique. Des limitations techniques ne permettent de changer ces valeurs que toutes les $500 \mu\text{s}$. Si l'on désire aller plus vite, on utilisera un générateur de fonctions aléatoires déclenché par une des sorties digitales. Le signal « gate », dont nous avons parlé au paragraphe précédent, est créé grâce à la seconde sortie analogique, ce qui permet une parfaite synchronisation des séquences d'événements avec la détection.

Un programme écrit avec le logiciel Igor Pro permet de créer simplement des séquences temporelles arbitraires, de faire l'acquisition des données, d'en changer la résolution, de répéter un grand nombre de fois la même séquence temporelle, de moyenner la fluorescence obtenue sur celles-ci...

1.4 Nombre d'atomes piégés

La dynamique de chargement du piège dipolaire et la statistique du nombre d'atomes ont été largement étudiées dans les thèses de Nicolas Schlosser [81] et Georges-Olivier Reymond [82]. Les résultats ont été publiés dans les articles [18, 19, 89]. Nous en résumerons dans cette partie les points essentiels. Dans un premier temps, nous décrirons un régime dans lequel le piège dipolaire contient une dizaine d'atomes. Nous montrerons ensuite qu'il est possible également d'y voir arriver les atomes un par un. Enfin, nous validerons les observations expérimentales par un modèle mettant en évidence le rôle prépondérant des collisions à deux corps.

1.4.1 Le régime de fort chargement

La première expérience consiste simplement à focaliser le faisceau du piège dipolaire au milieu du piège magnéto-optique qui fonctionne en continu. On observe sur la caméra CCD la fluorescence induite par les faisceaux du PMO. Une image prise avec un temps d'intégration de 200 ms, et une puissance de piège dipolaire de 10 mW est reproduite en deux et trois dimensions sur la figure 1.9. Le fond bleu correspond à la fluorescence du réservoir d'atomes froids constitué par le PMO. Le pixel rouge au centre correspond au piège dipolaire. Le piège magnéto-optique est dans ces conditions très dense (environ 10^{10} atomes/cm³), le taux de chargement du piège dipolaire est donc élevé. Il contient alors plusieurs atomes. Suivant le réglage de l'expérience, la fluorescence du PMO monte entre 3000 et 6000 coups/200 ms, et la fluorescence du piège dipolaire produit un excès de 1000 à 2000 coups/200 ms.

Le première remarque que l'on peut faire au vu de la figure 1.9 est que la taille caractéristique du piège dipolaire est bien de l'ordre du micron. En effet, celui-ci ne s'étale que sur un pixel qui

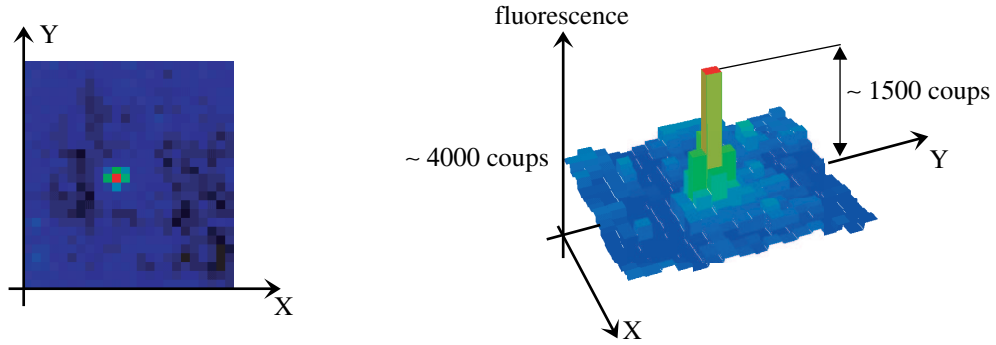


FIG. 1.9 – Fluorescence obtenue sur la caméra CCD après 200 ms d'intégration. Le fond correspond à la fluorescence du PMO et le pixel plus éclairé au centre correspond au PDO.

correspond à un micron carré dans le plan du PDO (voir paragraphe 1.3.3). Par ailleurs, dans le PDO, la transition atomique est déplacée vers le bleu et les faisceaux de la mélasse sont plus désaccordés que dans le piège magnéto-optique. La fluorescence induite est donc moindre pour un atome. Toutefois, la densité dans le PDO est plus importante que dans le PMO, si bien que la fluorescence du piège dipolaire se dégage nettement.

Dans ces conditions, il a été montré que le piège dipolaire contenait environ 10 atomes [19, 81, 82]. Il a également été montré que le chargement pouvait être optimisé en réduisant la puissance du repompeur du PMO, ou en augmentant son désaccord [82]. Le piège dipolaire peut alors contenir jusqu'à 40 atomes.

1.4.2 Le régime d'atome unique

Observations expérimentales

La densité du piège magnéto-optique peut être contrôlée sur plusieurs ordres de grandeur, entre 10^{10} et 10^5 atomes/cm³. Il suffit pour cela d'éteindre le gradient de champ magnétique de manière à se placer en régime de mélasse optique. On peut également réduire l'intensité des faisceaux ralentisseurs, voire diminuer la température du four.

Il est alors possible d'atteindre un régime où l'on voit arriver les atomes un par un dans le piège dipolaire. C'est ce que représente la figure 1.10. Le signal quantifié obtenu sur la photodiode à avalanche est la signature du régime d'atome unique. Lorsqu'aucun atome n'est présent dans le piège, la fluorescence observée correspond essentiellement à de la lumière parasite issue des réflexions des faisceaux de la mélasse sur les montures de MIGOU. La mélasse environnante est trop peu dense pour contribuer au signal. Sur le signal de l'APD, le fond varie de 500 à 2000 coups/s. Dès qu'un atome entre dans le piège, on observe un excès de fluorescence. Du fait des déplacements lumineux, celui-ci varie avec la puissance du piège dipolaire. Pour des puissances entre 1 mW et 3 mW typiquement utilisées, il oscille entre 3000 et 10 000 coups/s, suivant la façon dont l'expérience est réglée. Les courbes de la figure 1.10 ont été obtenues avec une résolution de 10 ms, et une puissance du PDO d'environ 2 mW.

En parallèle de l'APD, on voit les atomes arriver et ressortir du piège dipolaire sur la caméra CCD. Pour un temps de pose de 200 ms, le fond est d'environ 620 coups (ce nombre est en fait la somme d'un offset électronique d'environ 580 coups et du fond parasite), et la présence de l'atome unique correspond à un excès d'environ 200 coups sur le pixel central. Ces valeurs sont à comparer à celles du régime de fort chargement, données dans le paragraphe précédent.

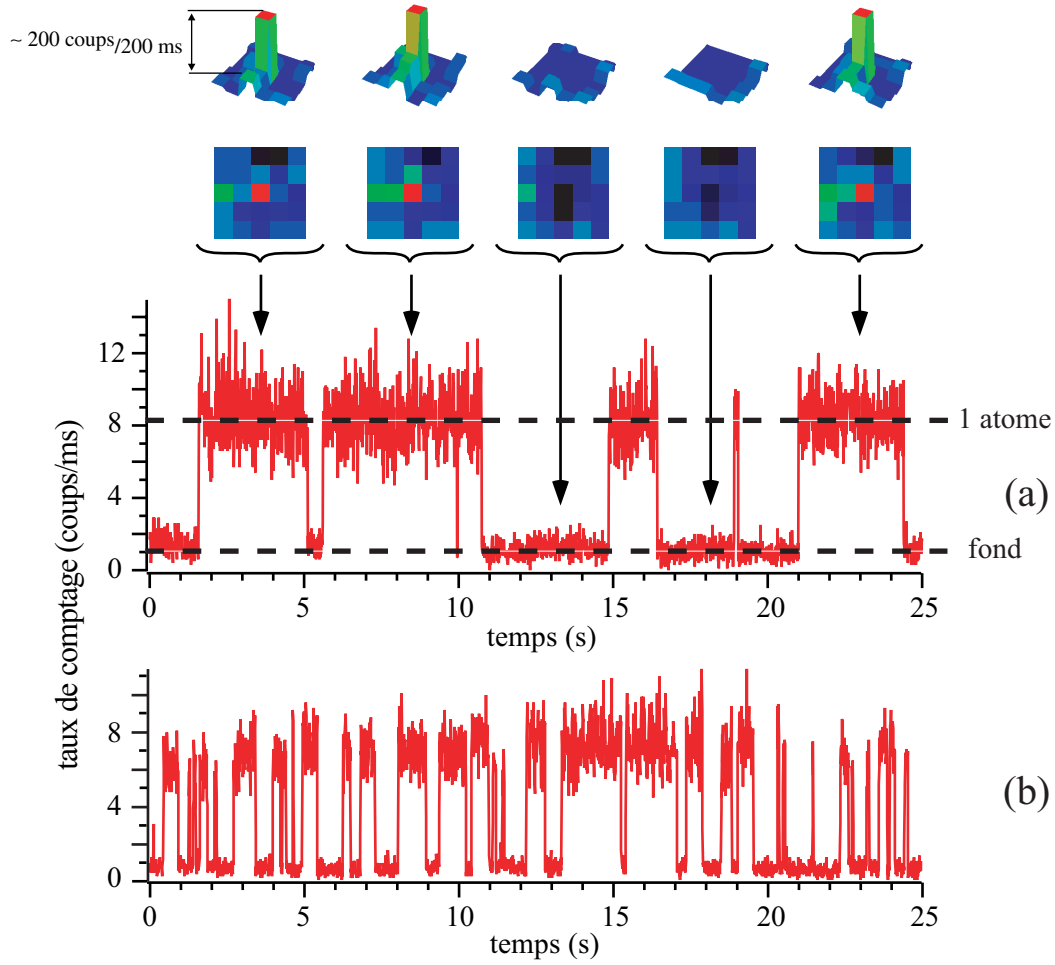


FIG. 1.10 – Signaux obtenus en régime d'atome unique. Les images correspondent au profil de fluorescence obtenu sur la caméra CCD en 200 ms, et les courbes correspondent au signal obtenu sur la photodiode à avalanche. La courbe (b) pour laquelle les plateaux sont plus rapprochés que la (a) a été obtenue avec un PMO plus dense que pour la courbe (a).

Si l'on augmente le taux de chargement du PDO, c'est-à-dire, si la densité du PMO est accrue, la durée des plateaux et des creux devient de plus en plus petite (courbe (b) de la figure 1.10). La probabilité d'avoir un atome dans le piège dipolaire, elle, augmente, jusqu'à se bloquer à 0,5 [18, 19, 81]. La distribution de probabilité du nombre d'atomes est facilement déduite des histogrammes obtenus à partir des courbes (a) et (b) de la figure 1.10. La distribution du nombre d'atomes dans le piège dipolaire est donc sub-poissonnienne.

Seuil de piégeage

En principe, dès que la profondeur U_0 du potentiel dipolaire est supérieure à l'énergie cinétique des atomes du PMO, le PDO devrait se remplir. La température du PMO n'est pas censée excéder la température Doppler de $140 \mu\text{K}$. Une profondeur du PDO de $140 \mu\text{K}$ correspond à une

puissance du faisceau piège d'environ 0,15 mW (pour un col de faisceau de 0,9 μm , correspondant à nos mesures du chapitre 3). Or expérimentalement, on trouve qu'il est impossible de piéger un atome en dessous d'une puissance seuil qui varie, selon les réglages, de 1 à 2 mW. En outre, ce seuil diminue quand on augmente le désaccord de la mélasse ou quand on abaisse la puissance des faisceaux de la mélasse.

Le fait que le PMO fasse fluorescer les atomes semble « gêner » le piégeage. Nous expliquons cela par le fait que, en présence des faisceaux du PMO qui le font fluorescer, l'atome passe plus de temps sur les niveaux excités qui sont répulsifs. Et le temps passé dans les états excités augmente avec la puissance des faisceaux du PMO ou lorsque son désaccord décroît.

1.4.3 Le blocage collisionnel

Pour interpréter les résultats précédents, considérons un piège dipolaire optique contenant N atomes. Ce nombre N va varier en fonction :

- du taux de chargement R . Comme expliqué précédemment, il est proportionnel à densité du PMO, et donc ajustable.
- du taux de pertes à un corps $-\gamma N$. Il est essentiellement dû à des collisions avec les atomes rapides du gaz résiduel. Sa valeur dépend du vide qui règne dans l'enceinte (quelques 10^{-10} mbar) et n'est donc pas facilement ajustable. On l'évalue à partir de la valeur du vide et de la durée de vie du PMO : $\gamma \sim 0,2 \text{ s}^{-1}$.
- du taux de pertes à deux corps $-2\beta N(N-1)/2$. Il est dû à divers mécanismes de collisions inélastiques, analysés en détail dans la référence [90]. Il est proportionnel au nombre de paires d'atomes $N(N-1)/2$, et la collision expulse les deux atomes, d'où la présence du 2 devant l'expression. Comme on s'intéresse au nombre d'atomes dans le potentiel, et pas à la densité, β est inversement proportionnel au volume du piège. La valeur de β est tirée de la référence [90], qui mène à $\beta \sim 1000 \text{ atomes}^{-1}\text{s}^{-1}$ pour notre volume de piégeage. Remarquons que cette valeur très élevée est propre à notre expérience. β chute très rapidement avec la taille du piège (son volume est proportionnel à w_0^4), si bien que pour un col de faisceau plus « standard », $w_0 \sim 10 \mu\text{m}$, $\beta = 0,016 \text{ atomes}^{-1}\text{s}^{-1}$.

On obtient finalement l'équation différentielle :

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

On peut alors identifier deux régimes stationnaires ($dN/dt = 0$) différents :

- *Le régime de faible chargement* : si R est petit, N est petit, et $\beta N(N-1)$ est négligeable devant γN . Dans ces conditions :

$$\langle N \rangle = \frac{R}{\gamma}$$

- *Le régime de fort chargement* : si R est grand, N devient également grand, et le terme de collisions à deux corps devient prépondérant. Dans ces conditions :

$$\langle N \rangle = \sqrt{\frac{R}{\beta}}$$

Le passage du régime de faible chargement à fort chargement est défini par un nombre d'atomes critique $N_c = \gamma/\beta$, associé au taux de chargement critique $R_c = \gamma^2/\beta$, à partir duquel le terme

de collisions à deux corps devient dominant. Pour les pièges dipolaires standards [90], $N_c \gg 1$, et les collisions à deux corps ne jouent un rôle que lorsque $\langle N \rangle$ est grand. Du fait de notre très petit volume de piégeage, β est très important, et $N_c \ll 1$. Ceci signifie que, pour notre piège dipolaire, le terme de collisions à deux corps devient prépondérant dès que deux atomes se trouvent dans le piège.

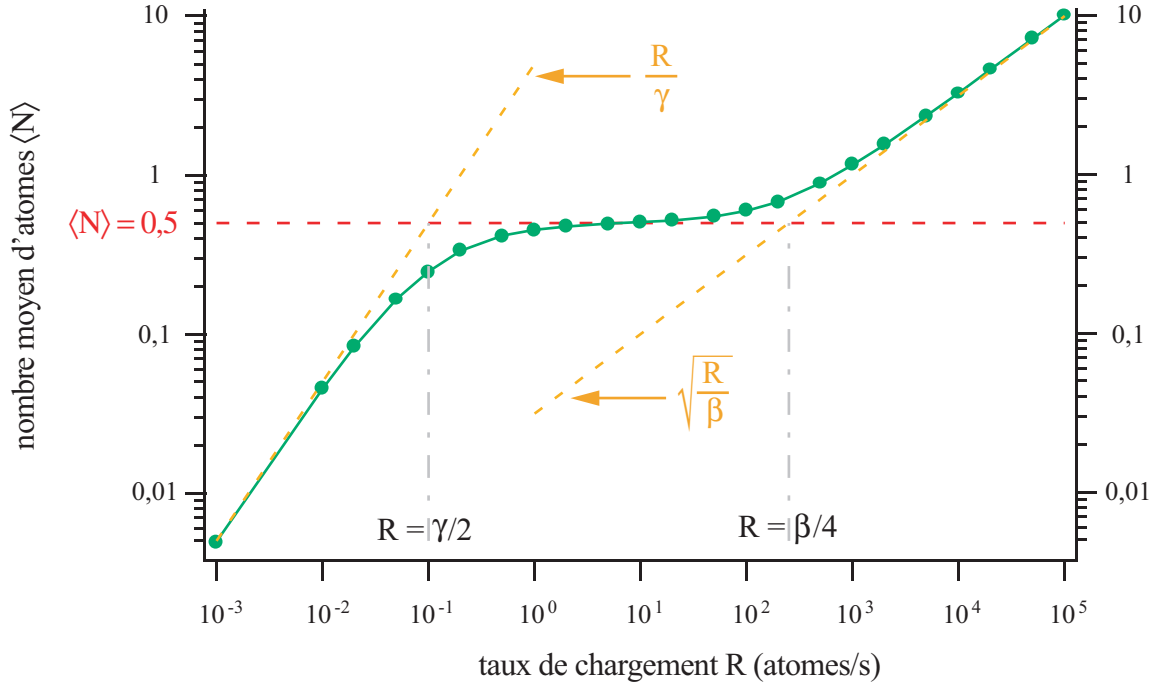


FIG. 1.11 – Résultat d'une simulation Monte Carlo donnant le nombre moyen d'atomes en fonction du taux de chargement. On distingue trois régimes : le régime de faible chargement en R/γ , le régime de blocage collisionnel où le nombre moyen d'atomes est bloqué à 0,5, et le régime de fort chargement en $\sqrt{R/\beta}$.

Une façon d'analyser le problème est d'utiliser une simulation Monte-Carlo, avec une arrivée aléatoire d'atomes gouvernée par le taux de chargement R , et des départs gouvernés par les taux de collisions à 1 et 2 corps [19, 81]. Cette simulation permet d'obtenir la distribution statistique du nombre d'atomes dans le piège dipolaire. Le nombre moyen d'atomes piégés en fonction de R est représenté en échelles logarithmiques sur la figure 1.11. On y retrouve pour les faible et fort taux de chargement les droites de pente 1 ($\langle N \rangle = R/\gamma$) et 1/2 ($\langle N \rangle = \sqrt{R/\beta}$). De plus, apparaît sur trois ordres de grandeur pour R , un plateau sur lequel $\langle N \rangle$ est bloquée à 0,5. Il s'agit du régime de blocage collisionnel. Dans ce régime et dans le régime de faible chargement, le nombre d'atomes piégés est soit 0, soit 1 (sur les distributions statistiques du nombre d'atomes piégés, obtenues par simulation Monte-Carlo, les probabilités d'avoir 2 atomes et plus sont négligeables). Dès qu'un deuxième atome entre dans le piège, les deux sont éjectés sur un temps beaucoup plus court que la durée caractéristique de piégeage d'un atome unique (celle des plateaux de la figure 1.10). Lorsque l'on atteint le plateau, le taux de chargement est suffisamment important pour que les pertes ne soient pas limitées par les collisions avec le gaz résiduel, mais par l'arrivée d'un autre atome. Ainsi, l'arrivée d'un atome dans le piège est responsable à la fois du chargement et des pertes. La probabilité de passer de 0 à 1 est la même que celle de passer de 1 à 0. Le nombre moyen d'atomes est donc de 0,5. L'extension du plateau de blocage collisionnel est donné par

$\gamma/2 < R < \beta/4$, correspondant à un taux de chargement supérieur au taux de collision à 1 corps mais inférieur à celui à 2 corps, pour $\langle N \rangle = 0, 5$.

La simulation numérique reproduit donc bien l'ensemble des observations expérimentales. Soulignons que le régime de blocage collisionnel est intimement lié au fait que notre volume de piégeage soit petit. En effet, si l'on reprend l'étude avec un faisceau piège dont le col est de $4 \mu\text{m}$ et en adaptant la valeur de β au volume du potentiel, ce régime de blocage collisionnel n'existe déjà plus.

Les simulations Monte-Carlo fournissent aussi les durées de piégeage des atomes. Celles-ci diminuent avec le taux de chargement, en accord avec l'expérience. Au point de passage des régimes de blocage collisionnel et de fort chargement, la durée de vie de l'atome unique est de l'ordre de 1 ms. À ces échelles de temps, le bruit de photon est trop important pour pouvoir observer en temps réel les plateaux et les creux caractéristiques du régime d'atome unique. C'est également pour cette raison que l'on n'a pu observer de deuxième marche correspondant à la présence de deux atomes dans le piège.

1.4.4 Séquences temporelles en régime d'atome unique

La grande majorité des expériences apparaissant dans ce manuscrit se feront en régime d'atome unique. Nous l'avons déjà évoqué au début du paragraphe 1.3.4, la plupart de nos expériences nécessitent de moyenniser la fluorescence atomique sur plusieurs centaines de séquences temporelles identiques. Nous allons ici exposer la manière dont on s'assure qu'un atome unique est bien présent au début de chaque séquence.

Piégeage d'un atome unique

Sur la figure 1.12 apparaît l'histogramme de la lumière de fluorescence en régime d'atome unique (cet histogramme correspond à la courbe (b) de la figure 1.10 dont la résolution était de 10 ms). On observe un premier pic centré sur le fond de lumière parasite (~ 10 coups/10 ms), et un deuxième pic centré sur le niveau de fluorescence d'un atome (~ 65 coups/10 ms). Avec un temps d'intégration de 10 ms, ces deux pics sont très bien résolus. On peut ainsi définir une valeur seuil $fluo_{seuil}$ du taux de comptage. Si en 10 ms, le nombre de photons comptés est supérieur à $fluo_{seuil}$, alors un atome se trouve dans le piège. Inversement, si en 10 ms, le nombre de photons comptés est inférieur à $fluo_{seuil}$, alors le piège est vide. On s'assure ainsi de la présence d'un atome avec une efficacité proche de 100 %. Le taux d'erreur de cette détection a été étudié dans la thèse de Georges-Olivier Reymond [82]. Il dépend de la fenêtre de comptage, du niveau de fluorescence de l'atome, et de la durée de vie de l'atome unique dans le piège. Pour une fenêtre de comptage comprise entre 3 et 10 ms, et avec nos paramètres expérimentaux classiques, l'erreur sur la détection de l'atome est inférieure à 1 %.

En conséquence, toutes les séquences temporelles effectuées en régime d'atome unique commenceront par $T_{piégeage} = 3$ à 10 ms durant lesquelles les faisceaux du piège dipolaire et du piège magnéto-optique sont allumés. Le reste de la séquence dépend de la mesure. La carte d'acquisition enregistre la fluorescence détectée au cours de la séquence. À la fin de celle-ci, le programme informatique gérant l'acquisition calcule $fluo_{capture}$, la fluorescence mesurée en début de séquence, intégrée sur $T_{piégeage}$. Si $fluo_{capture} < fluo_{seuil}$, le piège était vide et la séquence est oubliée. Si au contraire, $fluo_{capture} > fluo_{seuil}$, un atome était présent dans le piège, et la séquence est gardée pour être moyennée avec toutes les autres séquences temporelles pour lesquelles un atome était présent au début.

En pratique, $fluo_{seuil}$ n'est pas déterminé systématiquement à l'aide d'un histogramme,

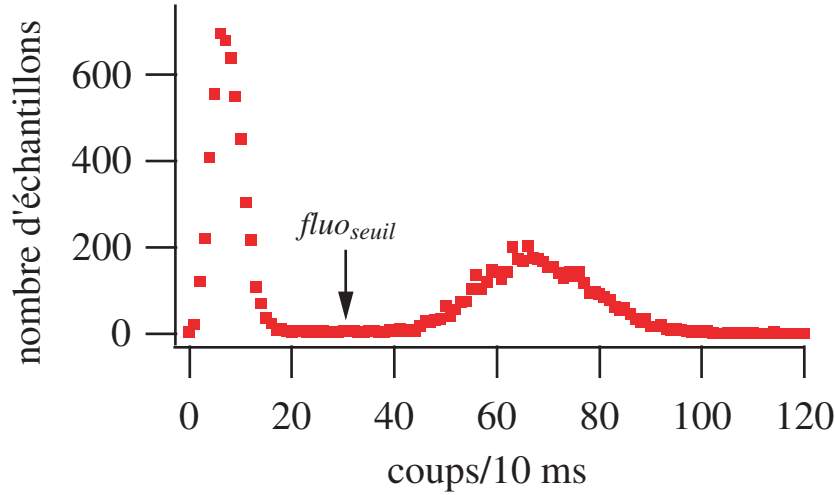


FIG. 1.12 – Histogramme de la fluorescence en régime de blocage collisionnel, correspondant à la courbe (b) de la figure 1.10. Le premier pic est centré sur le fond de lumière parasite, le second sur le niveau de fluorescence d'un atome unique.

mais estimé à la vue du signal d'atome unique tels que ceux de la figure 1.10. En outre, nous surestimons $fluoseuil$, de manière à minimiser la probabilité que le piège soit vide. Il est alors possible que lors de séquences temporelles, on soit en dessous du seuil alors qu'un atome était présent dans le piège. Ce type d'erreur est peu gênant. Il signifie que l'on rate des événements à 1 atome, mais que l'on ne se trompe pas quand on détecte un atome.

Probabilité de recapture

Pour beaucoup d'expériences apparaissant dans ce manuscrit, on s'intéresse également à la probabilité pour que l'atome soit toujours dans le piège en fin de séquence.

Il est alors possible d'utiliser la même astuce que dans le paragraphe précédent. En fin de séquence, on rebranche les faisceaux de la mélasse et du PDO pendant une durée égale à $T_{piégeage}$, on intègre la fluorescence enregistrée, notée $fluorecapture$ et on la compare à $fluoseuil$, de manière à savoir si l'atome est toujours là, ou a été éjecté. Cette technique sera parfois utilisée au cours du manuscrit, notamment dans le chapitre 3. Toutefois, elle présente un inconvénient. Nous avons expliqué à la fin du paragraphe précédent que nous avons tendance à surestimer $fluoseuil$ pour être certain de la présence d'un atome en début de séquence. Il en résulte que, en fin de séquence, il est possible d'avoir $fluorecapture < fluoseuil$ avec cependant l'atome toujours présent dans le piège. Cette détermination du taux de recapture est donc incertaine.

Une façon plus fiable de mesurer le taux de recapture consiste à rebrancher les faisceaux de la mélasse et du PDO en fin de séquence, puis à éteindre ensuite le PDO. La fluorescence durant cette dernière étape correspond à celle du fond parasite de lumière. La fluorescence est ensuite moyennée sur un grand nombre de séquences identiques. Le niveau de fluorescence moyen au cours de la première étape de la séquence temporelle correspondant à l'étape de piégeage est $\langle fluocapture \rangle$. Il correspond au niveau de fluorescence d'un atome unique dans le piège dipolaire. Le niveau de fluorescence au moment où l'on rebranche les faisceaux de la mélasse et du PDO est $\langle fluorecapture \rangle$. Enfin le niveau de fluorescence une fois le piège dipolaire éteint est appelé

$\langle fluo_{fond} \rangle$. La probabilité de recapture est alors donnée par la formule :

$$\frac{\langle fluo_{recapture} \rangle - \langle fluo_{fond} \rangle}{\langle fluo_{capture} \rangle - \langle fluo_{fond} \rangle}$$

Cette façon de procéder est beaucoup plus précise. Elle est simplement limitée par le bruit de photons qui est en général très faible, une fois la moyenne faite sur un grand nombre de séquences temporelles identiques. C'est celle qui sera utilisée la plupart du temps dans ce manuscrit.

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons expliqué comment, grâce à l'objectif MIGOU, on réalise un piège dipolaire de taille microscopique. MIGOU fait également partie intégrante du dispositif d'imagerie et permet de collecter la lumière de fluorescence des atomes avec une grande efficacité.

Nous avons également montré que nous contrôlons la dynamique de chargement du piège dipolaire. En ajustant soigneusement les paramètres expérimentaux, nous pouvons choisir de travailler avec un atome unique, ou avec un nuage d'une dizaine d'atomes. La plupart des expériences décrites dans la suite de ce manuscrit seront réalisées sur des atomes individuels. Des expériences en régime de fort chargement apparaissent cependant dans les chapitres 2 et 3.

Soulignons enfin que le calcul des déplacements lumineux du paragraphe 1.2.3 nous guidera dans des expériences de spectroscopie de l'atome unique dans le piège dipolaire au chapitre 3.

Réalisation de pièges multiples

Sommaire

2.1	Avec plusieurs faisceaux	36
2.2	Avec un seul faisceau	37
2.3	Conclusion	59

Dans la quête d'un système adapté au traitement quantique de l'information, plusieurs conditions essentielles sont à satisfaire, dont la possibilité de dupliquer à grande échelle le système physique portant le qubit, et la possibilité d'initialiser et de lire cet ensemble de qubits. Dans ce chapitre nous allons nous atteler à remplir la première condition, en tentant de multiplier le micro-piège dipolaire. Toutefois, nous le ferons en restant attentif à la deuxième et la troisième condition : nous voulons réaliser plusieurs pièges dipolaires, mais à condition que chacun individuellement soit adressable optiquement, afin de permettre l'initialisation ou la lecture d'un unique qubit dans un registre de qubits. L'intrication massive d'atomes neutres uniques a déjà été réalisée au moyen de collisions froides contrôlées dans des réseaux optiques [46]. Dans ce type de réseaux cependant, les sites contenant un et un seul atome sont séparés par une distance égale à $\lambda/2$ (ou λ est la longueur d'onde) soit environ 500 nm pour des pièges dipolaires hors résonance tels que le nôtre. Chaque qubit n'est donc pas adressable individuellement à l'aide de faisceaux laser.

Si l'on désire éviter cette difficulté, une première approche peut consister en l'utilisation, pour le piégeage dipolaire, d'un laser tellement hors résonance que sa longueur d'onde vérifie $\lambda/2 > 1 \mu\text{m}$. On peut par exemple penser à utiliser un laser CO_2 de longueur d'onde 11 μm . Cette solution s'accompagne d'une réduction du confinement. Une autre approche consisterait à réaliser un réseau de micro-pièges dipolaires à l'aide d'une matrice de micro-lentilles comme celle de la référence [29]. Le piégeage d'atomes uniques n'a pas été démontré dans un tel réseau. En revanche, l'équipe de Dieter Meschede à Bonn a réalisé un registre quantique pour atomes neutres, en chargeant, de façon aléatoire, un petit nombre d'atomes dans une onde stationnaire. Les atomes peuvent y être manipulés de façon sélective et cohérente [21, 23]. Le transport contrôlé des atomes, à l'aide de l'onde stationnaire [91], préserve la cohérence atomique sur des distances macroscopiques [20, 28].

C'est donc dans cette optique que nous avons conçu des réseaux de micro-pièges dipolaires multiples : nous avons réalisé un registre d'atomes neutres uniques, chacun étant confiné dans un volume de l'ordre du micron cube et pouvant être adressé optiquement de façon individuelle. La première idée que nous avons exploitée a été de multiplier le nombre de faisceaux pièges traversant MIGOU. Nous avons ainsi obtenu deux pièges dipolaires jumeaux. Une démarche

plus astucieuse et moins encombrante consiste à n'utiliser qu'un seul faisceau que l'on scinde en plusieurs sous-faisceaux à l'aide d'un élément diffractif.

2.1 Avec plusieurs faisceaux

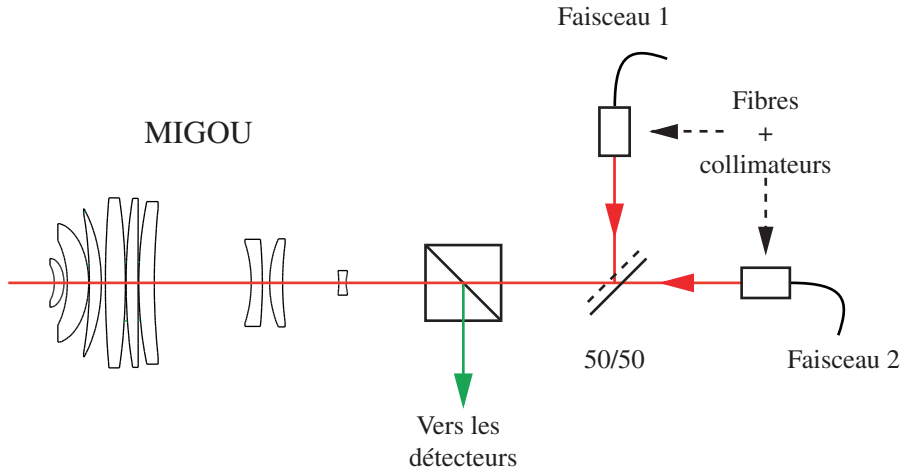


FIG. 2.1 – Montage expérimental du double piège : la lame 50/50 sert à superposer les deux faisceaux pièges et à régler la distance entre les deux points de focalisation. La lumière de fluorescence, envoyée vers les détecteurs, est ici séparée de la voie des faisceaux pièges à l'aide d'un cube polariseur.

Pour obtenir plusieurs pièges dipolaires, il faut créer plusieurs points de focalisation au foyer de MIGOU. Le dispositif le plus simple consiste à multiplier le nombre de faisceaux traversant notre objectif [81, 82], et donc à dupliquer le montage de la figure 1.7 du chapitre 1. Deux pièges ont été réalisés grâce au montage de la figure 2.1. Un second faisceau piège est superposé au premier, à l'aide d'une lame semi-réfléchissante. Ainsi, le second laser piège ayant la même géométrie, il va focaliser dans le même plan que le premier, avec un col de faisceau 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. La résolution spatiale du dispositif d'imagerie (voir paragraphe 1.3.3 du chapitre 1) permet de distinguer deux pièges dipolaires, s'ils sont séparés d'une distance supérieure à $2 \mu\text{m}$.

Ces expériences sont décrites dans les thèses de Nicolas Schlosser [81] et Georges-Olivier Raymond [82]. Une image typiquement observée sur la caméra CCD, en régime de fort chargement, est représentée en deux et trois dimensions sur la figure 2.2. La distance qui sépare les deux pièges est de 4 pixels, c'est-à-dire environ $4 \mu\text{m}$. On peut facilement déplacer en temps réel un piège par rapport à l'autre en tournant la vis qui contrôle l'angle de la lame semi-réfléchissante utilisée pour superposer les deux faisceaux.

Si l'on se place en régime de faible chargement, on voit les atomes arriver un par un dans chacun des deux pièges dipolaires. Comme l'illustre la figure 2.3, quatre configurations sont alors 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.

Dans ce régime, on a, pendant quelques secondes, deux atomes uniques, piégés chacun dans

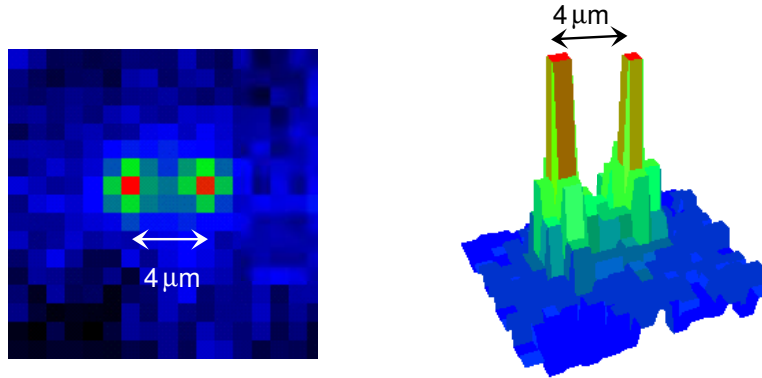


FIG. 2.2 – Visualisation d'un double piège dipolaire avec la caméra CCD. La résolution de l'imagerie permet de résoudre parfaitement ces deux pièges, distants de $4 \mu\text{m}$ dans le cas présent. La taille de chaque piège est comparable à celle que nous avons obtenue jusque là avec un faisceau unique.

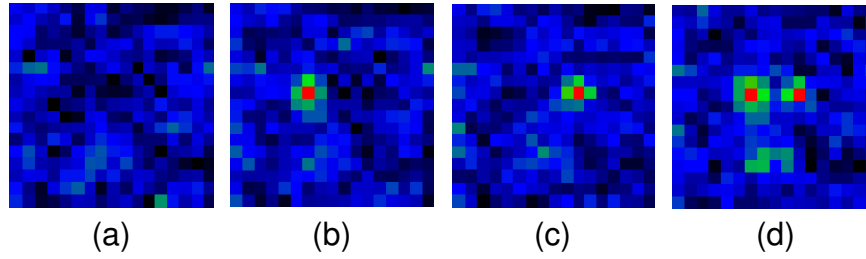


FIG. 2.3 – Différentes configurations rencontrées en régime de faible chargement. Soit aucun atome n'est piégé (a), soit un atome unique est capturé dans le site de gauche (b) ou de droite (c), soit deux atomes uniques sont répartis entre le site de droite et de gauche (d).

un site, dont le volume est de l'ordre du micron cube, et séparés d'une distance de quelques microns.

Soulignons que toutes les images apparaissant dans ce paragraphe ont été réalisées en utilisant deux lasers titane-saphir pour les deux faisceaux pièges. Par ailleurs, dans l'ensemble de ce chapitre, la lumière de fluorescence sera séparée de la voie du ou des faisceaux pièges à l'aide d'un cube à séparation de polarisation.

2.2 Avec un seul faisceau

Si l'on veut encore accroître le nombre de pièges dipolaires, multiplier les faisceaux laser s'avère peu commode. Il est cependant possible, par des techniques holographiques, de générer plusieurs pinces optiques à partir d'un unique faisceau : il s'agit de le scinder en plusieurs morceaux à l'aide d'un élément diffractif.

2.2.1 L'optique de Fourier

Placé sur le trajet du faisceau, un composant diffractif a pour effet d'y imprimer un profil d'amplitude et de phase à deux dimensions que nous appellerons hologramme. La lumière diffractée se scinde en plusieurs faisceaux que l'on peut focaliser au foyer d'une lentille. Considérons

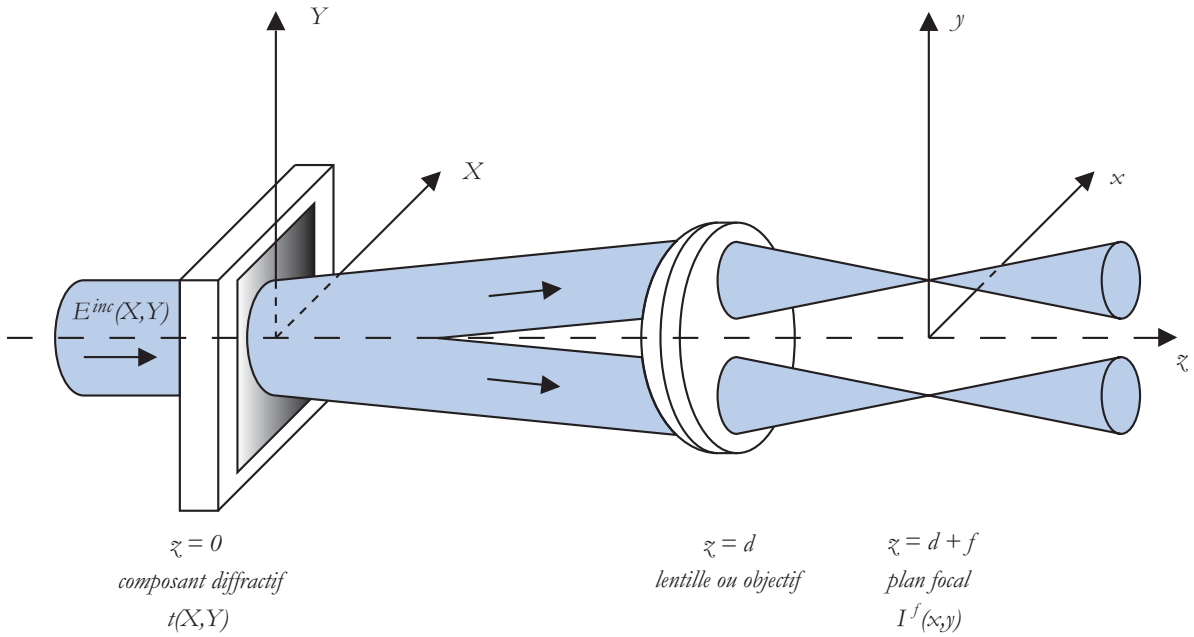


FIG. 2.4 – Schéma de principe pour l'optique de Fourier. Un faisceau incident E^{inc} traverse en $z = 0$ un composant diffractif de transmission $t(X, Y)$. Il se scinde alors en plusieurs petits faisceaux qui sont ensuite focalisés par un objectif ou une lentille de distance focale f placé en $z = d$. En $z = d + f$, on obtient un profil d'intensité $I^f(x, y)$ lié à E^{inc} et $t(x, y)$ par une relation de transformée de Fourier.

un faisceau monochromatique se propageant dans une direction z , traversant en $z = 0$ un tel élément de facteur de transmission complexe t et focalisons ce faisceau à l'aide d'un objectif (il s'agira de MIGOU dans notre cas) de distance focale f placé en $z = d$ (figure 2.4). Notre but est de réaliser un réseau de pinces optiques au foyer de l'objectif, celui-ci étant décrit par un profil d'intensité $I^f(x, y)$ où x et y sont les coordonnées transverses dans le plan focal. Décrivons le profil transverse de l'onde incidente en $z = 0^-$ par :

$$E^{inc}(X, Y) = E_0^{inc}(X, Y) \exp[i\varphi^{inc}(X, Y)]$$

où E_0^{inc} est l'amplitude du champ, φ^{inc} la phase, et X et Y les coordonnées transverses dans le plan de l'élément diffractif. Au foyer de l'objectif, le champ électrique possède une expression similaire :

$$E^f(x, y) = E_0^f(x, y) \exp[i\varphi^f(x, y)]$$

Le champ émergent de l'élément diffractif (en $z = 0^+$) a pour expression $t(X, Y) \cdot E^{inc}(X, Y)$. Par ailleurs, d'après la théorie de la diffraction [92], il est lié à E^f par une simple relation de transformée de Fourier. En effet, pour de la lumière de longueur d'onde λ :

$$E^f(x, y) = \frac{1}{\lambda f} e^{i\theta(x, y)} \mathcal{F}^{-1}[t \cdot E^{inc}]\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) \quad (2.1)$$

où $\theta(x, y)$ est un facteur de phase transverse dépendant de λ , f et d . Cette expression fait intervenir la transformée de Fourier inverse du produit $t(X, Y) \cdot E^{inc}(X, Y)$ calculée au point $(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f})$ définie par :

$$\mathcal{F}^{-1}[f](x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(X, Y) \exp[2i\pi(Xx + Yy)] dXdY$$

Si on s'intéresse au profil d'intensité dans le plan focal, on aura :

$$I^f(x, y) = \frac{1}{\lambda^2 f^2} |\mathcal{F}^{-1}[t \cdot E^{inc}](\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f})|^2$$

Il est donc possible en utilisant un composant diffractif de créer dans le plan focal (encore appelé plan de Fourier) n'importe quel profil d'intensité $I^f(x, y) = |E^f(x, y)|^2 = E_0^f(x, y)^2$ correspondant à la géométrie de piégeage désirée. Il faut pour cela calculer, à l'aide d'une simple transformée de Fourier, la transmission (ou l'hologramme) $t(X, Y)$ donnant le front d'onde adéquat dans le plan de Fourier. Il ne reste alors plus qu'à réaliser un composant ayant une telle transmission.

La relation permettant de calculer $t(X, Y)$ en fonction de $E^f(x, y)$ est la réciproque de l'expression 2.1 :

$$t(X, Y) \cdot E^{inc}(X, Y) = \frac{1}{\lambda f} \mathcal{F}[e^{-i\theta(x, y)} E^f(x, y)](\frac{X}{\lambda f}, \frac{Y}{\lambda f}) \quad (2.2)$$

Elle fait intervenir la transformée de Fourier directe :

$$\mathcal{F}[g](X, Y) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x, y) \exp[-2i\pi(Xx + Yy)] dx dy$$

Dans le cas général, $t(X, Y)$ est un nombre complexe dont la norme est majorée par 1. Cependant, certains composants, comme les réseaux d'amplitude, ne modifient que l'amplitude de la lumière, auquel cas $t(X, Y)$ est réelle. D'autres encore, comme les réseaux de phase, ne modifient que la phase, auquel cas, $t(X, Y) = e^{i\varphi^t(X, Y)}$. L'intérêt de tels objets pour le piégeage d'atomes froids a déjà été démontré. En effet, les auteurs de la référence [93] ont illuminé un réseau de phase à l'aide d'un unique faisceau laser. Ils ont ainsi obtenu une matrice hexagonale de pièges dipolaires, chacun contenant un petit nuage de 10^4 atomes confinés radialement sur $4,5 \mu\text{m}$. Plus récemment les techniques de refroidissement évaporatif ont permis d'atteindre des densités supérieures à 10^{15} cm^{-3} dans de tels pièges dipolaires [94].

Par ailleurs, les pinces optiques constituent un outil de recherche dans de nombreux domaines. En effet, elles permettent le piégeage et le contrôle du mouvement d'objets allant de la dizaine de nanomètres à la centaine de microns. Elles trouvent donc naturellement leur application en biologie, chimie, physico-chimie. Dans ce contexte, des pinces optiques de diverses configurations ont été récemment produites de façon holographique à l'aide de *modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides programmables par ordinateur* [95]. L'avantage majeur de ces appareils est la conception informatique de l'hologramme. D'une part l'ordinateur calcule la transmission permettant d'obtenir la bonne configuration de piégeage et transmet l'information au modulateur de lumière. D'autre part l'hologramme peut être reconfiguré en temps réel. Ceci rend non seulement l'optimisation d'un réseau statique de pièges dipolaires très aisée, mais permet aussi d'envisager des séquences de piégeage dynamiques dans lesquelles un ou plusieurs sites peuvent être déplacés, éteints ou allumés à volonté. L'intérêt des modulateurs spatiaux de lumière pour le domaine des atomes froids a d'ailleurs déjà été souligné [96]. Nous avons donc tenté de multiplier notre micro-piège dipolaire à l'aide d'un tel appareil.

2.2.2 Le modulateur de phase

Nous avons utilisé le modulateur de phase programmable (Programmable Phase Modulator) PPM X7550 de la société Hamamatsu Photonics K.K. Cet appareil ne module que la phase.

Notons qu'on obtient très simplement un dispositif de modulation d'amplitude en le plaçant entre un polariseur et un analyseur dont les axes principaux se croisent à 45° . Toutefois nous ne nous en servons pas dans ces conditions. En effet, moduler en amplitude est synonyme de perte de puissance pour le faisceau piège et réduit donc le nombre de pinces optiques potentielles. Le PPM X7550 fonctionne en réflexion. Il se comporte comme un miroir capable d'imprimer sur un faisceau lumineux un profil de phase transverse à deux dimensions $t(X, Y) = e^{i\varphi^t(X, Y)}$. Il est en fait constitué de deux modulateurs de lumière utilisés en chaîne : un modulateur de phase adressé optiquement, et un modulateur d'amplitude adressé électriquement.

Le PAL-SLM

Le PAL-SLM, pour Parallel-ALigned nematic liquid-crystal Spatial Light Modulator, constitue l'étage adressé optiquement qui module effectivement en phase le faisceau incident. Son principe est basé sur la technologie des cristaux liquides nématiques.

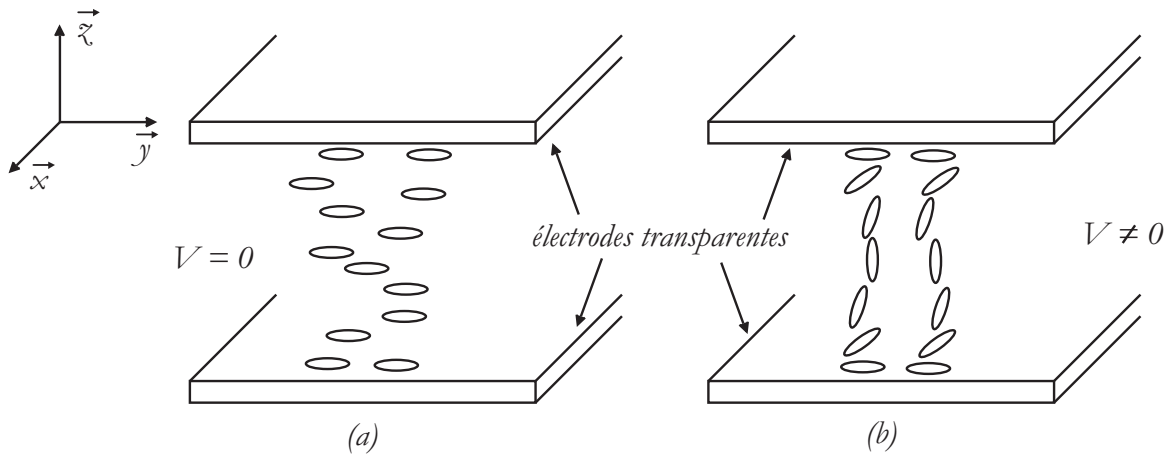


FIG. 2.5 – Cellule à cristal liquide nématique alignée parallèlement. (a) : aucune tension n'est appliquée aux bornes de la cellule. (b) : une tension est appliquée aux bornes de la cellule.

La phase nématique est l'un des trois types connus de phases pour les cristaux liquides. Les centres de gravité des molécules y sont répartis de façon aléatoire comme dans un liquide, par contre, elles ont toutes la même orientation. On peut représenter schématiquement (figure 2.5) les molécules par des ellipsoïdes dont le grand axe est appelé directeur. Ces structures nématiques sont, du point de vue optique, uniaxiales, l'axe étant suivant le directeur. Sous l'effet d'un champ électrique, les molécules, électriquement anisotropes, s'alignent parallèlement à celui-ci. L'alignement ne dépend pas du signe du champ électrique et les cellules à cristal liquide sont alimentées par des tensions alternatives, de moyenne nulle, dont la fréquence, autour du kHz, est supérieure à l'inverse du temps caractéristique de réorientation. Ceci permet d'éviter la destruction de la cellule par électrolyse. La figure 2.5 illustre la façon la plus simple de construire une cellule de cristal liquide. Une couche de cristal liquide est prise en sandwich entre deux lames de verre sur lesquelles ont été déposées des électrodes transparentes. Ces électrodes ont reçu un traitement qui force les molécules à s'aligner dans leur plan. Il s'agit alors d'une cellule à cristal liquide alignée parallèlement (Parallel-ALigned – ou PAL – nematic liquid-crystal). Lorsqu'aucune tension n'est appliquée aux bornes des électrodes, les interactions entre molécules les alignent toutes selon l'orientation de celles accrochées sur les faces (figure 2.5 (a)), c'est-à-dire suivant l'axe \vec{y} . L'application d'une tension crée un couple qui tend à faire basculer les molécules

autour de l'axe \vec{x} , tandis qu'une force de rappel due aux interactions entre molécules tend à les retenir (figure 2.5 (b)).

Du point de vue optique, la cellule se comporte comme une lame d'onde transparente dont les axes neutres, \vec{x} et \vec{y} ont une position fixe et indépendante de la tension appliquée. L'indice $n_x = n_{\perp}$ (\perp pour perpendiculaire à l'axe directeur des molécules) suivant l'axe \vec{x} est également indépendant de la tension appliquée. Au contraire, l'indice suivant l'axe \vec{y} varie de $n_y = n_{\parallel}$ (\parallel pour parallèle à l'axe directeur des molécules) à tension appliquée nulle, à $n_y = n_{\perp}$ lorsque la tension appliquée est très forte et que toutes les molécules sont alignées suivant l'axe \vec{z} .

Ces cellules alignées parallèlement peuvent donc fonctionner en modulateur de phase pur. Pour un faisceau incident se propageant suivant l'axe \vec{z} et polarisé selon \vec{y} , seule la phase de l'onde transmise est modulée, sa polarisation et son amplitude restant constantes.

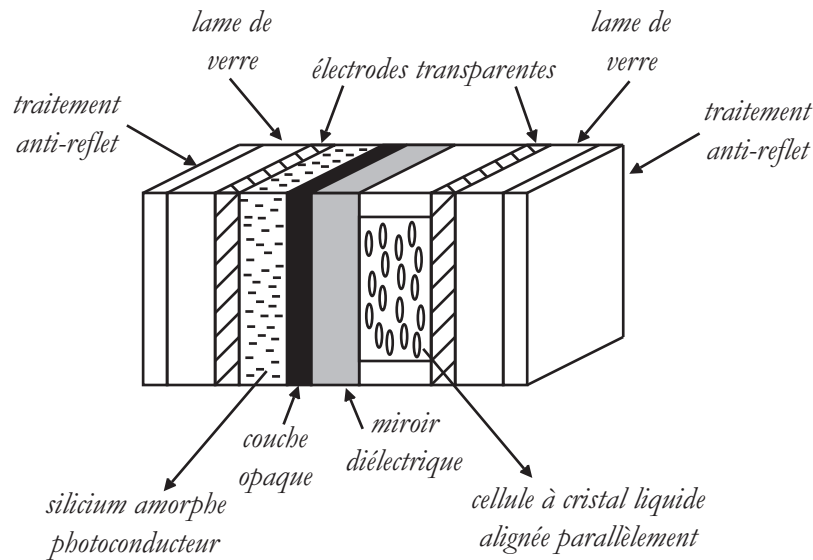


FIG. 2.6 – Structure du PAL-SLM (Parallel-ALigned nematic liquid-crystal Spatial Light Modulator)

La structure complète du PAL-SLM est décrite sur la figure 2.6. Une cellule de cristal liquide est déposée sur un miroir diélectrique. Derrière le miroir se trouve une couche de matériau photoconducteur. Il s'agit de silicium amorphe (semi-conducteur). L'ensemble est pris en sandwich entre deux électrodes transparentes déposées sur deux lames de verre traitées anti-reflet. Les électrodes sont alimentées en permanence par une tension alternative d'amplitude fixe autour de 3 V et dont la fréquence est de l'ordre de 1 kHz. En l'absence du « faisceau d'écriture » (voir figure 2.7), l'impédance du photoconducteur est très importante. Les molécules de cristal liquide ne voient donc qu'un faible champ électrique homogène. En présence du « faisceau d'écriture », la résistance électrique du photoconducteur chute aux endroits éclairés, approximativement proportionnellement au logarithme de l'intensité du « faisceau d'écriture » (les photons d'énergie supérieure à la largeur de la bande interdite du silicium amorphe excitent des paires électron-trou). De cette manière, la différence de potentiel aux bornes de la couche de cristal liquide croît avec l'intensité du « faisceau d'écriture », ce qui conduit à une modulation spatiale de sa biréfringence. Cette modulation est alors vue et imprimée sur le « faisceau de lecture ». L'amplitude de la tension alternative est finement ajustée autour de 3 V pour que l'orientation des molécules en l'absence de « faisceau d'écriture » se traduise par un déphasage homogène de $2\pi \bmod 2\pi$ sur le

« faisceau de lecture ». Il est important de remarquer ici que cette partie du modulateur de phase n'est pas pixellisée. Afin d'éviter une irradiation du matériau photoconductif par le « faisceau de lecture » si celui-ci est trop intense, une couche opaque supplémentaire est ajoutée derrière le miroir diélectrique.

L'étage LCD

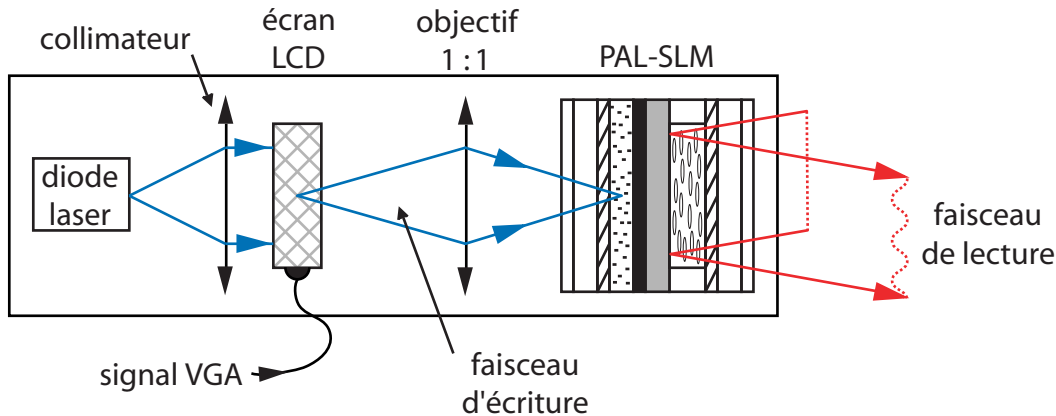


FIG. 2.7 – Structure complète du modulateur de phase. Un premier étage LCD module en intensité le faisceau issu d'une diode. Cette modulation est imagée sur le matériau photoconducteur du PAL-SLM à l'aide d'un objectif télécentrique de grandissement 1. Ceci assure la modulation en phase du faisceau de lecture qui traverse la cellule à cristal liquide et se réfléchit sur le miroir diélectrique.

Le « faisceau d'écriture » provient d'une diode laser à 690 nm modulée spatialement en amplitude par un écran LCD (Liquid Crystal Device). Celui-ci contient une cellule à cristal liquide nématique « twisté » utilisée en transmission et est adressé à l'aide d'une matrice active. La zone de travail contient 480×480 pixels correspondant à une surface de $20 \times 20 \text{ mm}^2$. Chaque pixel est contrôlé individuellement à l'aide d'un signal VGA (Video Graphics Array) provenant d'un ordinateur. Une fois modulé en amplitude, le « faisceau d'écriture » vient irradier le matériau photoconductif du PAL-SLM. Pour cela, on forme l'image géométrique de la matrice LCD sur la couche de silicium amorphe à l'aide d'un simple objectif télécentrique de grandissement 1 (cf figure 2.6). Cet étage du modulateur de phase est lui-même pixellisé. Cependant, un léger défaut de mise au point permet de lisser la structure des pixels et d'éviter ainsi la diffraction commune à tous les modulateurs à cristal liquide adressés électriquement.

Quelques caractéristiques techniques

Comme nous l'avons écrit précédemment, la partie PAL-SLM du modulateur est alimentée en permanence par une tension alternative dont la fréquence de l'ordre de 1 kHz est très supérieure à la constante de temps de réponse du cristal liquide. Le système répond donc aux variations d'intensité du « faisceau d'écriture ». Le temps de réponse est directement corrélé à la dynamique d'orientation des molécules de cristal liquide. Les structures nématiques sont caractérisées par deux constantes de temps différentes. La première est celle de torsion du système à la mise en place d'un champ électrique ; la seconde correspond à la relaxation de la structure lorsque l'on diminue le champ. Pour une variation de phase de π sur le « faisceau de lecture », les données

constructeur indiquent un « temps de montée » inférieur à 30 ms et un « temps de descente » inférieur à 40 ms. Le taux de rafraîchissement de notre modulateur est donc d'environ 25 Hz.

L'ensemble des deux étages décrits précédemment est contenu dans un boîtier relativement compact, de dimensions 80 mm × 93 mm × 90,3 mm. La puissance de lecture maximale autorisée pour un fonctionnement correct est de 200 mW/cm². La surface active du modulateur de phase est de 20 mm × 20 mm. Nous en avons mesuré quelques propriétés optiques à 633 nm grâce à un interféromètre à glissement de phase de type Zygo. Celui compare le front d'onde de la lumière qui s'est réfléchi sur le modulateur à un front d'onde de référence. Lorsque le modulateur est hors tension, il se comporte comme un miroir de réflectivité supérieure à 90 %. La mesure de la distortion pic à pic du front d'onde donne 0,6 λ sur l'ensemble de la surface active et 0,1 λ sur une surface carrée restreinte à 5 mm de côté correspondant à la taille caractéristique de notre faisceau. Le PPM X7550 est optimisé pour 633 nm. A cette longueur d'onde, la phase peut être modulée entre 0 et 2,1 π. Or la phase accumulée $\frac{2\pi}{\lambda} n_y 2e$ à la traversée (aller-retour) de la couche de cristal liquide d'épaisseur e est inversement proportionnelle à λ. A 810 nm, notre longueur d'onde de travail, la modulation de phase maximale est alors réduite à 1,65 π. Toutefois, ceci n'est pas une limitation et dépend de la façon dont est optimisé le modulateur, notamment de la valeur maximale de l'intensité du « faisceau d'écriture ». Il existe aujourd'hui dans le commerce de tels appareils capables de produire un déphasage supérieur à 2 π à 810 nm. Un dernier chiffre important correspond à la résolution maximale : elle est de 12 Lp/mm (Linepairs per millimeter) et donne la taille de la structure de phase la plus petite que l'on peut atteindre.

Par ailleurs, on peut obtenir une caractéristique entrée/sortie linéaire en ajustant correctement l'intensité lumineuse de la diode laser interne à l'entrée de la matrice LCD. Dans ces conditions, le déphasage local du « faisceau de lecture » est directement proportionnel au niveau de gris du signal VGA compris entre 0 et 256 (8 bits).

L'utilisation du modulateur de phase est donc très simple. Il suffit, à l'aide d'un logiciel de dessin, de dessiner en niveaux de gris le profil de phase désiré (comprenant 480 × 480 pixels), de débrancher le câble VGA du moniteur et de le brancher sur le PPM X7550. Après 100 ms plus tard, la modulation de phase est imprimée sur le « faisceau de lecture ».

2.2.3 La génération d'hologrammes

Nous avons vu au paragraphe 2.2.1 qu'obtenir le réseau de pièges dipolaires particulier dans le plan de Fourier impliquait de choisir le bon hologramme $t(X, Y)$, connaissant le front d'onde incident $E^{inc}(X, Y)$.

Le front d'onde incident

Lors de la description du dispositif expérimental (paragraphe 1.3.1 du chapitre 1), nous avons souligné que le faisceau piège, avant d'être envoyé dans MIGOU, était soigneusement mis en forme à l'aide d'une fibre optique monomode suivie d'un objectif de microscope. Le faisceau est alors à peu près collimaté et c'est à cet endroit que nous allons placer notre modulateur de phase. On peut donc considérer que le champ incident possède un front d'onde plan et une amplitude gaussienne. On peut donc ignorer la phase de $E^{inc}(X, Y)$:

$$E^{inc}(X, Y) = E_0^{inc}(X, Y) = A_0^{inc} \exp\left(-\frac{X^2 + Y^2}{w_{inc}^2}\right)$$

Une mesure précise du col du faisceau nous donne $w_{inc} = 2,2$ mm. Une fois réfléchi sur le modulateur de phase, l'expression du champ électrique devient :

$$t(X, Y) \cdot E^{inc}(X, Y) = E_0^{inc}(X, Y) e^{i\varphi^t(X, Y)}$$

où $\varphi^t(X, Y)$ est le profil de phase imposé par l'hologramme.

Le front d'onde dans le plan de Fourier

Comme le montre la formule 2.1, une partie de la phase dans le plan focal est donnée par $\theta(x, y)$ qui dépend de la position de l'hologramme par rapport à l'objectif. Il est cependant possible de s'affranchir de ce facteur de phase. En effet c'est l'intensité dans le plan de Fourier qui nous intéresse et $e^{i\theta(x, y)}$ n'y contribue pas. On dérivera donc le calcul de $E^f(x, y)$ en prenant $\theta(x, y) = 0$. Les deux équations 2.1 et 2.2 vues au paragraphe 2.2.1 deviennent respectivement :

$$E^f(x, y) = \frac{1}{\lambda f} \mathcal{F}^{-1}[E_0^{inc} e^{i\varphi^t}]\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) \quad (2.3)$$

et

$$E_0^{inc}(X, Y) e^{i\varphi^t(X, Y)} = \frac{1}{\lambda f} \mathcal{F}[E^f]\left(\frac{X}{\lambda f}, \frac{Y}{\lambda f}\right) \quad (2.4)$$

Les hologrammes de phase pure

Connaissant $E^{inc}(X, Y)$, il semble par conséquent aisé de calculer l'hologramme adapté au profil d'intensité désiré, en utilisant la formule 2.4. En fait, il subsiste dans cette équation une inconnue. Il s'agit de la phase transverse dans le plan de Fourier dont la configuration de piégeage choisie ne dépend pas. Si on choisit une phase particulière, par exemple homogène, il n'y a aucune raison pour que la transmission obtenue ne donne qu'une modulation de phase. Le résultat sera aussi modulé en amplitude. Or notre modulateur nous permet uniquement de modifier la phase du faisceau. De façon générale, pour un réseau d'un nombre fini de pinces optiques, il n'existe pas de solution analytique pour la phase $\varphi^f(x, y)$ de $E^f(x, y)$ qui engendre une modulation de phase pure sur $E^{inc}(X, Y)$ [97]. C'est la raison pour laquelle il est indispensable d'utiliser un algorithme itératif qui permettra d'obtenir l'hologramme de n'importe quelle matrice de pièges dipolaires.

L'algorithme itératif

Notre approche est calquée sur l'algorithme dit adaptatif-additif (adaptive-additive algorithm) expliqué et utilisé dans la référence [98] et dont l'idée revient aux auteurs de la référence historique [97]. Il s'agit d'une méthode numérique itérative qui, en s'appuyant sur les équations 2.3 et 2.4, explore l'espace des profils de phase possibles pour $\varphi^f(x, y)$ afin de trouver la modulation de phase du faisceau piège codant le bon profil d'intensité dans le plan de Fourier. Son principe est schématisé sur la figure 2.8.

Il faut tout d'abord discrétiser le plan incident et celui de Fourier en des tableaux de 480×480 cases. La modulation de phase $\varphi^t(X, Y)$ obtenue sera aussi décrite par une matrice de 480×480 cases qui viendront adresser chacun des 480×480 pixels du modulateur de phase. La deuxième étape consiste à dessiner l'amplitude $E_0^f(x, y)$ attendue dans le plan de Fourier. Le réseau de pièges dipolaires voulu est obtenu en le représentant par un réseau de fonctions delta de Dirac convoluées avec la réponse percussionnelle de MIGOU. Il s'agit simplement de la tâche d'Airy calculée par transformée de Fourier de la pupille d'entrée du système optique. A ce stade nous

sommes en possession des données d'entrée de l'algorithme : la mesure (celle de w_{inc}) du profil d'amplitude incident gaussien E_0^{inc} et le calcul du profil d'amplitude E_0^f attendu dans le plan de Fourier, réseau de tâches d'Airy. Une fois échantillonnés, ces deux jeux de données sont utilisés une fois dans chaque itération.

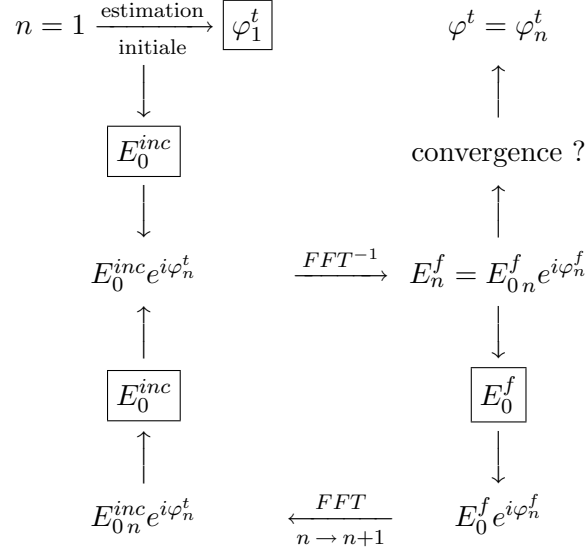


FIG. 2.8 – Diagramme décrivant l'algorithme adaptatif-additif. Chaque itération voit l'amélioration de la phase φ_n^t codant le profil d'amplitude voulu E_0^f . Les éléments encadrés constituent les données d'entrée.

L'algorithme commence par une estimation initiale $\varphi_1^t(X, Y)$ de l'hologramme. Dans ces conditions, le champ en entrée s'écrit :

$$E_0^{inc}(X, Y) \exp[i\varphi_1^t(X, Y)]$$

Notons ici que la gaussienne E_0^{inc} est en fait tronquée au delà d'un diamètre de 5 mm correspondant au diamètre de la pupille d'entrée de MIGOU. La transformée de Fourier inverse du front d'onde obtenu constitue alors une première estimation :

$$E_1^f(x, y) = E_{01}^f(x, y) \exp[i\varphi_1^f(x, y)]$$

du champ au foyer de MIGOU. L'intensité correspondante $I_1^f(x, y) = E_{01}^f(x, y)^2$ est bien évidemment différente du réseau attendu. Toutefois, à ce stade on ne garde que la phase calculée $\varphi_1^f(x, y)$ que l'on combine avec le profil d'amplitude désiré pour obtenir le nouveau champ :

$$E_0^f(x, y) \exp[i\varphi_1^f(x, y)]$$

La transformée de Fourier de ce dernier :

$$E_{02}^{inc}(X, Y) \exp[i\varphi_2^t(X, Y)]$$

possède alors un profil de phase $\varphi_2^t(X, Y)$ pour le faisceau incident plus proche du profil attendu que $\varphi_1^t(X, Y)$. En revanche, $E_{02}^{inc}(X, Y)$ ne correspond alors plus à l'amplitude incidente réelle. On remplace donc $E_{02}^{inc}(X, Y)$ par $E_0^{inc}(X, Y)$. Le résultat :

$$E_0^{inc}(X, Y) \exp(i\varphi_2^t(X, Y))$$

constitue alors une meilleure estimation pour le champ en entrée. Cette étape termine la première itération de l'algorithme et le processus est alors répété.

Il faut noter ici, que dans notre cas, il ne semble pas indispensable d'introduire le profil gaussien E_0^{inc} du faisceau incident. En effet, nous avons aussi fait tourner l'algorithme avec un profil incident uniforme, soit $E_0^{inc}(X, Y) = 1$, mais uniquement sur une zone correspondant à la taille de la pupille d'entrée de notre objectif. La valeur 1 correspond dans le programme utilisé à la valeur maximale en niveau de gris. Aucune différence majeure n'a été observée lors de la mesure des profils d'intensité dans le plan de Fourier ou lors des tests sur les atomes. La plupart des résultats présentés par la suite ont par conséquent été obtenus à partir d'un profil uniforme.

Par ailleurs, dans notre calcul, on ne fait pas vraiment attention à ce que l'énergie soit conservée entre le plan de l'hologramme et le plan de Fourier. En effet, si le profil incident est pris uniforme, $E_0^{inc}(X, Y) = 1$ sur un diamètre de 5 mm, le profil d'amplitude $E_0^f(x, y)$ recherché dans le plan de Fourier est lui normalisé de manière à utiliser toute l'échelle de niveaux de gris disponible. Autrement dit, le front d'onde désiré est un réseau de pics d'Airy montant tous à 1.

L'estimation initiale

Pour débiter l'algorithme, il est possible d'utiliser un générateur de nombres aléatoires pour obtenir une distribution aléatoire de phase comprise entre $-\pi$ et $+\pi$ [97, 98]. Ceci n'est pas indispensable et il y a toutes les raisons de penser qu'une estimation de phase relativement proche de la distribution correcte tendrait à accélérer la convergence de l'algorithme. Par ailleurs, certaines estimations vont provoquer un échec du processus itératif. Ceci se produira par exemple pour une distribution de phase initiale constante, dans le cas particulier où les profils d'intensité incident et dans le plan de Fourier sont à symétrie centrale. En effet, dans ces conditions, la distribution de phase reste constante par transformation de Fourier.

En ce qui nous concerne, nous cherchons à réaliser des réseaux réguliers de pièges dipolaires. Une phase sinusoïdale est alors une bonne phase initiale. Si l'on calcule la transformée de Fourier inverse de $e^{i \sin(x)}$, on obtient en effet un réseau de pics de Dirac régulièrement espacés, pondérés par les fonctions de Bessel de 1^{re} espèce. Si l'on désire par exemple réaliser un réseau carré de pièges dipolaires, notre estimation initiale aura l'expression suivante :

$$\varphi_1^t \text{ carré}(X, Y) = M\pi[\cos(2\pi \frac{X}{T}) + \cos(2\pi \frac{Y}{T})]$$

où M est appelé le facteur de modulation. La période T n'est pas à choisir de façon anodine. Supposons que le champ à l'entrée de MIGOU soit $e^{\varphi_1^t \text{ carré}(X, Y)}$. Le profil d'intensité dans le plan de Fourier est alors donné par la formule 2.3 ; il est proportionnel à :

$$[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(M\pi)^2 \delta(x - \frac{n\lambda f}{T})][\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(M\pi)^2 \delta(y - \frac{n\lambda f}{T})]$$

où $J_n(M\pi)$ est la valeur en $M\pi$ de la fonction de Bessel de 1^{re} espèce d'ordre n . Ceci correspond à un réseau de pièges dipolaires écartés dans le plan de Fourier d'une distance $\frac{\lambda f}{T}$. La période T dans la phase initiale est donc à choisir en fonction de l'écartement désiré pour limiter le nombre d'itérations de l'algorithme.

Il reste encore un paramètre libre dans notre phase initiale. Il s'agit du facteur de modulation M . Là encore la valeur de ce facteur peut être adaptée à la configuration de piégeage désirée afin

de réduire le temps de calcul. On se rend compte par exemple que pour $M \sim 0,45$, $J_0(M\pi) \sim J_1(M\pi)$, autrement dit l'ordre 0 et 1 ont même poids. Cette valeur du facteur de modulation sera donc particulièrement adaptée si l'on désire réaliser une configuration de piégeage ne contenant que l'ordre 0 et l'ordre 1 comme un carré de 9 pièges de même profondeur (voir figure 2.14 un peu plus loin). En outre, si l'on désire s'affranchir de l'ordre 0, on pourra choisir la valeur $M \sim 0,77$ pour laquelle $J_0(M\pi) = 0$.

Nous avons aussi réalisé des hologrammes permettant d'avoir des structures de piégeage hexagonales (voir figures 2.14 un peu plus loin). Une estimation judicieuse de la phase est alors une somme de deux cosinus le long de deux axes orientés à 60° l'un de l'autre dans le plan incident :

$$\varphi_{1\text{ hex}}^t(X, Y) = M\pi \left[\cos\left(2\pi \frac{X}{T}\right) + \cos\left(2\pi \frac{X - \sqrt{3}Y}{2T}\right) \right]$$

Enfin si on désire n'obtenir qu'une ligne de pièges dipolaires on ne choisira comme phase qu'un simple cosinus dans la direction souhaitée.

La convergence

Si l'estimation initiale est bonne, et dans le cas des configurations de piégeage en réseau que nous avons réalisées, l'algorithme converge très rapidement, en trois ou quatre itérations ! Il est possible de définir des critères de convergence en définissant des fonctions d'erreur. Il s'agit à chaque fois de comparer le profil d'intensité $I_n^f(x, y)$ obtenu à la $n^{\text{ième}}$ itération avec celui désiré $I^f(x, y)$. La référence [98] utilise la fonction d'erreur :

$$\epsilon_1^n = \frac{1}{480^2} \sum_{i=1}^{480^2} [I^f(x_i, y_i) - I_n^f(x_i, y_i)]^2$$

où la somme sur i est une somme sur tous les pixels alors que la référence [97] utilise

$$\epsilon_2^n = \sum_{i=1}^{480^2} [E_0^f(x_i, y_i) - E_{0n}^f(x_i, y_i)]^2$$

pour la première moitié de l'itération et

$$\epsilon_2'^n = \sum_{i=1}^{480^2} [E_0^{inc}(x_i, y_i) - E_{0n}^{inc}(x_i, y_i)]^2$$

pour la deuxième moitié de l'itération. On pourrait aussi envisager de faire l'intercorrélation des deux images. Notre algorithme n'assurant pas complètement la conservation de l'énergie entre le plan de l'hologramme et le plan de Fourier, nous avons choisi de définir notre propre critère. Après chaque FFT^{-1} de la figure 2.8 aboutissant dans le plan de Fourier, nous renormalisons le profil d'amplitude obtenu $E_n^f(x, y)$ de la manière suivante :

$$\frac{E_n^f(x, y)}{\max[E_n^f(x, y)]}$$

de façon à bénéficier de toute l'échelle de niveaux de gris. Notre critère de convergence est alors le suivant :

$$\epsilon_3^n = \frac{1}{480^2} \sum_{i=1}^{480^2} \left[I^f(x_i, y_i) - \left(\frac{E_n^f(x, y)}{\max[E_n^f(x, y)]} \right)^2 \right]^2$$

Soulignons que suivant la définition, les valeurs prises par la fonction d'erreur varient beaucoup et sont difficiles à interpréter. On s'intéressera donc plutôt à sa vitesse de convergence. Nous avons validé chacun de nos hologrammes en mesurant l'intensité obtenue dans le plan de Fourier ainsi qu'en les testant sur les atomes. Toutefois nous allons tenter de prouver que l'algorithme converge bien en démontrant géométriquement que la fonction d'erreur ϵ_2 décroît d'une itération à l'autre [97].

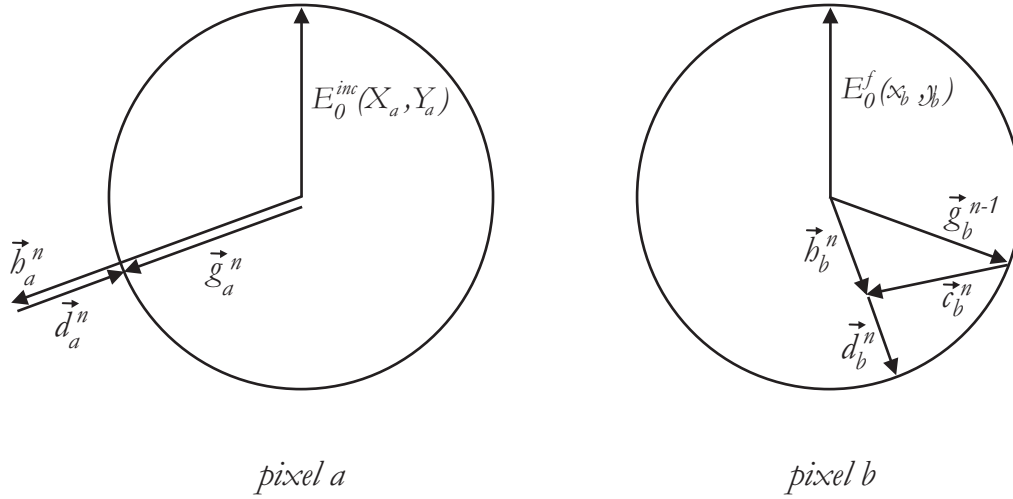


FIG. 2.9 – Effet de l'algorithme sur le champ électrique complexe en a , un pixel particulier dans le plan de l'hologramme et le champ électrique complexe en b , un pixel particulier dans le plan de Fourier. $E_0^{inc}(X_a, Y_a)$ et $E_0^f(x_b, y_b)$ sont les amplitudes désirées en chacun de ces points. Les différents vecteurs sont les états du champ électrique au cours de l'algorithme.

Ce raisonnement s'appuie sur la figure 2.9. Nous ne nous intéressons qu'à deux pixels particuliers : le pixel a dans le plan de l'hologramme et le pixel b dans le plan de Fourier. Sur ces pixels sont codées une phase et une amplitude. On peut donc représenter le champ en ces points particuliers dans le plan complexe. Par ailleurs on connaît les amplitudes de référence vers lesquelles doivent converger chacun des deux pixels en fin de calcul. Il s'agit pour le pixel a de l'amplitude $E_0^{inc}(X_a, Y_a)$ de la gaussienne E_0^{inc} en ce point et pour le pixel b de l'amplitude désirée $E_0^f(x_b, y_b)$ du profil E_0^f en ce point précis. On représente ces amplitudes de référence par deux cercles sur la figure 2.9. Supposons que, lors d'une itération $n - 1$, on obtienne, juste avant la FFT de la figure 2.8 le vecteur \vec{g}_b^{n-1} dans le plan complexe b . D'après la description de l'algorithme, ce vecteur pointe forcément sur le cercle de rayon $E_0^f(x_b, y_b)$. Ceci est vrai pour tous les points du plan de Fourier. La FFT effectuée sur l'ensemble de la fonction, produit sur le pixel particulier a du plan de l'hologramme le vecteur \vec{h}_a^n . L'étape suivante de l'algorithme est alors de corriger l'amplitude de ce vecteur, mais d'en garder la phase, en ajoutant le vecteur \vec{d}_a^n à \vec{h}_a^n pour atteindre \vec{g}_a^n , la nouvelle estimation du champ incident en ce point. Tous les points dans le plan de l'hologramme sont corrigés de cette manière et la FFT⁻¹ de l'ensemble produit le vecteur \vec{h}_b^n au niveau du pixel b , dans le plan de Fourier. On représente alors \vec{c}_b^n , le vecteur vérifiant $\vec{h}_b^n = \vec{g}_b^{n-1} + \vec{c}_b^n$. D'après ce qui précède, \vec{c}_b^n s'obtient donc par une FFT⁻¹ de l'ensemble des \vec{d}_a^n des pixels a . Le théorème de Parseval nous permet alors d'écrire :

$$\epsilon_2^n = \sum_{\text{tous les pixels } a} |\vec{d}_a^n|^2 = \sum_{\text{tous les pixels } b} |\vec{c}_b^n|^2$$

Si l'on poursuit l'algorithme, l'étape suivante consiste à corriger le vecteur \vec{h}_b^n en lui ajoutant le vecteur \vec{d}_b^n (figure 2.9). En chaque pixel b , on a $|\vec{d}_b^n| \leq |\vec{c}_b^n|$. On en déduit :

$$\epsilon_2'^n = \sum_{\text{tous les pixels } b} |\vec{c}_b^n|^2 \leq \epsilon_2^n = \sum_{\text{tous les pixels } b} |\vec{d}_b^n|^2$$

puis en itérant notre démarche on obtient :

$$\epsilon_2'^n \leq \epsilon_2^n \leq \epsilon_2'^{n+1} \leq \epsilon_2^{n+1}$$

Par conséquent, la fonction d'erreur doit décroître ou rester constante après chaque itérations. Les auteurs de l'article [97] ont fait une étude plus poussée de la convergence. Ils remarquent que l'algorithme converge systématiquement en ce sens que, après un certain nombre d'itérations, l'hologramme n'est plus modifié. Dans la plupart des cas, la fonction d'erreur tend vers 0, et le profil d'intensité obtenu dans le plan de Fourier est bien celui recherché. Toutefois, dans certains cas, la fonction d'erreur tend vers une valeur finie non nulle. Le profil d'intensité désiré n'est alors pas correctement reconstruit. L'algorithme a alors échoué.

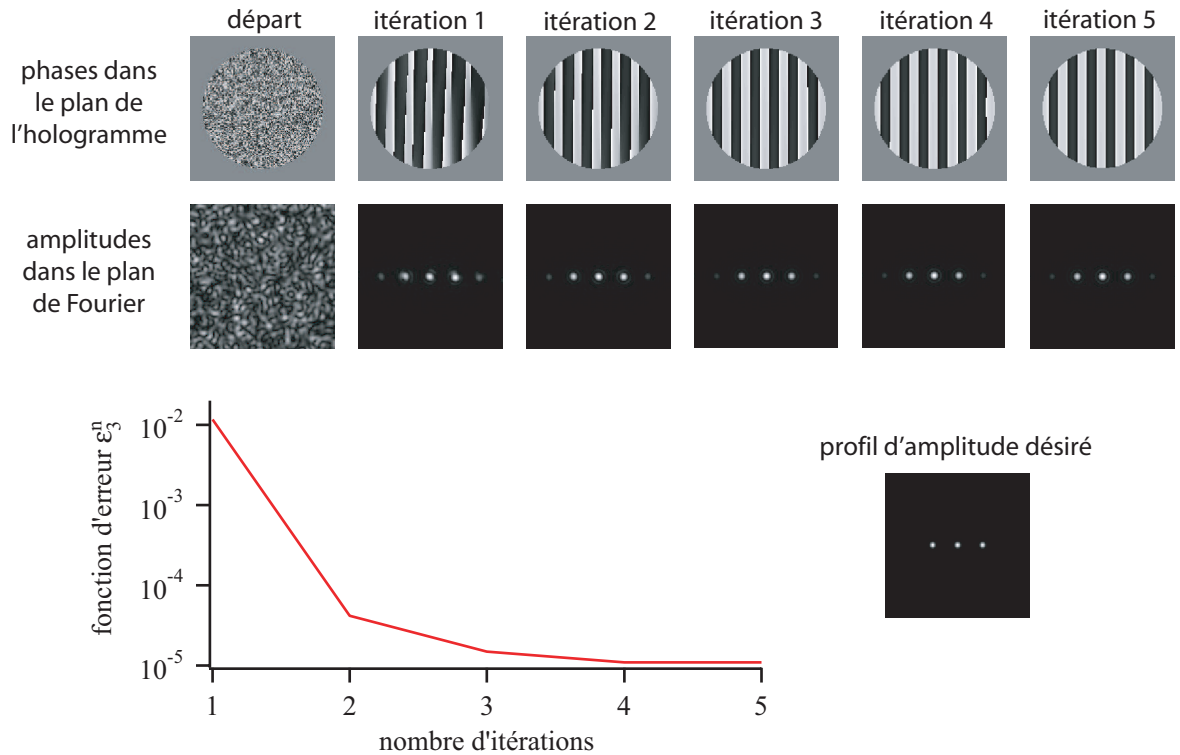


FIG. 2.10 – Profils de phase dans le plan de l'hologramme et profils d'amplitude dans le plan de Fourier calculés par l'algorithme adaptatif-additif au cours de 5 itérations. L'amplitude voulue correspondant à trois pièges dipolaires ainsi que l'évolution du critère de convergence sont aussi représentées.

Pour vérifier la convergence, on fait tourner l'algorithme et on compare le profil de phase dans le plan de l'hologramme ou bien le profil d'amplitude dans le plan de Fourier d'une itération sur l'autre. Une évolution complète de l'algorithme sur 5 itérations est représenté sur la figure 2.10.

L'ensemble des images représentées sur cette figure sont des profils de phase ou d'amplitude *calculés* par l'algorithme au cours du temps (et non des mesures). Les figures du haut représentent les hologrammes successifs. La modulation de phase se fait sur une zone circulaire correspondant, comme on le verra, à la taille du faisceau au niveau de l'hologramme. Les différents niveaux de gris correspondent à des déphasages compris entre $-\pi$ (blanc) et $+\pi$ (noir). Les figures du bas représentent les profils d'amplitude correspondants, obtenus dans le plan de Fourier. Pour cet exemple particulier, nous sommes partis d'une distribution de phase initiale complètement aléatoire. Le réseau d'amplitude voulu, réinjecté dans l'algorithme à chaque itération, est constitué de trois points et est aussi représenté sur la figure. Enfin, nous avons tracé l'évolution de notre critère de convergence au cours du calcul. On remarque donc que dans ces conditions, la première itération nous donne une solution déjà très proche du résultat désiré. Le critère de convergence passe alors de 0,018 à une valeur inférieure à 10^{-4} . La vitesse de la convergence diminue pour les itérations suivantes.

Si l'on s'intéresse au problème de l'unicité de la solution, on peut montrer que pour les configurations de piégeage que nous avons réalisées, il existe plusieurs solutions pour les hologrammes. Tout d'abord, si on ajoute une phase constante à n'importe quel hologramme, le profil d'intensité obtenu dans le plan de focal de MIGOU reste le même. En outre tous les réseaux de pièges dipolaires que nous avons tenté de réaliser ont une symétrie centrale et sont construits à partir d'un faisceau incident dont l'amplitude est elle-même centrosymétrique. Dans ce cas particulier le complexe conjugué de tout hologramme solution constitue lui-même une solution possible [97].

2.2.4 Les hologrammes obtenus

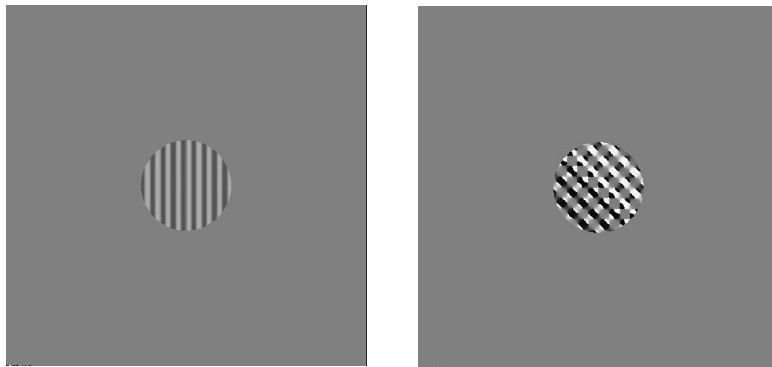


FIG. 2.11 – Exemple de deux hologrammes calculés permettant de générer trois pièges dipolaires (gauche) et cinq pièges dipolaires en croix (droite). Les différents niveaux de gris correspondent à des déphasages compris entre $-\pi$ (blanc) et $+\pi$ (noir). Pour chacun des deux hologrammes, la distance entre les pièges est de $5 \mu\text{m}$ dans le plan de Fourier.

Sur la figure 2.11 sont représentés deux exemples d'hologrammes. Celui de gauche représente la modulation de phase en deux dimensions à imprimer sur le faisceau piège permettant de réaliser trois pièges dipolaires identiques séparés de $5 \mu\text{m}$. Le deuxième permet d'obtenir un réseau de cinq pièges dipolaires disposés en croix. Les différents niveaux de gris correspondent à des déphasages compris entre $-\pi$ (blanc) et $+\pi$ (noir). On constate que l'on retrouve bien les symétries attendues sur les hologrammes. Par exemple, l'hologramme correspondant à trois

pièges a bien une allure sinusoïdale selon la direction horizontale ; ou bien l'hologramme donnant 5 points en croix semble bien proche de deux sinusoïdes superposées, orientées selon des directions orthogonales. Comme nous l'avons déjà mentionné, le calcul des hologrammes prend en compte la taille finie de la pupille d'entrée de MIGOU (5 mm de diamètre). C'est la raison pour laquelle la zone modulée est réduite à un disque de 5 mm de diamètre.

Une fois l'hologramme calculé, il est possible de le modifier en changeant divers paramètres : la surface modulée peut être réduite, agrandie ou translatée afin d'optimiser le recouvrement avec le faisceau incident. Par ailleurs il est possible d'appliquer un facteur correctif multiplicatif sur l'ensemble de l'hologramme pour une optimisation fine de la figure de piégeage. Ceci peut notamment se faire en examinant le signal atomique.

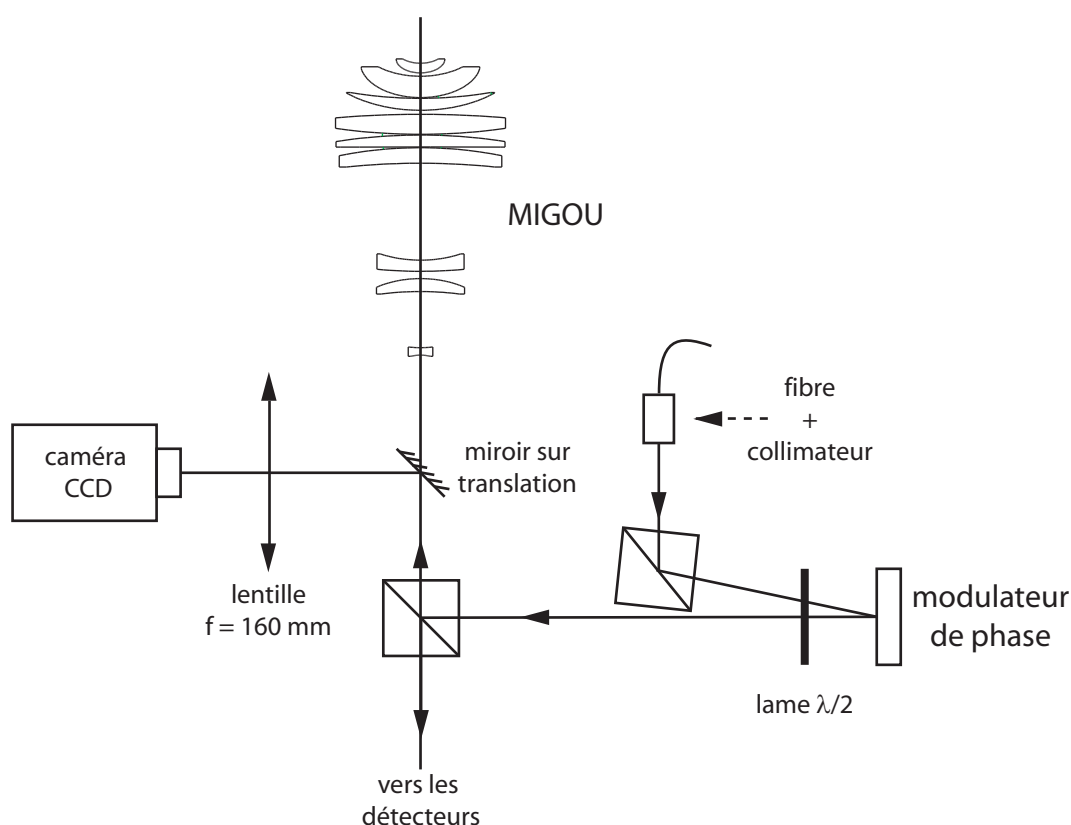


FIG. 2.12 – Dispositif expérimental pour la modulation de phase. Suivant la position du miroir sur translation, le faisceau modulé en phase est soit envoyé directement à travers MIGOU, soit imagé sur une caméra CCD pour enregistrer le profil d'intensité obtenu.

Afin de tester les hologrammes calculés sur les atomes, nous avons dû introduire le modulateur de phase sur le chemin optique du faisceau piège. Le dispositif retenu est schématisé sur la figure 2.12. Il faut noter ici que pour l'ensemble des expériences réalisées avec le modulateur de phase le faisceau du piège dipolaire est produit à l'aide d'une diode laser libre à 810 nm injectée dans une fibre optique monomode (la réalisation du double piège dipolaire vue au paragraphe 2.1 mettait en jeu deux lasers titane-saphir). Comme nous l'avons déjà précisé, la mesure du col du faisceau à l'endroit du modulateur de phase donne $w_{inc} = 2,2$ mm. L'aire irradiée du PAL-SLM est donc de l'ordre de 15 mm². La puissance du faisceau piège est adaptée au nombre de pièges dipolaires désirés et à leur profondeur. Cependant pour ces expériences nous étions limités à un maximum d'environ 40 mW à l'entrée de la chambre à vide. Nous n'avons donc pu réaliser

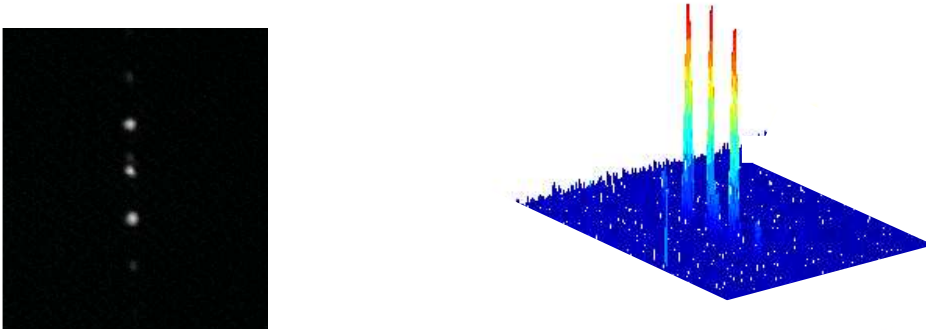


FIG. 2.13 – Profil d'intensité à deux et trois dimensions obtenu à partir de l'hologramme de gauche de la figure 2.11. L'image est observée après avoir focalisé le faisceau diffracté sur une caméra CCD, à l'aide d'une lentille de 160 mm de distance focale.

que des réseaux contenant au plus cinq pièges. Comme expliqué au paragraphe 2.2.2, pour un fonctionnement correct du modulateur de phase, la lumière incidente doit être polarisée dans une direction particulière, fixée par l'orientation des molécules en l'absence de champ électrique (paragraphe 2.2.2). Ceci est assuré par la bonne orientation de la lame $\lambda/2$ positionnée en face du modulateur (figure 2.12).

Un miroir monté sur translation se trouve aussi sur le trajet du faisceau piège (figure 2.12). Suivant la position de ce dernier, la lumière est soit envoyée dans la chambre à vide et à travers MIGOU pour piéger des atomes, soit focalisée sur la puce d'une caméra CCD grâce à une lentille de 160 mm de distance focale. Ceci nous permet d'optimiser le profil d'intensité dans le plan de Fourier avant de tester les hologrammes sur les atomes. A titre d'exemple le profil d'intensité correspondant à l'hologramme de gauche de la figure 2.11 est représenté en deux et trois dimensions sur la figure 2.13. On constate bien que les trois pièges sont d'égales intensités et largeurs. En jouant sur les paramètres d'optimisation décrits plus haut on assure la symétrie de la figure, on fait disparaître les ordres supérieurs de diffraction et on contrôle correctement l'ordre 0.

Diverses géométries ont ainsi été réalisées, comme l'illustre la figure 2.14. Sur cette figure, les profils d'intensité contenant 3 et 5 pièges sont obtenus à partir des deux hologrammes de la figure 2.11. Nous n'avons testé ici que des réseaux réguliers de pièges dipolaires, mais l'algorithme utilisé est parfaitement capable de générer des structures plus compliquées sans aucune symétrie de réseau. Sur certaines configurations de la figure 2.14, on distingue un peu de lumière autour de l'ordre 0. Nous pensons que cela vient d'une réflexion sur la première face du PAL-SLM qui n'est pas traitée anti-reflet à 810 nm, mais à 633 nm. Cette réflexion ne traverse pas la cellule de cristal liquide et n'est donc pas diffractée. De plus, il existe un petit angle entre les faisceaux incident et réfléchi sur le modulateur (figure 2.12), puis le faisceau se propage sur une distance de l'ordre de 1 m. La réflexion parasite se retrouve alors très légèrement décalée par rapport à l'ordre 0 du faisceau diffractée. On verra dans le paragraphe suivant que du fait de sa faible intensité, cette tâche ne sera pas vue par les atomes.

Il est temps maintenant de tester nos hologrammes sur les atomes.

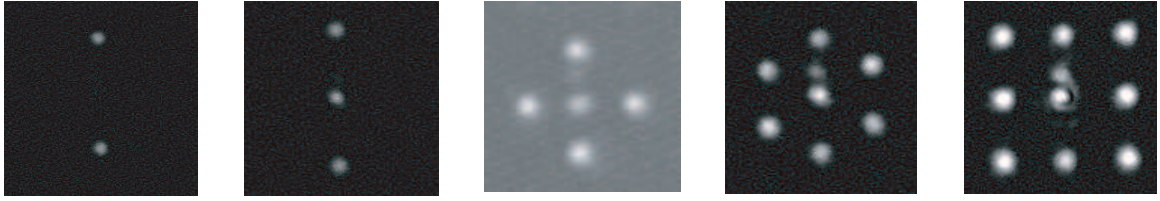


FIG. 2.14 – Divers profils d'intensité obtenus à partir d'hologrammes calculés à l'aide de l'algorithme adaptatif-additif. L'image est observée après avoir focalisé le faisceau diffracté sur une caméra CCD, à l'aide d'une lentille de 160 mm de distance focale. Les profils contenant 3 et 5 pièges correspondent aux deux hologrammes de la figure 2.11.

2.2.5 Le piégeage holographique d'atomes

Diverses configurations de piégeage

Quelques-uns des profils d'intensité apparaissant sur la figure 2.14 ont été testés sur le nuage d'atomes froids. Ceci consiste à envoyer le faisceau piège diffracté à travers MIGOU et à enregistrer le profil de fluorescence obtenu. A ce stade, une optimisation fine de l'hologramme est encore possible en retouchant les paramètres décrits au paragraphe précédent de manière à ajuster au mieux l'allure de la configuration de piégeage à la vue du signal atomique.

Le profil de fluorescence (induite par les faisceaux du piège magnéto-optique) des atomes piégés est donné sur la figure 2.15 pour quatre hologrammes différents. Pour enregistrer ces images, nous nous sommes placés en régime de fort chargement (voir paragraphe 1.4.1 chapitre 1) et nous avons intégré la fluorescence pendant 200 ms. Chaque piège contient environ une dizaine d'atomes. La première image représente deux pièges créés de part et d'autre de l'ordre 0. Les deux images du milieu ont été obtenues à partir du même hologramme, celui apparaissant sur la figure 2.11 à gauche. Pour passer de l'une à l'autre, nous avons simplement tourné l'hologramme de 90° . Enfin grâce au deuxième hologramme apparaissant sur la figure 2.11, un réseau de cinq pièges dipolaires en croix a pu être observé. Comme nous l'avons expliqué plus haut, la puissance laser du faisceau piège étant bornée à environ 40 mW, nous n'avons pas été en mesure de tester les structures contenant un plus grand nombre de pièges, tel que l'hexagone ou le réseau 3×3 . Nous en avons quand même calculé les hologrammes (figure 2.14).

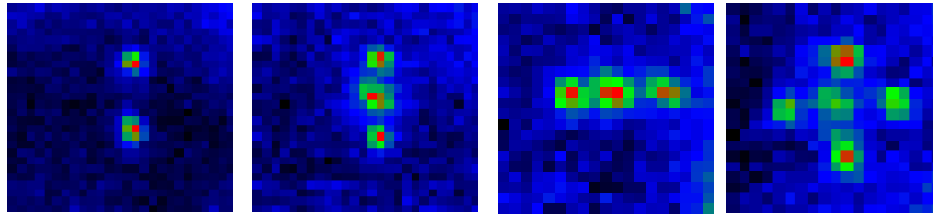


FIG. 2.15 – Fluorescence (induite par les faisceaux du PMO) d'atomes piégés dans des réseaux holographiques de micro-pièges. Les différentes images correspondent à différentes géométries testées avec une puissance laser maximale de 40 mW.

En outre, nous nous sommes limités à des configurations à deux dimensions. Il est cependant

possible de générer des structures à trois dimensions, par exemple en utilisant l'effet Talbot. Celui-ci explique le fait que l'on puisse retrouver périodiquement dans la direction de propagation, des plans dans lesquels existe un réseau de points lumineux. Il s'agit en fait de figures d'interférences entre le faisceau produit par l'ordre 0 et les faisceaux produits par l'ordre 1. Les faisceaux produits par l'ordre 2 peuvent eux aussi contribuer en interférant avec l'ordre 0 ou 1 créant ainsi des sous-structures complexes. Les auteurs des références [93] et [94] ont réussi à maîtriser cette structure, et ont ainsi créé des réseaux tridimensionnels de pièges dipolaires dans lesquels ils ont piégé des petits nuages d'atomes froids.

Nous nous sommes limités pour notre étude à des géométries de piégeage régulières possédant une symétrie centrale. Ceci n'est ni une limitation du modulateur de phase, ni une limitation de l'algorithme utilisé. On pourrait tout à fait étendre notre étude à des structures plus compliquées sans symétrie de réseau. Par ailleurs, nous n'avons utilisé que des pinces optiques gaussiennes. Il est possible, à l'aide d'un modulateur de phase, de faire focaliser chacune des pinces sous forme d'un anneau lumineux appelé « vortex optique » [95, 99, 100]. Ceci accroît encore le choix des configurations de piégeage.

Les modulateurs de phase tels que celui dont nous nous sommes servis permettent aussi de réaliser des réseaux en trois dimensions. En effet, le plan focal dans lequel on veut dessiner un réseau de pièges dipolaires peut très bien être déplacé en ajoutant une lentille sur le trajet du faisceau piège qui en changerait la convergence. Or l'effet d'une lentille peut sans aucune difficulté être simulé à l'aide de notre modulateur de phase en ajoutant à un hologramme déjà conçu une phase modulée quadratiquement. Deux voies s'offrent alors à nous pour créer des réseaux tridimensionnels :

- Avec des modulateurs de phase à cristaux liquides nématiques, il est possible d'appliquer une phase quadratique différente à chacune des pinces optiques. Elles convergeront donc dans des plans distincts comme le montre la référence [99], de manière analogue à la lumière traversant une lentille de Fresnel. Un travail récent [101] montre aussi que si l'on désire concevoir des structures de piégeage contenant plus de trois plans dans la direction longitudinale, l'algorithme adaptatif-additif n'est plus adapté. Il faut alors calculer les hologrammes à l'aide de l'algorithme DBS (Direct Binary Search) de recherche directe. L'idée consiste à faire, au cours de l'algorithme, des changements aléatoires de la modulation de phase. Ces changements sont conservés en cas d'amélioration de l'hologramme ou bien rejetés dans le cas contraire. Les hologrammes obtenus sont statiques.
- Une autre approche, dite de partage temporel (time-sharing), consiste à changer de façon dynamique une phase quadratique, globale à tout l'hologramme [102]. Le profil d'intensité désiré se déplace d'un plan à un autre de façon périodique. Si on alterne suffisamment rapidement entre les différents plans, les atomes piégés n'auront pas le temps de s'échapper avant que la lumière ne soit à nouveau focalisée sur eux. Il suffit alors d'envoyer une séquence d'hologrammes (sous forme de fichiers video, MPEG par exemple) au modulateur. Cependant les modulateurs de phase à cristaux liquides nématiques, sont limités par leur taux de rafraîchissement de l'ordre de 10 Hz (25 Hz pour le nôtre, voir paragraphe 2.2.2). Ceci signifie que les atomes restent dans le noir quelques centaines de millisecondes. Cette valeur est encore trop juste pour que l'approche soit intéressante pour la physique atomique. En effet, la température de l'atome unique dans le micro-piège dipolaire de l'ordre de 100 μK (voir paragraphe 3.2 chapitre 3) lui confère une vitesse d'environ 100 cm/s. Il lui faut donc 10 μs pour se déplacer de 1 μm , la taille caractéristique du piège. La fréquence à laquelle revient le faisceau piégeant doit donc être supérieure à 100 kHz pour que la

deuxième approche soit applicable. Toutefois, il est probable que les modulateurs de phase pure bénéficient d'améliorations technologiques dans les prochaines années.

Le contrôle de l'ordre zéro

Un des problèmes communs à tous les composants optiques diffractifs est l'ordre 0 (souvent lié à la pixellisation). Malgré des efficacités de diffraction élevées, il n'est pas facile de s'affranchir de l'ordre 0, ce qui rend parfois difficile la conception de certaines structures. La figure 2.16 montre que nous sommes capables soit d'éteindre complètement le piège lié à l'ordre 0, soit de l'exploiter pleinement en réalisant des pièges tous de même profondeur. La figure du haut image la fluorescence en deux et trois dimensions de deux pièges conçus de part et d'autre de l'ordre 0. La figure du bas est obtenue à partir d'un réseau de trois pièges dont celui du milieu est généré à partir de l'ordre 0. Nous démontrons de cette manière un contrôle parfait de l'ordre 0. Au moins pour des structures simples, nous sommes parfaitement capables de créer des réseaux sans ordre 0.

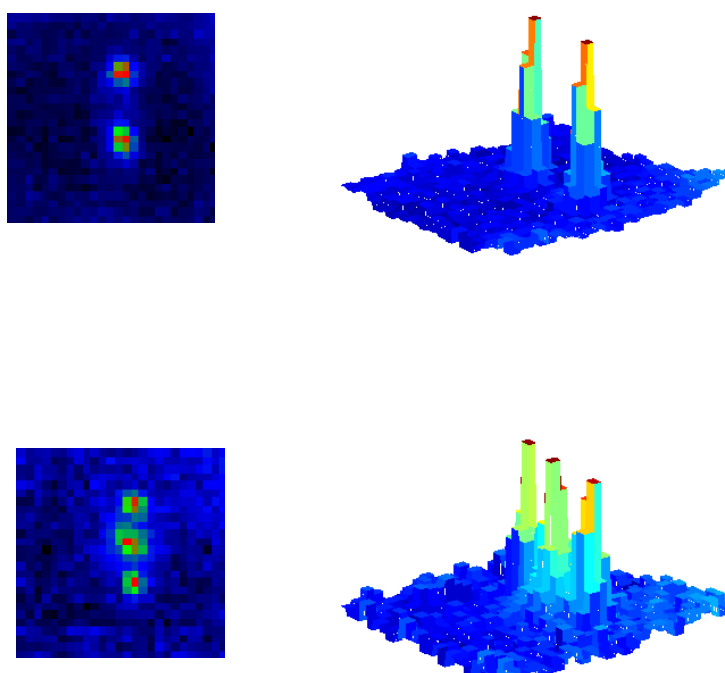


FIG. 2.16 – Profils de fluorescence pour des réseaux de deux et trois pièges prouvant le bon contrôle de l'ordre 0. Les deux pièges de l'image du haut sont générés de part et d'autre de l'ordre 0; le piège du milieu sur l'image du bas est généré par l'ordre 0.

En réalité, il faut souligner ici qu'il existe un seuil de piégeage pour les atomes (voir paragraphe 1.4.2 du chapitre 1). Pour un seul piège dipolaire, en dessous d'une certaine valeur de

la puissance du faisceau piège, c'est-à-dire, en dessous d'une certaine profondeur pour le piège, les atomes ne peuvent pas être capturés. Ainsi, sur le signal atomique, le piège central disparaît dès que l'intensité envoyée dans l'ordre 0 est en dessous du seuil. Donc, même si l'intensité de l'ordre 0 n'est pas complètement nulle, les atomes filtrent cette imperfection. Il en va d'ailleurs de même pour les éventuelles réflexions parasites autour de l'ordre 0 mentionnées au paragraphe 2.2.4. L'ordre 0 ne nous limite pas pour les configurations de piégeage testées.

Le contrôle de la distance entre pièges

L'utilisation du modulateur de phase apporte aussi un contrôle fin de la position des différents sites de piégeage, soit entre deux expériences consécutives, soit même de façon dynamique, en changeant en temps réel, l'hologramme fourni à l'appareil par le biais du signal VGA. On peut donc non seulement changer la géométrie du réseau de pièges, mais aussi sa période.

Ceci est illustré sur la figure 2.17 : il est possible de contrôler la distance relative entre deux pièges avec une précision meilleure que le micron. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.3, la distance d entre deux pièges dans un réseau, dépend de la période de la modulation de la phase :

$$d = \frac{\lambda f}{T} \quad (2.5)$$

où $\lambda = 810$ nm est la longueur d'onde à laquelle on travaille, $f = 3,55$ mm la distance focale de notre objectif (voir paragraphe 1.3.1 chapitre 1) et T la période de la modulation de phase. Pour les réseaux de taille finie que nous tentons de réaliser, la fonction périodique a une enveloppe reliée à la taille du réseau. Dans le cas des géométries simples étudiées ici, on modifie la distance entre pièges par une simple dilatation de l'hologramme correspondant à la structure recherchée.

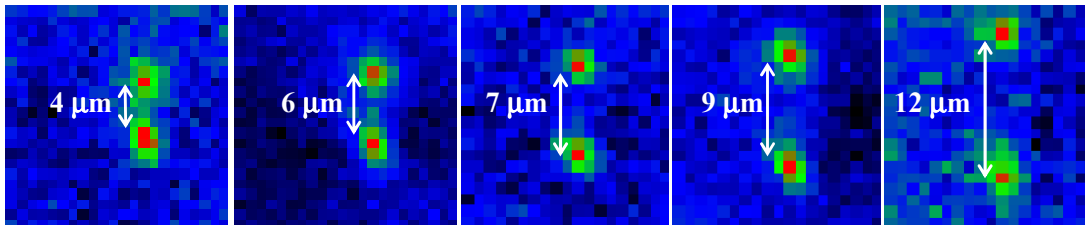


FIG. 2.17 – Profils de fluorescence pour des réseaux de deux pièges dipolaires. Les différentes images montrent qu'il est possible de contrôler la distance entre deux pièges au micron près, en modifiant simplement l'hologramme.

D'après l'équation 2.5, l'incrément de distance minimal que l'on peut espérer est lié à la variation minimale de la période T que l'on peut produire avec notre système qui est directement donnée par la taille du pixel de l'étage LCD (paragraphe 2.2.2) du modulateur. Selon les données constructeur, l'écran LCD contient 480×480 pixels répartis sur 20×20 mm². La taille d'un pixel est donc inférieure à $40 \mu\text{m}$. Si on dérive la formule 2.5, on obtient, dans le cas des pièges de la figure 2.17 séparés de $4 \mu\text{m}$, une précision sur la position de l'ordre de 200 nm. Cette valeur constitue en fait une borne supérieure suite à l'estimation de la taille du pixel. Il faut faire ici trois remarques. Tout d'abord cette précision dépend de la distance entre les pièges : plus les pièges sont éloignés, moins le contrôle de leur distance est fin. Ensuite tout ceci n'est valable que dans le cadre de notre dispositif expérimental qui n'a pas été dessiné pour un contrôle en position

optimum. En effet, nous le voyons sur la figure 2.11, nous n'utilisons qu'une surface restreinte du modulateur de phase. Ceci vient du fait que le faisceau piège est mis en forme pour une utilisation optimale de notre objectif MIGOU. Toutefois il reste possible de dilater le faisceau afin qu'il recouvre toute la surface active du modulateur, puis de le réduire à nouveau à l'aide d'un télescope, avant qu'il ne traverse MIGOU. Dans ces conditions, la formule 2.5 n'est plus valable, et la précision en position des sites piègeants est encore accrue. Enfin il faut noter qu'il n'est pas immédiat, avec notre dispositif d'imagerie pour lequel $1 \mu\text{m}^2$ dans le plan de Fourier est imagé sur un pixel, de valider une telle précision en position.

En principe, avec le modulateur de phase PPM X7550, on peut déplacer un site et contrôler sa position par rapport aux autres en temps réel. Il suffit pour cela d'envoyer, via le câble VGA, une séquence d'hologrammes calculés au préalable sous forme de vidéo. Ceci permet non seulement de reconfigurer en temps réel un réseau bidimensionnel, mais aussi de déplacer les pinces optiques dans la direction de propagation de la lumière en incorporant des phases quadratiques dans le film d'hologrammes. On peut aussi faire disparaître ou apparaître un piège à volonté, n'en bouger qu'un seul au sein d'une matrice de sites fixes... Toutefois ce contrôle dynamique en position dépend d'une part du temps de réponse du modulateur et d'autre part du taux de rafraîchissement du signal VGA. En ce qui concerne les modulateurs utilisant des cristaux liquides nématiques, les cadences atteintes, on l'a déjà mentionné, sont faibles. Les vitesses de déplacement atteintes dans la référence [99], sont de $10 \mu\text{m/s}$.

Des taux de rafraîchissement de l'ordre du kilohertz peuvent être atteints avec des appareils utilisant des cristaux liquides ferroélectriques. Il s'agit en fait d'une autre phase de cristal liquide (dite smectique C^*), possédant une polarisation spontanée due à l'alignement de tous les moments dipolaires de molécules chirales. Cette polarisation produit un fort couplage avec un champ électrique, et en conséquence, des temps de réponse beaucoup plus courts ($< 100 \mu\text{s}$). Ces systèmes, disponibles sur le marché, pâtissent en revanche d'une faible efficacité de diffraction. En outre, la modulation de phase est binaire (seules deux valeurs de déphasage, en général 0 et π , peuvent être codées), ce qui ne permet de réaliser que des réseaux de pinces optiques à symétrie centrale. Il faut donc adapter l'algorithme en conséquence. Les auteurs de la référence [103] ont ainsi réussi à déplacer des sphères de polystyrène piégées dans des pinces optiques à une vitesse de $35 \mu\text{m/s}$. Il ont aussi utilisé le partage temporel décrit précédemment pour déplacer uniquement deux pièges au sein d'un réseau fixe.

Pour un exemple de déplacement dans les trois directions de l'espace de particules de silice piégées dans des structures complexes elles-mêmes tridimensionnelles et mettant en application les techniques présentées jusqu'ici on pourra se référer à l'article [101]. Comme nous l'avons déjà signalé, pour ces structures complexes, l'algorithme adaptatif-additif n'est plus forcément adapté. Les algorithmes DBS, génétiques ou de recuit simulé sont alors plus performants.

Enfin, tout dernièrement, des systèmes basés sur le principe du contraste de phase ont permis le mouvement dans l'espace de réseaux tridimensionnels complexes de sphères de polystyrène [104]. Celles-ci sont piégées dans des pinces optiques collimatées faites de deux faisceaux contre-propageants produits à l'aide de deux modulateurs, l'un de phase et l'autre de polarisation. L'avantage majeur de cette technique est d'éviter les calculs et les algorithmes itératifs.

En ce qui concerne le piégeage d'atomes uniques, il est à noter que la résolution du modulateur est aussi importante si on veut le déplacer en temps réel. En effet, la distance entre deux positions successives doit être suffisamment faible pour que l'atome puisse être capturé à nouveau. Tentons toutefois de piéger, de façon statique, des atomes uniques avec nos hologrammes.

Le piégeage holographique d'atomes uniques

Toutes les figures exposées jusqu'à présent ont été obtenues en régime de fort chargement. Chaque site contient alors de l'ordre d'une dizaine d'atomes. Est-il possible de piéger des atomes uniques dans un réseau holographique de micro-pièges dipolaires ? En diminuant la densité du réservoir d'atomes froids, on atteint le régime de blocage collisionnel (paragraphe 1.4.2 du chapitre 1). Dans ce régime, nous avons testé le réseau de trois pièges dipolaires généré par l'hologramme de gauche de la figure 2.11. Dans ces conditions, nous voyons effectivement les atomes arriver un par un dans chacun des trois sites ; chaque site contient soit 1, soit 0 atome, jamais 2. Nos observations sont résumées sur la figure 2.18. Là encore, le temps de pose est de 200 ms. Sur l'image de gauche, un atome unique est piégé dans un site. Sur l'image de droite, deux atomes uniques sont simultanément piégés dans deux pièges distincts. La puissance totale utilisée d'environ 10 mW correspond au seuil de piégeage pour l'ensemble du réseau de trois nœuds. On a donc réalisé trois pièges dont la puissance seuil est autour de 3,3 mW chacun.

Quelques remarques quant à la qualité des pièges générés holographiquement peuvent être déduites de la comparaison avec le seuil de piégeage du faisceau non diffracté. A l'époque où l'expérience a été réalisée, ce dernier était de l'ordre de 2,5 mW, pour un col de faisceau w_0 mesuré d'environ $0,98 \mu\text{m}$. Si l'on fait l'hypothèse grossière que le seuil de piégeage correspond toujours à la même profondeur de piège, quelles que soient les conditions expérimentales, il est possible d'estimer l'élargissement du col du faisceau quand on passe d'un faisceau non diffracté à un piège holographique. D'après la formule 1.4 du chapitre 1, à profondeur fixe, le rapport P/w_0^2 est constant, P étant la puissance du faisceau piège. Par conséquent un changement de puissance permettant d'atteindre le seuil de piégeage est directement corrélé à une variation du col du faisceau. L'application numérique révèle un élargissement de 15% par rapport au faisceau non diffracté, soit un col d'environ $1,1 \mu\text{m}$ pour les faisceaux diffractés. Une explication à cet élargissement sera proposée un peu plus loin.

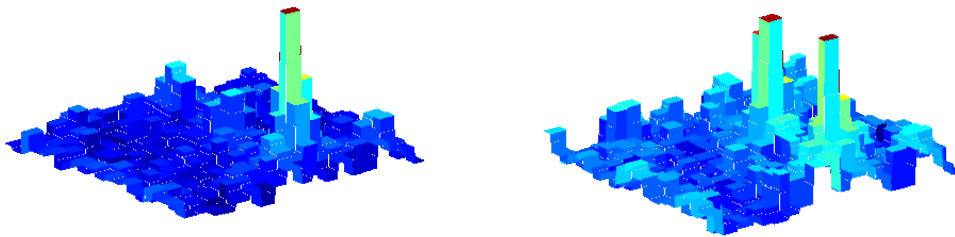


FIG. 2.18 – Profils de fluorescence d'atomes uniques piégés dans des sites distincts d'un réseau de trois pièges dipolaires. La figure de gauche montre un atome unique piégé dans un piège. La figure de droite montre deux atomes piégés dans deux pièges distincts.

En régime d'atome unique, les collisions à deux corps bloquent le nombre moyen d'atomes par site à 0,5 (paragraphe 1.4.3 du chapitre 1). Un atome est présent la moitié du temps et l'autre moitié, le piège est vide. Dans les conditions de la figure 2.18, la probabilité de détecter trois atomes simultanément dans chacun des trois sites est réduite à 0,125. Il faut être encore plus patient si l'on désire piéger au même moment cinq atomes uniques dans une structure telle que celle de l'image de gauche de la figure 2.15 : ceci ne se produit que 3,125 % du temps.

Un déséquilibre dans la profondeur des trois pièges pourrait encore réduire cette probabilité. Nous avons par exemple observé pour le troisième piège qui n'apparaît pas rempli sur la figure 2.18 une probabilité de remplissage inférieure à 0,5. Ceci est probablement la conséquence d'une profondeur plus faible de ce site par rapport aux deux autres. Nous expliquons cette asymétrie du profil d'intensité généré dans le plan focal par un défaut de notre dispositif expérimental. Notre modulateur de phase est en effet situé à une distance légèrement inférieure à un mètre de la pupille d'entrée de notre objectif. Or sur cette distance, les deux faisceaux d'ordre 1 à l'origine des deux pièges extrêmes s'écartent de la direction de propagation avec un angle :

$$\theta = \frac{\lambda}{T} = \frac{\delta}{f}$$

Les pièges sont espacés d'environ 7 pixels, soit $7 \mu\text{m}$, dans le plan de Fourier (figure 2.18). On en déduit que, à l'emplacement de la pupille d'entrée de MIGOU de 5 mm de diamètre, les deux faisceaux d'ordre 1 sont séparés d'environ 2 mm de l'ordre 0. On peut aisément concevoir qu'une partie de la lumière destinée aux deux pièges extrêmes puisse être coupée par la monture de la première lentille de MIGOU et engendre ainsi un déséquilibre dans la profondeur ou même la configuration spatiale (largeur) des trois nœuds du réseau. Tout ceci peut éventuellement expliquer l'élargissement du col des faisceaux diffractés que l'on a mentionné précédemment. Toutefois il est possible de remédier à ce problème. Il suffit pour cela de faire, à l'aide d'un télescope, l'image géométrique de l'hologramme sur la pupille d'entrée de MIGOU. De cette manière, toute la lumière se réfléchissant sur l'hologramme traversera bien MIGOU [98].

2.3 Conclusion

Nous avons donc démontré qu'il est possible de concevoir des réseaux de micro-pièges multiples pour atomes neutres uniques en utilisant un modulateur de phase à cristal liquide nématique. Un avantage expérimental est l'utilisation d'un unique faisceau ainsi que l'accès à une librairie d'hologrammes illimitée. Nous avons piégé des petits nuages d'atomes froids dans des matrices bidimensionnelles contenant jusqu'à cinq micro-pièges. En augmentant un peu la puissance laser disponible nous sommes en principe capables de piéger des atomes dans un réseau de neuf pièges. Pour ces diverses configurations, nous pouvons ajuster la distance entre deux sites avec une précision inférieure au micron. En outre le contrôle sur l'ordre 0 de diffraction, problème récurrent des éléments diffractifs, est très bon, et nous autorise à l'utiliser ou bien à nous en affranchir complètement, pour les profils simples que nous avons étudiés. Enfin, il est possible de charger des atomes uniques dans ces pièges générés holographiquement. L'ensemble de ces résultats est récapitulé dans la référence [105]. Soulignons que pour les configurations les plus simples, auxquelles nous nous sommes intéressés, l'hologramme peut être « deviné ». L'algorithme itératif que nous avons mis en place constitue cependant un formalisme général, qui est applicable à n'importe quelle configuration voulue pour le piégeage.

Le contrôle du modulateur de phase, et donc la conception des hologrammes, par ordinateur via un câble VGA constitue l'un des avantages majeurs de la solution que nous avons choisie. D'une part la réalisation et l'optimisation de nombreux hologrammes est très aisée; d'autre part la configuration de piégeage peut être modifiée de façon dynamique et en temps réel. Dans une structure donnée, chaque piège capable de contenir un atome unique peut être déplacé par rapport aux autres pièges, peut être éteint puis allumé à nouveau. Tout ceci ouvre la voie pour tester un certain nombre de schémas théoriques permettant l'intrication de deux atomes ou la

réalisation de portes logiques quantiques, soit via une interaction dipôle-dipôle [42], en passant éventuellement par des états de Rydberg [43], soit à l'aide de collisions froides contrôlées [45], soit via une interaction tunnel [47, 48]. Cependant, comme nous l'avons déjà signalé, le taux de rafraîchissement des modulateurs de phase aujourd'hui sur le marché est trop lent. D'une part, on risque de perdre l'atome entre deux hologrammes. D'autre part le temps d'interaction, lors de la réalisation d'une porte logique (variant d'une dizaine de microsecondes [44] à environ 1 ms [106]), est court et doit être contrôlé avec précision. On peut tout de même espérer que les modulateurs de phase pure bénéficient dans les prochaines années d'améliorations technologiques permettant d'accroître encore leur vitesse.

Cette limitation peut être contournée. Il est possible de combiner un registre quantique holographique lentement reconfigurable avec une ou plusieurs pinces optiques rapides. On peut alors imaginer un schéma similaire à celui proposé pour les ions dans la référence [107] : une pince optique contient un atome (une « tête mobile ») qui peut être rapidement intriqué et « désintriqué » avec les atomes du registre quantique. On peut également imaginer une configuration dans laquelle deux pinces optiques rapides attrapent deux atomes dans le registre quantique et les rapprochent pour les faire interagir. Pour réaliser une pince optique rapide, il suffit de faire traverser au laser un modulateur acousto-optique, qui permet de contrôler simultanément la déflexion et l'intensité du faisceau avec précision. La proposition théorique [45] adapte ces idées à notre schéma expérimental. Une porte de phase est réalisée, avec une haute fidélité, entre un atome dans une pince optique rapide et un atome du registre quantique. En outre, le processus est robuste aux fluctuations d'intensité des faisceaux piège, et aux fluctuations de position des atomes. Les atomes sont couplés entre eux via une interaction moléculaire au moyen d'une résonance de Feshbach. Le succès de l'ensemble de l'opération repose sur un contrôle optimal de la distance entre les pinces optiques et de leurs intensités permettant de transporter la « tête mobile » dans le registre quantique puis de la ramener à sa position initiale. Si les variations au cours du temps des profondeurs des puits et de leur distance sont correctement choisies, un transport adiabatique est possible. Les atomes initialement préparés dans l'état fondamental vibrationnel de leur puits respectif se retrouvent alors également dans l'état fondamental en fin de séquence.

Un autre point qu'il reste à discuter est le remplissage d'un registre quantique de micro-pièges dipolaires. Si le réseau est chargé à partir d'une mélasse optique, la probabilité d'avoir N sites simultanément remplis est de $1/2^N$ qui chute à 3 % dès $N = 5$. Il existe cependant des idées pour charger de façon plus déterministe une matrice de pièges dipolaires. On peut par exemple, à partir d'un condensat de Bose-Einstein, réaliser une transition de l'état superfluide vers l'état isolant de Mott [31]. On peut également songer à une boucle d'asservissement qui couperait le chargement du réseau dès que celui-ci est rempli [108].

Enfin, en ce qui concerne le modulateur de lumière, nous n'avons évoqué ici que l'utilisation de modulateurs à cristal liquide nématique ou smectique (ferroélectrique), le deuxième étant plus rapide que le premier. On peut aussi noter l'existence des composants bistables à micromiroirs ou des composants analogiques à miroirs déformables (à membrane ou à miroirs pixellisés). Les caractéristiques techniques de ces dispositifs sont en amélioration constante, ce qui permet d'envisager leur utilisation prochaine pour le piégeage d'atomes neutres.

3

Caractérisation de l'état externe des atomes

Sommaire

3.1	Les paramètres du piège dipolaire	61
3.2	La température des atomes dans le piège dipolaire	81
3.3	Durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire	94
3.4	Conclusion	100

L'objectif de ce chapitre est d'une part de caractériser la géométrie d'un piège dipolaire microscopique, et d'autre part de sonder le mouvement des atomes à l'intérieur.

La première partie est destinée à mesurer la profondeur du potentiel ainsi que ses fréquences d'oscillation. Ces deux informations nous permettent de calculer le col du faisceau, c'est-à-dire le confinement du piège. Soulignons que ces renseignements seront obtenus en étudiant les propriétés d'un atome unique piégé.

Une fois la géométrie du piège connue, nous mesurerons la température des atomes dans le piège, en régime de blocage collisionnel (température d'un atome unique) et en régime de fort chargement (température d'une dizaine d'atomes). De ces températures, nous déduirons l'amplitude du mouvement des atomes dans le potentiel.

Enfin, nous étudierons la durée de vie d'un atome unique dans le piège dipolaire, dans deux situations opposées :

- lorsque l'atome est « dans le noir » ;
- lorsque l'atome est soumis à une excitation laser.

Ceci nous permettra de mesurer le taux de chauffage d'un atome unique piégé.

3.1 Les paramètres du piège dipolaire

Si nous voulons avoir accès à l'état externe des atomes, à savoir leur mouvement dans le piège dipolaire, nous devons au préalable déterminer la géométrie exacte du potentiel de piégeage. Un potentiel créé par un faisceau gaussien est entièrement défini par sa profondeur et son confinement. Nous allons montrer dans cette partie comment ces informations peuvent être obtenues à partir de mesures de déplacements lumineux et de fréquences d'oscillation.

3.1.1 L'outil « sonde »

Un laser permettant de sonder les atomes dans le piège dipolaire est une source potentielle d'informations. Accordé sur une transition atomique, il peut par exemple servir à faire fluorescer les atomes afin de les localiser dans l'espace. Une étude de la fluorescence induite peut s'avérer intéressante en elle-même, par exemple pour remonter au nombre d'atomes présents, ou à la quantité de photons émis spontanément par un atome. Polarisé de façon convenable, le faisceau sonde peut produire un pompage optique des atomes dans un sous-niveau Zeeman voulu ou bien les faire cycliser sur une transition fermée particulière. Le balayer en fréquence permet d'étudier la spectroscopie des atomes dans le piège dipolaire. Pour avoir accès à toutes ces informations, nous utilisons une sonde d'une longueur d'onde autour de 780 nm, accordée sur la transition atomique $(5^2S_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3)$. Les faisceaux du piège magnéto-optique étant accordés sur la même transition, on prélève en fait une fraction du laser *maître* décrit au paragraphe 1.3.2 du chapitre 1 pour injecter notre sonde. On dispose dans ces conditions d'un outil spectralement fin, sa largeur spectrale étant celle du *maître* asservi, permettant des études spectroscopiques précises. Le faisceau du laser sonde traverse un modulateur acousto-optique monté en double passage. Celui-ci sert non seulement d'interrupteur rapide, mais il permet aussi d'ajuster ou de balayer la fréquence de la sonde sur une plage d'environ 100 MHz. Enfin, comme le montre la figure 3.1, le faisceau sonde se propage dans l'enceinte à vide selon l'axe vertical, il peut être ou ne pas être rétro-réfléchi à l'aide d'un miroir. Remarquons ici qu'il traverse, avant de rentrer dans l'enceinte, une lame $\lambda/4$ servant aux faisceaux du piège magnéto-optique ce qui lui confère une polarisation circulaire. Si l'on suppose que l'axe de quantification est fixé par la polarisation verticale du faisceau du piège dipolaire, alors la sonde est polarisée σ^+ (on peut aussi choisir de la polariser σ^- en tournant la lame $\lambda/4$).

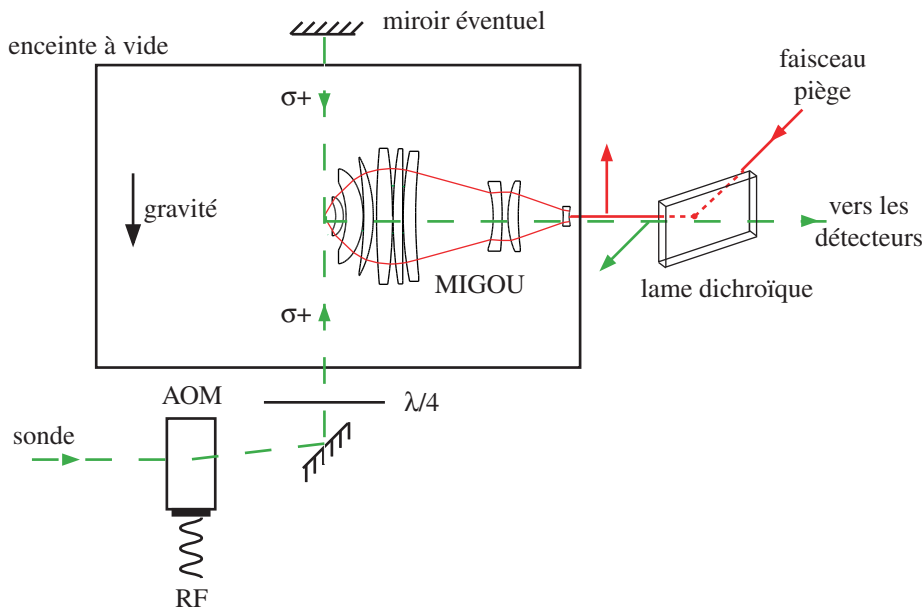


FIG. 3.1 – Schéma du montage de la sonde : elle est représentée en pointillé, ainsi que la fluorescence des atomes. Les photons émis ont la même polarisation que la sonde, c'est-à-dire orthogonale à celle du faisceau piège (en trait plein). La sonde est éventuellement réfléchi sur elle-même à l'aide d'un miroir. La lame dichroïque est parfois remplacée par un cube polariseur.

3.1.2 Mesure de la profondeur du piège

Nous allons tout d'abord utiliser notre nouvel outil pour étudier la spectroscopie d'un atome unique dans le piège dipolaire. L'idée est simplement de balayer la sonde en fréquence et d'observer la fluorescence atomique induite. Une résonance du signal correspondra alors à une transition atomique. Cependant, comme les calculs du paragraphe 1.2.3 chapitre 1 le montrent, les transitions atomiques sont déplacées vers le bleu quand l'atome est dans le piège dipolaire. Les déplacements lumineux des niveaux d'énergies sondés sont représentés sur la figure 3.2, dans le cas d'un piège dipolaire polarisé linéairement.

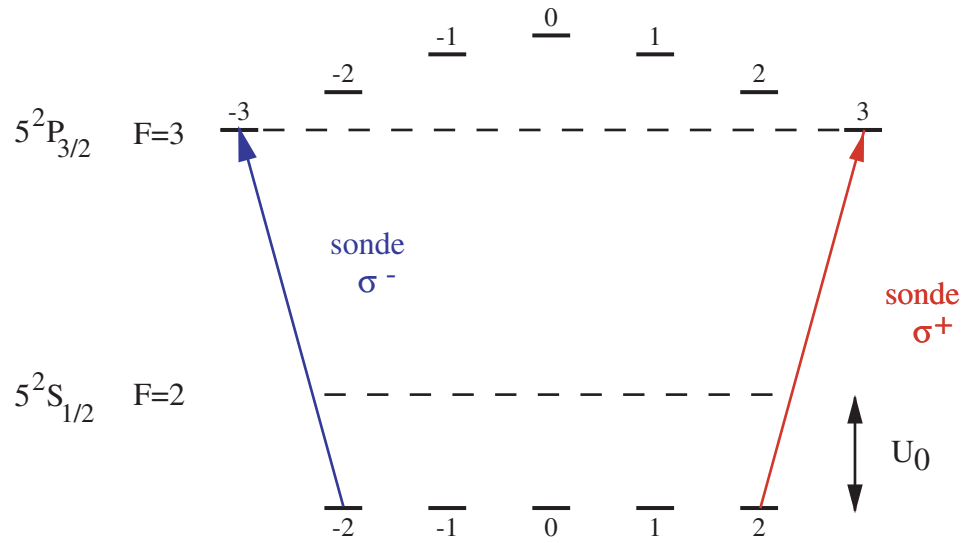


FIG. 3.2 – Déplacements lumineux de la transition $(5^2S_{1/2}, F=2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F=3)$ dans le cas d'un piège dipolaire polarisé linéairement : tous les sous-niveaux Zeeman fondamentaux $F=2$ sont déplacés de la même quantité U_0 , correspondant à la profondeur du piège. L'emploi d'une sonde polarisée circulairement permet de s'affranchir, en première approximation, du déplacement lumineux du niveau excité $F=3$. On mesure ainsi la profondeur U_0 du potentiel.

Dans ces conditions un atome irradié par la sonde polarisée σ^+ est rapidement pompé dans le sous-niveau Zeeman fondamental ($F=2, m_F=+2$) avant de cycler sur la transition fermée ($F=2, m_F=+2$) \rightarrow ($F=3, m_F=+3$). Les calculs du chapitre 1 nous montrent que le sous-niveau excité extrême ($F=3, m_F=+3$) n'est pratiquement pas déplacé dans un piège dipolaire polarisé linéairement (les niveaux ($F=3, m_F=\pm 3$) sont en fait très légèrement piégeant, poussés vers le bas par les niveaux 5^2D et 7^2S du ^{87}Rb). Si l'on sonde l'atome de cette manière, on ne mesurera alors que le déplacement lumineux de l'état fondamental U_0 , c'est-à-dire la profondeur du piège dipolaire.

Le principe et les résultats de la mesure

Pour mesurer la profondeur du piège nous nous plaçons en régime de blocage collisionnel. La séquence expérimentale est représentée sur la figure 3.3. Une fois l'atome unique piégé, les faisceaux du piège magnéto-optique sont coupés. La sonde rétro-réfléchiée est alors allumée durant 1 ms au cours de laquelle sa fréquence est balayée sur environ 80 MHz. La fréquence de départ f_0 , elle-même ajustable, autorise une exploration en fréquence sur près de 200 MHz. La fluorescence est enregistrée avec une résolution de 10 μs ce qui assure un pas d'échantillonnage en fréquence

de l'ordre de 0,8 MHz. Le repompeur est maintenu allumé tout au long de la séquence afin de recycler les atomes dépompés en $F = 1$ par la sonde. Pour obtenir un rapport signal à bruit correct, d'au moins 5, cette séquence est répétée entre 250 et 500 fois.

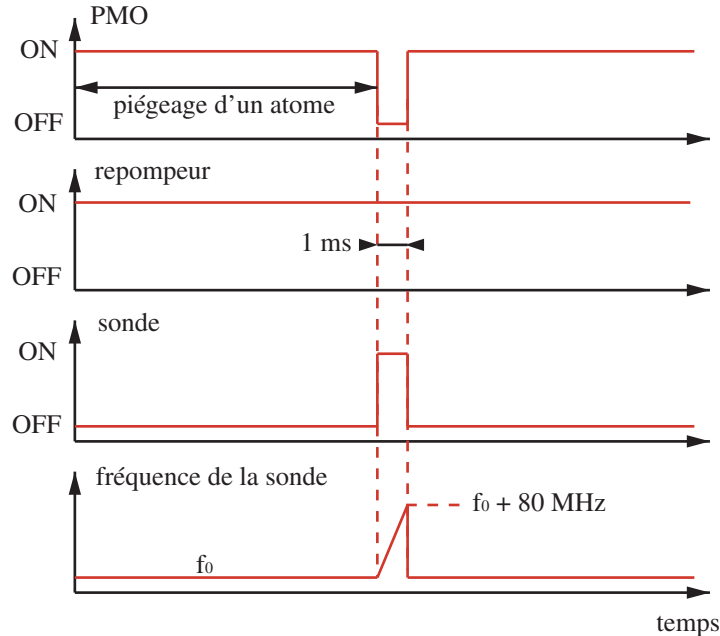


FIG. 3.3 – Séquence temporelle utilisée pour sonder les déplacements lumineux.

Si l'on réalise la séquence décrite sur la figure 3.3, le résultat que l'on obtient pour une puissance du piège dipolaire de $P_{PDO} = 5,8$ mW est celui de la figure 3.4 (a). On observe une résonance dans la fluorescence mesurée. Il a été montré dans la thèse de Georges-Olivier Reymond [82] que malgré la distribution en énergie des atomes dans le piège, liée à leur température finie, cette résonance est proche d'une lorentzienne dont le centre renseigne sur la profondeur du piège dipolaire. Il suffit alors d'ajuster la résonance par une lorentzienne ; le centre de celle-ci fournit une mesure du déplacement lumineux. Celui-ci est décalé de 74,7 MHz par rapport à la fréquence de la transition atomique des atomes libres pour une puissance piège de 5,8 mW (3.4 (a)).

On peut alors vérifier la formule 1.10 vues au chapitre 1 selon laquelle la profondeur du piège est proportionnelle à la puissance laser. Nous avons mesuré les déplacements lumineux pour des puissances piège allant jusqu'à 11 mW. Les points expérimentaux représentés sur la figure 3.4 (b) s'ajustent très bien par une droite de pente 13,3 MHz/mW ou bien 0,64 mK/mW. Ceci semble indiquer que les atomes explorent bien le fond du piège pour cette gamme de puissance. On pourrait imaginer que le potentiel est en fait plus profond que le déplacement lumineux mesuré. Ceci signifierait que les atomes ne descendent pas au fond du piège par exemple parce qu'ils ne sont plus refroidis par les faisceaux de la mélasse, celle-ci étant alors désaccordée par rapport à la transition atomique effective. Toutefois, il semble peu probable que sous ces conditions, les déplacements lumineux suivent une loi linéaire. On s'attendrait plus à un effet de saturation. En conséquence, l'atome unique semble bien explorer le fond du potentiel. Si la pente mesurée nous donne la profondeur du piège dipolaire en fonction de la puissance, on peut alors, à l'aide de la formule 1.10 du chapitre 1, remonter à la valeur du col du faisceau piège. Le faisceau piège utilisé étant à l'époque un titane-saphir à 812 nm, on obtient un col de $1,07 \mu\text{m}$. Cette valeur nous indique par ailleurs que l'alignement du faisceau piège dans MIGOU n'était alors pas optimal.

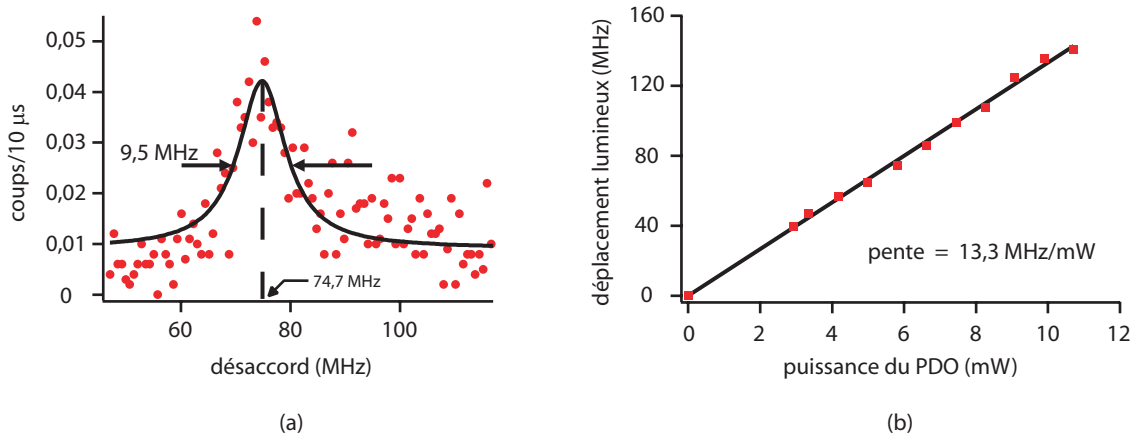


FIG. 3.4 – (a) Spectre de fluorescence d'un atome piégé. La courbe est un ajustement des données par une lorentzienne. La puissance du piège dipolaire est de 5,8 mW, et on mesure alors un déplacement lumineux d'environ 74,7 MHz. La largeur de 9,5 MHz nous renseigne sur la température. La résolution en fréquence est d'environ 0,8 MHz. (b) Déplacements lumineux mesurés en fonction de la puissance du laser piège : les points expérimentaux sont ajustés par une droite.

On le verra très rapidement, des valeurs plus faibles peuvent être aisément atteintes. En outre il est remarquable de constater que la mélasse, bien qu'adaptée au refroidissement d'atomes libres, est capable de refroidir l'atome unique dans un piège aussi profond que 141 MHz, soit 6,8 mK !

Variation de la polarisation de la sonde

Penchons-nous à nouveau sur la structure théorique des déplacements des niveaux d'énergie de l'atome en présence d'un piège dipolaire polarisé linéairement (figure 3.2). Celle-ci présente de façon évidente une symétrie. Ainsi, que l'on illumine un atome unique avec un laser sonde polarisé σ^+ ou σ^- , le déplacement lumineux mesuré doit être le même, à savoir U_0 . Nous avons donc reproduit l'expérience précédente consistant à mesurer les déplacements lumineux en fonction de la puissance du laser piège pour les deux polarisations orthogonales σ^+ et σ^- . Les résultats obtenus, représentés sur la figure 3.5 (a), confirment la symétrie observée sur la structure atomique. Les points expérimentaux s'ajustent très bien par une droite à la fois pour une sonde polarisée σ^+ et pour une sonde polarisée σ^- et les deux droites obtenues sont quasiment confondues. La pente de 18,4 MHz/mW commune à ces droites permet, comme on vient de le voir, de remonter au col du faisceau piège. Sachant que cette expérience a été faite avec, pour faisceau piège, une diode laser en cavité étendue de longueur d'onde 810 nm, on obtient un col de $0,95 \mu\text{m}$. On remarque par conséquent que, par rapport à l'expérience précédente de la figure 3.4 (b), le faisceau piège est mieux aligné et permet d'atteindre un col plus petit au foyer de MIGOU.

Ajout d'un champ magnétique constant

Qu'advient-il maintenant si l'on tente de mesurer des déplacements lumineux en présence d'un champ magnétique ? En principe, au déplacement lumineux induit par le piège dipolaire s'ajoute le déplacement des niveaux atomiques dû à l'effet Zeeman. Afin d'observer cet effet, nous mettons en place un champ magnétique uniforme selon la direction verticale à l'aide de bobines

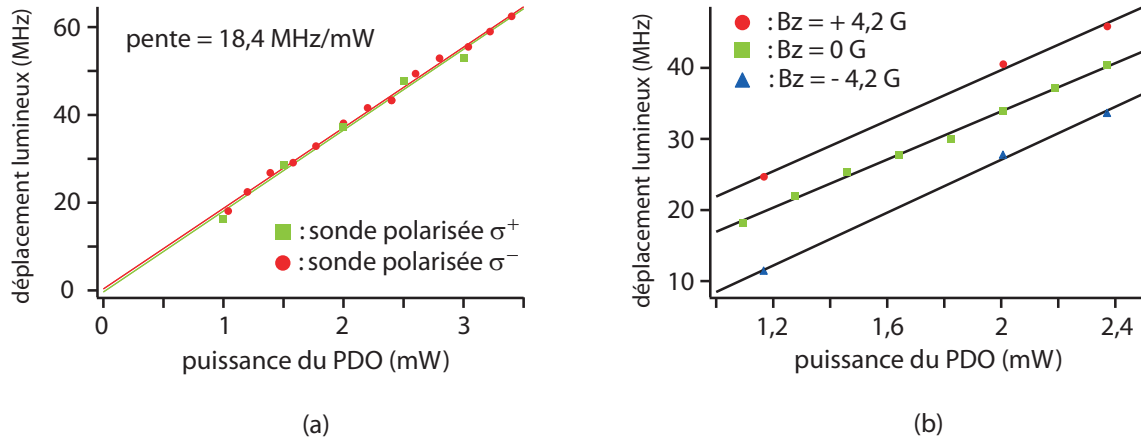


FIG. 3.5 – (a) Déplacements lumineux mesurés en fonction de la puissance du laser piège pour les deux polarisations de sonde σ^+ et σ^- : les deux séries de points expérimentaux sont ajustés par deux droites quasiment confondues. (b) Déplacements lumineux mesurés en fonction de la puissance du laser piège en présence ou non d'un champ magnétique B_z dans la direction de l'axe de quantification. Les trois séries de points expérimentaux sont ajustés par trois droites quasiment parallèles. La translation verticale des données renseigne sur le déplacement Zeeman des niveaux atomiques.

montées en configuration Helmholtz. Comme toutes ces expériences sont réalisées en régime de blocage collisionnel, une simple mélasse permet de charger le piège dipolaire (voir paragraphe 1.4.2 chapitre 1) ; nous ne nous servons donc pas des bobines permettant de créer le gradient de champ magnétique indispensable à l'obtention d'un piège magnéto-optique. Nous utiliserons donc ces mêmes bobines pour réaliser le champ magnétique uniforme, en changeant simplement la manière dont elles sont branchées entre elles, pour passer de la configuration anti-Helmholtz à la configuration Helmholtz. Le choix de la direction verticale pour le champ magnétique uniforme n'est pas anodin. Cette direction est en fait celle de l'axe de quantification défini par la polarisation du piège dipolaire et celle selon laquelle se propage le faisceau sonde. Dans ces conditions, les déplacements lumineux et les déplacements Zeeman peuvent être exprimés dans la même base de l'espace des états quantiques. Le déplacement total d'un niveau atomique particulier est alors rigoureusement la somme du déplacement lumineux et du déplacement Zeeman.

Alors que les déplacements lumineux sont schématisés sur la figure 3.2, le déplacement Zeeman d'un sous-niveau (F, m_F) particulier est lui donné par la formule : $\Delta_B = \mu_B g_F m_F B_z$ [84], où μ_B est le magnéton de Bohr, g_F est le facteur de Landé du niveau hyperfin F , et B_z est la valeur (algébrique) du champ magnétique dirigé selon la verticale. Notons ici que cette expression n'est valable que dans le cas où le déplacement Zeeman est faible devant l'écart entre niveaux hyperfins. En outre le faisceau dont nous nous servons dans cette expérience pour sonder notre atome est polarisé σ^+ . Comme expliqué précédemment, nous allons donc sonder la transition fermée $(F = 2, m_F = +2) \rightarrow (F = 3, m_F = +3)$, dont la fréquence en présence du piège dipolaire et du champ magnétique est donnée théoriquement par :

$$U_0 + \Delta_3 - \Delta_2 = U_0 + \mu_B B_z (g_3 m_3 - g_2 m_2) = U_0 + \mu_B B_z$$

En plus du déplacement lumineux s'ajoute un déplacement Zeeman de $\mu_B = 1,4$ MHz/Gauss. Nous avons mesuré ces déplacements globaux en fonction de la puissance piège pour trois valeurs du champ magnétique : $B_z = 0$ G, $B_z = +4,2$ G et $B_z = -4,2$ G. Les résultats sont donnés

sur la figure 3.5 (b). On obtient bien trois droites quasiment parallèles dont la pente est due à la variation de U_0 en fonction de la puissance piège comme dans les cas précédents. Les deux droites correspondant à $B_z = +4,2$ G et $B_z = -4,2$ G se trouvent bien à peu près translatées verticalement de façon symétrique par rapport à la droite correspondant à $B_z = 0$ G. Théoriquement cette translation devrait respectivement être de $+4,2 \mu_B \sim 6$ MHz et $-4,2 \mu_B \sim -6$ MHz, soit un écart de 12 MHz entre les deux droites extrêmes. Si l'on regarde par exemple les points expérimentaux pris pour une puissance piège de 2,37 mW (les trois points les plus à droite sur le graphique de la figure 3.5 (b)), les écarts mesurés sont les suivants : 5,4 MHz entre la droite à +4,2 G et celle en champ nul, 6,8 MHz entre la droite en champ nul et celle à -4,2 G, soit 12,2 MHz entre les droites extrêmes. Cette dernière valeur est donc en bonne adéquation avec la valeur théorique. En ce qui concerne les deux écarts par rapport à la droite à $B_z = 0$ G, la légère différence avec la théorie peut non seulement provenir d'un problème de résolution (on peut rappeler ici que notre résolution en fréquence est de l'ordre de 0,8 MHz), mais peut aussi être liée à la présence d'un champ magnétique résiduel parasite présent même lorsque le courant dans les bobines en configuration Helmholtz est nul. Une estimation grossière de ce champ nous donne ici $B_z^{\text{résiduel}} \sim 500$ mG. En ce qui concerne la valeur des pentes des droites obtenues, elle s'échelonne entre 16,9 MHz/mW (lorsque $B_z = 0$ G) et 18,6 MHz/mW (lorsque $B_z = -4,2$ G). Ceci correspond, au jour où a été faite l'expérience, à un col du faisceau piège compris entre $0,95 \mu\text{m}$ et $0,99 \mu\text{m}$. Toutefois, les deux droites extrêmes ne contenant que trois points, l'incertitude sur les pentes est de l'ordre des différences observées.

Déplacements lumineux et température

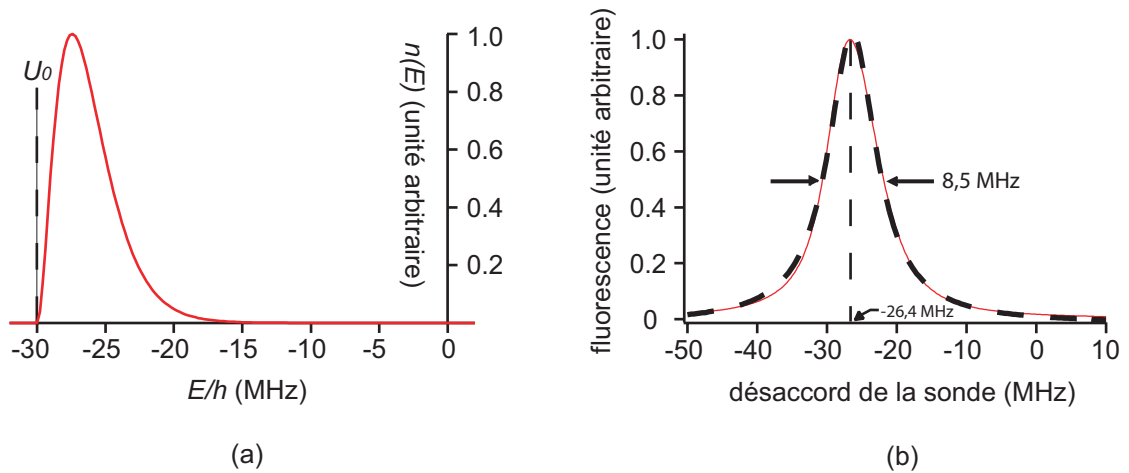


FIG. 3.6 – (a) Distribution en énergie théorique (normalisée) des atomes dans un piège dipolaire de profondeur $U_0 = 30$ MHz à une température de $60 \mu\text{K}$. L'origine des énergies est celle de la transition atomique des atomes libres. (b) Spectre de fluorescence théorique correspondant (trait plein). Celui-ci est très proche d'une lorentzienne (trait pointillé) centré sur 26,4 MHz et de largeur à mi-hauteur 8,5 MHz.

Bien que nous ne l'ayons pas encore mentionné, un atome unique dans le piège dipolaire possède une température non nulle. Il est donc en mouvement et oscille au fond du potentiel. Ainsi, le déplacement lumineux qu'il voit varie constamment au cours du temps. Il a pour valeur maximale U_0 dans le cas où l'atome se trouve rigoureusement au fond du piège, mais diminue légèrement lorsque l'atome remonte le long des bords du potentiel. Il est possible de quantifier

cela en calculant d'abord $\rho(E)$ la densité d'états quantiques vibrationnels du piège. $\rho(E)$ est en fait proportionnel à l'intégrale sur \vec{r} de $\sqrt{E - V(\vec{r})}$ que l'on calcule numériquement ($V(\vec{r})$ est le potentiel piégeant). Les bornes d'intégration sont à déterminer avec soin. Si l'on suppose que l'atome atteint un équilibre thermodynamique et que l'on peut définir sa température T , on en déduit la distribution en énergie des atomes dans le piège dipolaire :

$$n(E) = \exp(-E/k_B T) \rho(E)$$

k_B étant la constante de Boltzmann. La température d'un atome unique, on le verra dans la suite de ce chapitre est typiquement de 60 μK . Le calcul de $n(E)$ à cette température et pour une profondeur de piège $U_0 = 30$ MHz donne la courbe représentée sur la figure 3.6 (a). Ce calcul n'est en fait pas celui correspondant au potentiel réel vu par les atomes, créé par un faisceau gaussien. Pour simplifier les calculs, nous avons en fait approximé le potentiel réel à un potentiel sphérique, gaussien dans les trois directions de l'espace, soit $V(\vec{r}) = -U_0 \exp[2(x^2+y^2+z^2)/w_0^2]$ où U_0 est la profondeur du piège. Dans ces conditions :

$$\rho(E) \propto \int_0^{r_E} r^2 \sqrt{E - V(\vec{r})} dr \quad \text{avec} \quad r_E = \frac{w_0}{\sqrt{2}} \sqrt{\ln\left(-\frac{U_0}{E}\right)}$$

Sur la courbe de la figure 3.6 (a), on remarque que la plupart des atomes se trouvent à une profondeur légèrement inférieure à U_0 . Cette distribution risque donc de modifier notablement notre mesure de déplacement lumineux. Le signal de fluorescence sera le reflet de la distribution en énergie des atomes : la courbe sera centrée sur la position moyenne des atomes dans le piège, et la largeur du spectre correspondra à la dispersion autour de cette valeur moyenne.

Si l'on néglige la dispersion en énergie due à $n(E)$, le modèle de l'atome à deux niveaux nous donne l'allure de la résonance en fluorescence qui a une largeur non nulle. Il s'agit d'une lorentzienne de largeur à mi-hauteur Γ , la largeur naturelle de l'état excité :

$$Lor(\delta_L) = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{4\delta_L^2}{\Gamma^2}} \quad (3.1)$$

I_{sat} est l'intensité de saturation de la transition et δ_L le désaccord du laser sonde par rapport à la transition atomique. Notons toutefois que cette formule n'est valable que dans le régime de faible saturation pour lequel le paramètre de saturation $s = \frac{\Gamma^2}{4\delta_L^2 + \Gamma^2} \frac{I}{I_{sat}}$ est petit devant 1. Si maintenant on tient compte de la dispersion en énergie due à $n(E)$, le signal de fluorescence est obtenu par la convolution suivante :

$$Fluo(\delta_L) = \int_{-\infty}^{+\infty} Lor(\delta') n[\hbar(\delta_L - \delta')] d\delta'$$

La figure 3.6 (b) donne l'allure du spectre de fluorescence théorique pour un piège dipolaire de profondeur $U_0 = 30$ MHz, et des atomes ayant une température de 60 μK . La courbe en pointillé correspond à un ajustement numérique par une lorentzienne. Ceci justifie la remarque faite plus haut selon laquelle la résonance en fluorescence est très proche d'une lorentzienne. La démarche que nous utilisons consistant à déduire les déplacements lumineux du centre d'une lorentzienne ajustant le spectre de fluorescence est donc justifiée. Comme prévu, le centre de la lorentzienne de la figure 3.6 (b) décalé de 26,4 MHz par rapport à la transition atomique des atomes dans le vide (0 MHz) se trouve être légèrement inférieur de 3,6 MHz à la réelle profondeur du piège dipolaire

(30 MHz). De même, on observe un élargissement du spectre par rapport à $\Gamma/2\pi = 6,1$ MHz [84], la largeur de l'ajustement correspondant à environ 8,5 MHz.

Nous avons reproduit les calculs théoriques de la figure 3.6 pour diverses températures, mais pour une profondeur de piège dipolaire fixe $U_0 = 30$ MHz. L'évolution du centre et de la largeur de la lorentzienne d'ajustement en fonction de la température sont reportées sur la figure 3.7. Le déplacement lumineux moyen décroît lorsque la température augmente (figure 3.7 (a)). Il tend vers U_0 lorsque T tend vers 0 K. En revanche, la largeur augmente avec la température (figure 3.7 (b)). Elle tend vers $\Gamma/2\pi = 6,1$ MHz lorsque T tend vers 0 K. En outre, à partir de la largeur qui met en évidence le mouvement des atomes, on est en principe capable de remonter à la température des atomes dans le piège. La largeur de 9,5 MHz obtenue pour la mesure de la figure 3.4 (a) est par exemple compatible avec une température de l'ordre de 75 μ K. En pratique une estimation de la température à partir de la largeur du spectre de fluorescence s'avère peu fiable. Il s'agit en fait d'une majoration, car il existe d'autres phénomènes que le mouvement des atomes qui peuvent provoquer un élargissement. En effet, un élargissement par saturation, ou un chauffage des atomes peuvent se produire pour des puissances de sonde trop importantes.

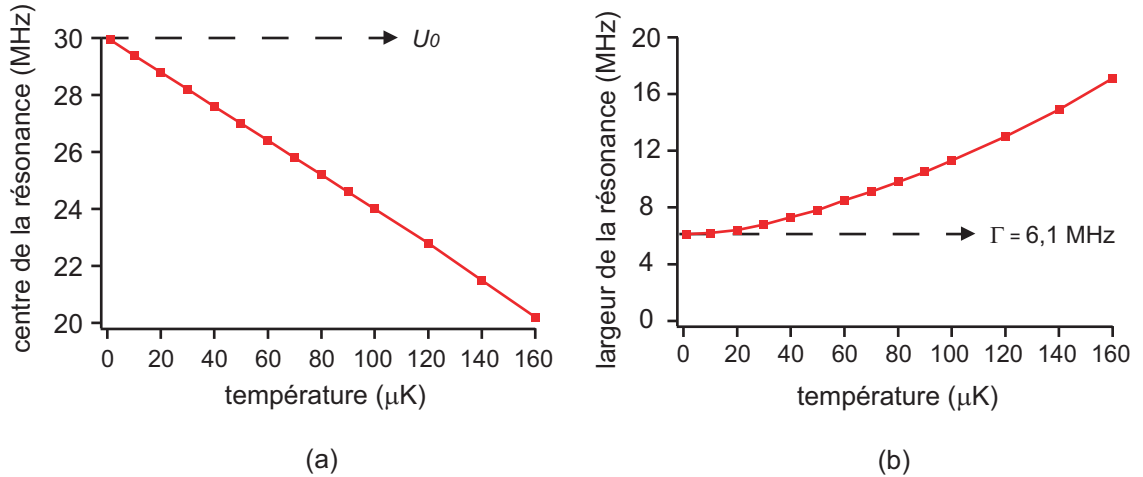


FIG. 3.7 – Evolution théorique du centre (a) et de la largeur (b) du spectre de fluorescence en fonction de la température des atomes uniques piégés dans un piège de profondeur $U_0 = 30$ MHz.

Les calculs effectués nous montrent par ailleurs que le déplacement lumineux mesuré ne nous donne pas rigoureusement la profondeur du piège, mais une valeur plus faible. On est donc en droit de se demander si la pente obtenue permet réellement de remonter au col du faisceau piège. Nous avons pour cela encore une fois reproduit les calculs de la figure 3.6 (b), mais à une température fixe de 60 μ K, en variant la profondeur du piège dipolaire. On constate alors que la largeur du spectre de fluorescence reste à peu près constante égale à 8,4 MHz. Le centre de la lorentzienne d'ajustement est représenté sur la figure 3.8 en fonction de la profondeur du piège dipolaire. Les points obtenus s'ajustent parfaitement par une droite parallèle à la première bissectrice représentant elle-même la profondeur du piège dipolaire, c'est-à-dire une droite de pente 1, simplement translatée vers le bas d'environ 3,7 MHz. La pente des déplacements lumineux mesurés en fonction de la puissance piège, telle que celle de la figure 3.4 (b), est donc rigoureusement la même que la pente de la profondeur réelle du piège dipolaire U_0 en fonction de la puissance du laser piège. Ceci justifie nos calculs de col de faisceaux. Du fait du léger décalage de 3,7 MHz observé plus haut entre déplacements lumineux et profondeurs de piège, l'ordonnée à

l'origine des droites ajustant les résultats des figures 3.4 (b) et 3.5 (a) ne devrait pas être 0 MHz, mais -3,7 MHz. En outre ce décalage devrait aussi contenir l'information sur la température des atomes. On observe en effet un décalage presque systématique compris entre -2 MHz et -5 MHz (les données des figures 3.4 (b) et 3.5 (a) sont en fait corrigées de ce décalage). Il reste cependant difficile d'en déduire une information rigoureuse sur la température, car ce décalage est proche de notre résolution en fréquence d'environ 0,8 MHz. En outre il dépend de la façon dont on asservit le *maître* qui vient injecter la diode laser sonde. Ceci nous procure en effet notre origine des fréquences, que l'on ne connaît pas à mieux que 1 MHz.

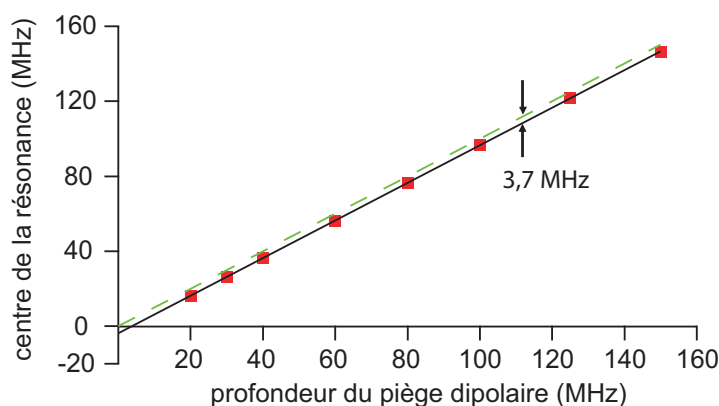


FIG. 3.8 – Evolution théorique du centre du spectre de fluorescence en fonction de la profondeur du piège dipolaire pour des atomes uniques ayant une température de $60 \mu K$. Les points obtenus s'ajustent avec une droite de pente rigoureusement 1 (trait plein), traduite d'environ -3,7 MHz par rapport à la première bissectrice (trait pointillé) correspondant à la profondeur réelle du piège dipolaire.

Nous avons mentionné un peu plus haut que la sonde elle-même pouvait perturber la mesure en induisant un chauffage des atomes. Il convient donc de prendre certaines précautions lors de la réalisation de l'expérience. Pour éviter que la sonde ne pousse l'atome hors du piège par pression de radiation au cours de la mesure d'un déplacement lumineux, la sonde est rétro-réfléchiée (voir figure 3.1). Par ailleurs, la fluorescence induite par la sonde chauffe l'atome dans le piège dipolaire. Ceci risque non seulement d'élargir la résonance, mais aussi de la déplacer. Pour limiter ce phénomène, la fréquence de la sonde est balayée du rouge vers le bleu de la transition atomique. Autrement dit, on passe d'un désaccord $\delta = \omega_L - \omega_0$ négatif à un désaccord positif ($\omega_L/2\pi$ est la fréquence du laser, $\omega_0/2\pi$ est la fréquence de la transition atomique). On espère de cette manière d'abord refroidir l'atome par refroidissement Doppler quand δ est négatif et ainsi ne pas trop perturber l'allure de la résonance. Par ailleurs, une sonde trop puissante pourrait aussi élargir la résonance (sans pour autant la déplacer) par saturation. En effet, pour des paramètres de saturation $s = \frac{\Gamma^2}{4\delta_L^2 + \Gamma^2} \frac{I}{I_{sat}}$ grand devant 1, la formule 3.1 est légèrement modifiée :

$$Lor_{sat}(\delta_L) = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{4\delta_L^2}{\Gamma^2} + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (3.2)$$

Il s'agit toujours d'une lorentzienne, mais élargie. Nous avons mis en évidence ces phénomènes en répétant une mesure de déplacement lumineux pour une même puissance piège $P_{PDO} = 2$ mW (donc une même profondeur de potentiel) mais en variant la puissance de la sonde P_{sonde} . L'évo-

lution du déplacement lumineux, ainsi que de la largeur du spectre de fluorescence en fonction de P_{sonde} se trouvent sur la figure 3.9. On observe donc non seulement un élargissement de la résonance, mais aussi un déplacement de la fréquence centrale quand P_{sonde} augmente. On peut donc affirmer que la sonde chauffe bien les atomes en complément d'un éventuel élargissement radiatif. Pour limiter ce chauffage, on doit donc réduire au maximum la puissance de la sonde tout en prenant soin de conserver suffisamment de signal. En pratique, nous avons travaillé avec des paramètres de saturation s inférieurs à 1.

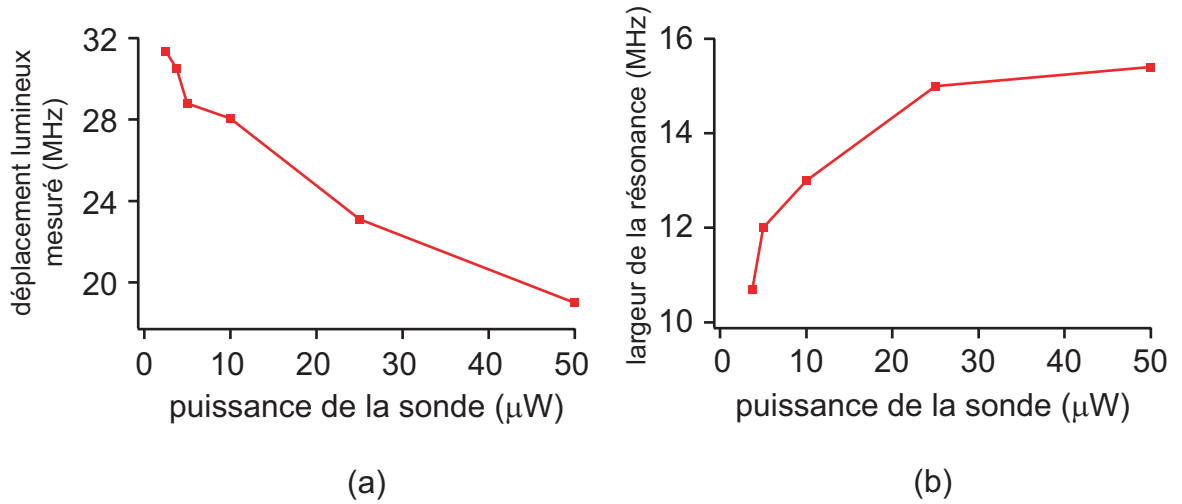


FIG. 3.9 – Mesure des déplacements lumineux (a) et de la largeur du spectre de fluorescence (b) en fonction de la puissance du laser sonde pour un piège de profondeur fixe correspondant à $P_{PDO} = 2 \text{ mW}$.

Un moyen de s'assurer que l'on ne chauffe pas trop l'atome est de mesurer le spectre de fluorescence d'atomes non piégés. En effet, si l'on sonde les atomes de la mélasse, l'élargissement lié à la distribution en énergie des atomes dans le piège dipolaire disparaît. On devrait, si on ne chauffe pas trop les atomes, retrouver la largeur naturelle de la transition, soit $\Gamma/2\pi = 6,1 \text{ MHz}$ [84]. Il suffit de reproduire la séquence expérimentale de la figure 3.3, mais en l'absence de piège dipolaire. En pratique, on ne part pas d'une mélasse comme pour les déplacements lumineux d'un atome unique, car on n'obtiendrait pas suffisamment de signal. On part d'un piège magnéto-optique, plus dense, et pour éviter les déplacements Zeeman liés au gradient de champ magnétique, on coupe ce dernier juste avant d'illuminer les atomes avec la sonde. Les données expérimentales sont reproduites sur la figure 3.10. Il s'agit d'une lorentzienne dont la largeur est effectivement très proche de la largeur naturelle : $6,2 \text{ MHz}$ au lieu de $6,1 \text{ MHz}$. Cela signifie qu'on est en mesure d'irradier les atomes avec un laser sonde qui ne les chauffe pas trop. Notons que pour cette mesure particulière, la sonde est allumée et balayée pendant 4 ms et que la fluorescence est enregistrée avec une résolution de $50 \mu s$. Ceci conduit à un pas d'échantillonnage en fréquence de l'ordre de 1 MHz . Le petit écart du centre par rapport au désaccord nul est attribué à une imprécision sur la connaissance de la fréquence nulle lors de cette expérience.

Conclusions

L'installation de l'outil sonde nous a donc permis de mesurer les déplacements lumineux vus par les atomes avec une précision de l'ordre de 1 MHz . La linéarité de ces déplacements avec la puissance laser :

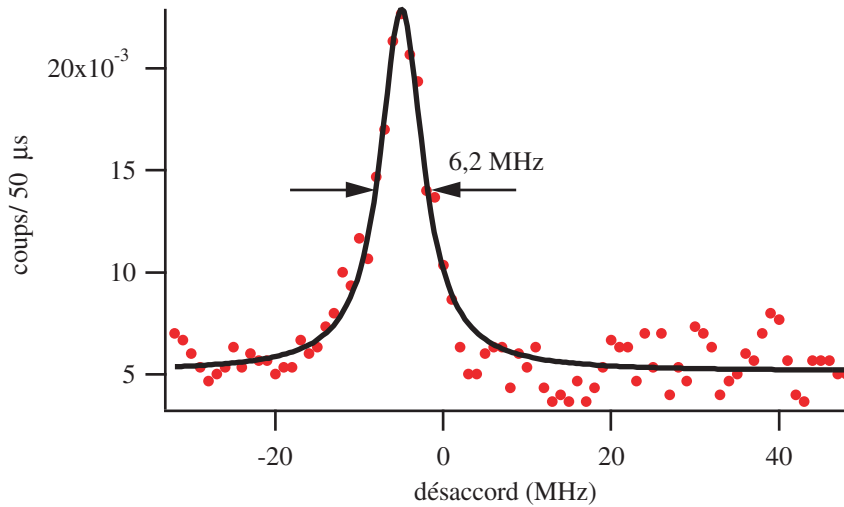


FIG. 3.10 – *Signal de fluorescence d'atomes libres. La courbe obtenue est ajustée à l'aide d'une lorentzienne de largeur 6,2 MHz. La résolution est de 1 MHz.*

- nous indique que l'atome est refroidi *au fond* du piège dipolaire, par les faisceaux de la mélasse, malgré les déplacements lumineux ;
- nous donne un moyen d'évaluer le col du faisceau.

Nous avons pu ainsi confirmer la taille microscopique du point de focalisation en mesurant un col aussi petit que $0,95 \mu\text{m}$.

Le faible élargissement des courbes de résonance nous donne aussi une première évaluation de la température des atomes inférieure à $100 \mu\text{K}$. Précisons que cette évaluation est une majoration car il existe d'autres phénomènes que le mouvement thermique des atomes pouvant élargir la résonance.

3.1.3 Mesure des fréquences d'oscillation du piège

Nous allons montrer dans cette partie que nous sommes aussi capables de mesurer les fréquences d'oscillation du piège dipolaire [82]. Nous avons vu dans la partie précédente qu'il était possible d'évaluer la taille w_0 du col du faisceau piège à partir de la mesure des déplacements lumineux. Or la connaissance des fréquences d'oscillation nous donne aussi accès à w_0 . Leur mesure permettra donc de valider ou d'invalides les résultats précédents. La valeur de w_0 étant de l'ordre de $1 \mu\text{m}$, on en déduit que la fréquence d'oscillation radiale sera de l'ordre d'une centaine de kHz, ce qui nous guidera pour démarrer l'expérience. Une partie de nos résultats est exposée dans les références [56, 89, 109, 110].

Le principe de la mesure

Le principe de la mesure des fréquences d'oscillation est exposé dans la thèse de Georges-Olivier Raymond [82]. La séquence temporelle utilisée est décrite sur la figure 3.11. Tentons d'avoir une intuition de ce qui se passe durant cette séquence. Elle est réalisée en régime de blocage collisionnel afin de n'avoir qu'un seul atome. Elle consiste à effectuer, une fois les faisceaux de la mélasse éteints, deux cycles de *lâcher-recapture* (*i.e.* le laser piège est coupé puis rallumé) consécutifs. Au début de la séquence, on s'assure de la présence d'un atome. celui-ci oscille dans

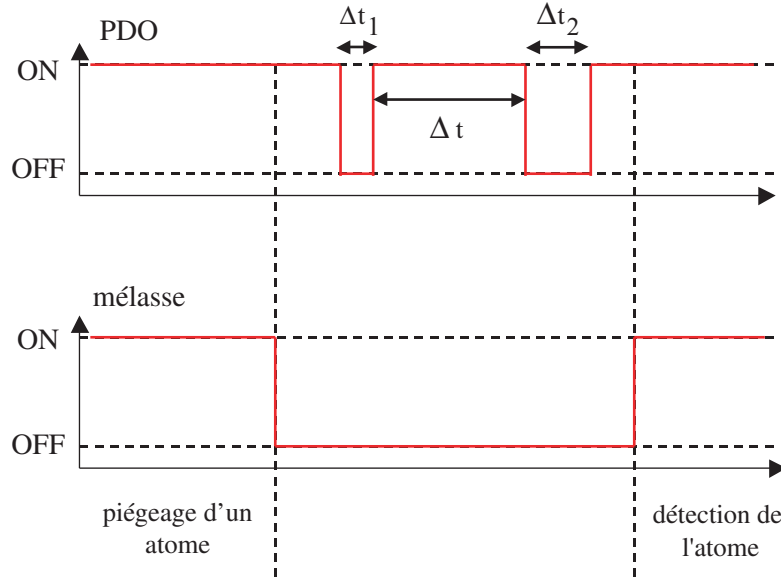


FIG. 3.11 – Séquence temporelle utilisée pour la mesure des fréquences d'oscillation. La première séquence de lâcher-recapture du piège dipolaire provoque l'oscillation de l'atome dans le potentiel. Le piège magnéto-optique est allumé en fin de séquence pour vérifier si l'atome est toujours là.

le piège. Pendant la première coupure de durée Δt_1 , l'atome effectue un vol balistique. S'il est recapturé, il va osciller avec une amplitude plus forte qu'au début. Cette amplitude dépend de la durée Δt_1 de la coupure : plus elle est longue, plus l'atome sera recapturé loin du centre du piège, et plus l'amplitude de son mouvement sera grande.

Après le deuxième cycle de lâcher-recapture de durée Δt_2 , la probabilité de recapturer l'atome va dépendre de la phase de son mouvement au moment de la coupure. Cette phase est liée à la durée Δt qui sépare les deux cycles. On peut alors comprendre que la probabilité $P(\Delta t)$ de conserver l'atome à la fin de toute la séquence oscille avec Δt à $2f_{osc}$ où f_{osc} est la fréquence d'oscillation du piège. Sur le schéma 3.12 sont représentées en parallèle la position de l'atome dans le piège à l'instant où l'on coupe le potentiel dipolaire pour la deuxième fois (sa phase) et la probabilité de recapture correspondante. Supposons par exemple que pour $\Delta t = t_0$ l'atome passe par le centre du potentiel (situation (a)). Sa vitesse sera alors maximale ce qui signifie que au bout de Δt_2 il sera loin du centre du piège. La probabilité de recapture sera alors faible. En revanche, un quart de période d'oscillation plus tard (situation (b), $\Delta t = t_0 + \frac{1}{4f_{osc}}$), l'atome est en haut de sa trajectoire avec une vitesse nulle. Il ne bougera donc pas pendant Δt_2 . La probabilité de recapture sera alors maximale.

A la fin des deux cycles, on rebranche les faisceaux de la mélasse afin de vérifier si l'atome est toujours là, ou s'il n'a pu être recapturé. En pratique, on compare la fluorescence mesurée au seuil de fluorescence qui nous assure la présence d'un atome (voir paragraphe 1.4.4 du chapitre 1). Pour chaque valeur de Δt , l'expérience est répétée 200 fois (cela prend environ deux minutes). On en déduit $P(\Delta t)$ par la formule suivante :

$$P(\Delta t) = \frac{N_{après}}{200} \quad (3.3)$$

$N_{après}$ est le nombre de fois où l'atome est effectivement recapturé en fin de séquence. Cette façon de mesurer la probabilité de recapture introduit cependant un biais et donne uniquement

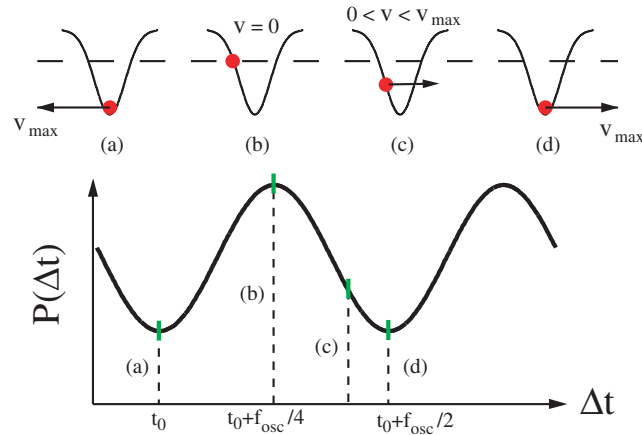


FIG. 3.12 – Haut : représentation la position et la vitesse de l'atome dans le piège à l'instant où l'on coupe le potentiel dipolaire pour la deuxième fois. Bas : probabilité de recapture correspondante $P(\Delta t)$ en fonction de Δt . Elle oscille à $2f_{osc}$.

une borne inférieure (voir paragraphe 1.4.4 du chapitre 1. Suivant la statistique de la lumière collectée, il existe une certaine probabilité pour que la fluorescence enregistrée en fin de séquence soit en dessous du seuil, bien qu'un atome soit présent dans le piège dipolaire. Ultérieurement, nous utiliserons une autre méthode plus précise.

Les résultats expérimentaux

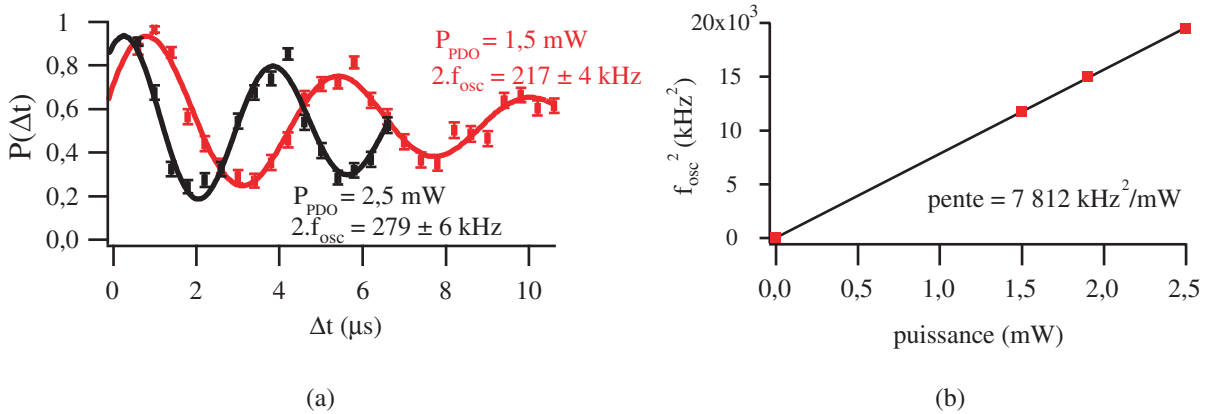


FIG. 3.13 – (a) Probabilité de recapter l'atome après les deux cycles de lâcher-recapture ($\Delta t_1 = 2,5 \mu s$ et $\Delta t_2 = 5 \mu s$) pour $P_{PDO} = 1,5 mW$ et $P_{PDO} = 2,5 mW$. Les ajustements en trait-plein sont des sinusoïdes amorties. (b) Carrée de la fréquence d'oscillation en fonction de P_{PDO} . Les points expérimentaux s'ajustent très bien par une droite passant par l'origine.

Deux courbes expérimentales sont représentées sur la figure 3.13 (a). Nous avons réalisé ces mesures avec $\Delta t_1 = 2,5 \mu s$ et $\Delta t_2 = 5 \mu s$. Comme on s'y attend, la probabilité de recapture oscille en fonction de Δt . En ajustant les points expérimentaux par une sinusoïde amortie, on trouve une fréquence d'oscillation de 108,5 kHz lorsque la puissance piège vaut 1,5 mW, et 139,5 kHz lorsque la puissance piège vaut 2,5 mW. Une troisième mesure effectuée dans les mêmes conditions nous permet de vérifier (la figure 3.13 (b)) que les fréquences mesurées sont proportionnelles à la racine

carrée de la puissance de piégeage (voir formule 1.1.2 du chapitre 1). Un fois de plus, la pente de la droite ajustant ces données nous permet de remonter au col du faisceau piège. Une pente de $7812 \text{ kHz}^2/\text{mW}$ implique un col de $1,00 \text{ }\mu\text{m}$.

Les données expérimentales de la figure 3.13 (a) s'amortissent typiquement en $10 \text{ }\mu\text{s}$. Une façon d'expliquer cet effet est d'invoquer l'anharmonicité du piège gaussien. Pour des mouvements de large amplitude, l'atome n'oscille pas à une fréquence bien définie. Ceci brouille le signal rapidement. Toutefois si l'atome n'explore que le fond du piège, son mouvement sera harmonique en première approximation et l'amortissement sera moins visible. Or, d'après les explications fournies dans le paragraphe précédent, on comprend que l'amplitude des oscillations de l'atome pendant Δt croît avec Δt_1 . Diminuer Δt_1 doit faire disparaître l'amortissement. C'est effectivement ce que nous observons sur les données expérimentales de la figure 3.14, pour lesquelles $\Delta t_1 = 1 \text{ }\mu\text{s}$ et $\Delta t_2 = 5 \text{ }\mu\text{s}$. Le mouvement des atomes est alors bien harmonique. Par ailleurs si diminuer Δt_1 se traduit par une plus faible amplitude des oscillations de l'atome dans le piège, alors, à Δt_2 fixé, cela se traduira aussi par une probabilité de recapture plus grande quelque soit Δt . Autrement dit, si Δt_1 diminue à Δt_2 fixé, le contraste des oscillations de $P(\Delta t)$ sera réduit ce qui est confirmé par la comparaison des figures 3.13 et 3.14. En outre, la dernière courbe nous donne une fréquence f_{osc} de $133,5 \text{ kHz}$ pour une puissance piège P_{PDO} de $1,8 \text{ mW}$. On déduit ainsi un col de faisceau de $0,94 \text{ }\mu\text{m}$ correspondant par conséquent à un alignement meilleur du faisceau piège à travers MIGOU. Le réglage du faisceau piège n'était, en effet, pas le même que pour les courbes de la figure 3.13.

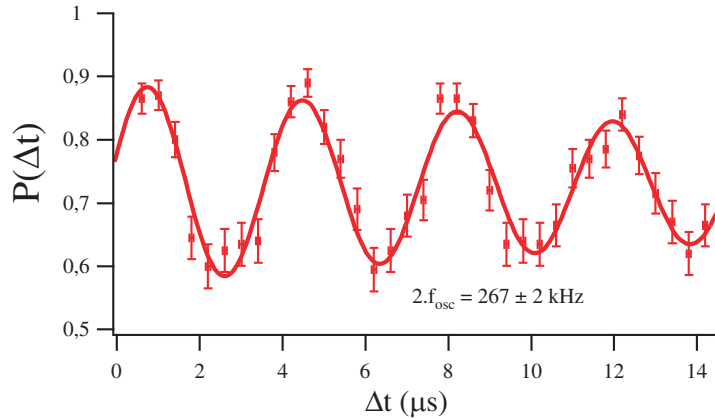


FIG. 3.14 – Probabilité de recapter l'atome pour $\Delta t_1 = 1 \text{ }\mu\text{s}$ et $P_{PDO} = 1,8 \text{ mW}$. Le signal n'est quasiment plus amorti car le mouvement des atomes est harmonique.

Le potentiel de piégeage, créé par un faisceau gaussien, n'est pas sphérique mais possède deux fréquences d'oscillation, l'une radiale f_r , l'autre longitudinale f_z . Pourquoi ne voit-on pas apparaître deux fréquences distinctes sur les courbes expérimentales ? La fréquence longitudinale est évaluée à environ 25 kHz (voir plus loin). L'échelle de temps de nos mesures est donc trop courte devant la période longitudinale de $40 \text{ }\mu\text{s}$. Il est cependant possible, une fois f_r connue, de remonter à f_z , à l'aide des formules 1.5 du chapitre 1. En effet :

$$\frac{f_z}{f_r} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{w_0}{Z_r} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (3.4)$$

Le calcul de f_z apparaît dans le tableau 3.1 qui récapitule l'ensemble des résultats obtenus pour les trois courbes présentées dans ce paragraphe.

	P_{PDO}	f_r	f_z	w_0
courbes de la figure 3.13	1,5 mW	108,5 kHz	20 kHz	1,00 μm
	2,5 mW	139,5 kHz	26 kHz	1,00 μm
courbe de la figure 3.14	1,8 mW	133,5 kHz	26 kHz	0,94 μm

TAB. 3.1 – Résumé des informations obtenues à partir des mesures des figures 3.13 et 3.14.

Simulation numérique

L'explication fournie au paragraphe précédent permet d'avoir une intuition de ce qui se passe au cours de la séquence temporelle décrite sur la figure 3.11. Toutefois elle n'est pas suffisante pour en avoir une compréhension détaillée. On peut même soulever quelques objections. En effet, le raisonnement que nous avons fait est bien valable pour un unique événement (on regarde ce qui se passe pour un seul atome). Si maintenant on moyenne plusieurs de ces événements à un atome, comme on le fait réellement pour obtenir les données expérimentales des figures 3.13 et 3.14, on a tout d'abord l'impression qu'il n'y a aucune raison pour que la phase de l'oscillation des atomes dans le piège pendant Δt soit constante d'un atome à l'autre. L'intuition est que d'une séquence sur l'autre, celle-ci va varier aléatoirement suivant la position de l'atome dans le potentiel, au moment où l'on coupe le faisceau piège pour la première fois. Cependant, dans ces conditions, la phase de l'oscillation du taux de recapture $P(\Delta t)$ variera elle aussi aléatoirement, conduisant à un brouillage très rapide de la sinusoïde. Or, nous observons bel et bien ces oscillations (figure 3.13 et 3.14). Notre intuition semble mise en défaut.

Principe de la simulation. Nous avons donc décidé de simuler numériquement notre mesure. Nous supposons tout d'abord que les atomes uniques ont une température T . Les détails sur la manière dont nous définissons la température d'un atome unique sont développés dans le paragraphe 3.2. Pour un atome unique à suffisamment basse température, le potentiel de piégeage peut être considéré comme harmonique. Si l'on ne considère qu'une seule dimension spatiale, la densité de probabilité de trouver l'atome unique dans un état de l'espace des phases est alors le produit d'une gaussienne en position (x) et d'une gaussienne en vitesse (v) (voir paragraphe 3.2) :

$$P(x, v) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_v} \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right] \exp\left[-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}\right] \quad (3.5)$$

où $\sigma_v = \sqrt{k_B T/m}$ et $\sigma_x = \sigma_v/\omega$, avec k_B , la constante de Boltzmann, m la masse atomique du ^{87}Rb et $\omega/2\pi$, la fréquence d'oscillation du piège harmonique. Le déroulement de notre simulation est alors le suivant :

1. Après avoir choisi la fréquence d'oscillation du piège et la température de l'atome unique, on tire au hasard sa position et sa vitesse initiale (x_0, v_0) à l'aide de la densité de probabilité de la formule 3.5 ;
2. Après le premier cycle de *lâcher-recapture* de durée Δt_1 , l'atome est à la position $x_0 + \Delta t_1 v_0$ à la vitesse v ;
3. Pendant la durée Δt pendant laquelle le piège dipolaire est allumé à nouveau, on décrit l'évolution de l'atome dans l'espace des phases (il oscille dans le piège) en résolvant l'équation du mouvement $m \ddot{x} = -dU(x)/dt$, les conditions initiales étant celle de l'étape

précédente ; le potentiel de piégeage $U(x)$ est ici une gaussienne de profondeur (négative) $-U_0$ et de largeur définie par le col du faisceau w_0 (on ne peut plus utiliser l'approximation du potentiel harmonique ici car l'atome peut être loin de l'origine) ; au bout de Δt , l'atome a une vitesse $v_{\Delta t}$ à la position $x_{\Delta t}$;

4. Après le second cycle de *lâcher-recapture* de durée Δt_2 , l'atome est à la position $x_{\Delta t} + \Delta t_2 v_{\Delta t}$ à la vitesse $v_{\Delta t}$;
5. L'atome est recapturé uniquement si son énergie cinétique $mv_{\Delta t}^2/2$ est inférieure à $|U(x_{\Delta t} + \Delta t_2 v_{\Delta t})|$ la valeur (absolue) du potentiel à la position $x_{\Delta t} + \Delta t_2 v_{\Delta t}$;
6. On recommence la même séquence plusieurs fois (pour chaque valeur de Δt) et on évalue $P(\Delta t)$.

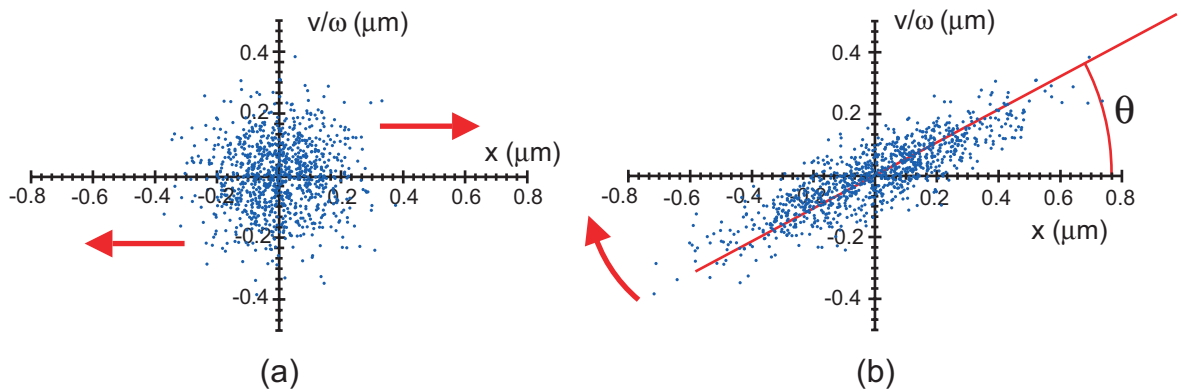


FIG. 3.15 – (a) *Distribution initiale d'atomes dans l'espace des phases pour un piège de profondeur 36 MHz, de fréquence d'oscillation 133.5 kHz et un col de faisceau de 0.94 μm (conditions de la figure 3.14). Les atomes à la température de 100 μK sont répartis de façon isotrope.* (b) « *Mise en phase* » des atomes après un premier cycle de lâcher-recapture de durée $\Delta t_1 = 2 \mu\text{s}$ pour les mêmes paramètres de piégeage. Les flèches indiquent les directions dans lesquelles le mouvement du nuage va se produire à l'étape suivante.

Résultats de la simulation. Tentons maintenant de comprendre ce qui se passe à chaque étape à l'aide de la simulation numérique. Sur la figure 3.15 (a) sont représentées 1000 conditions initiales différentes. Il s'agit de 1000 atomes uniques dont les positions et vitesses sont choisies aléatoirement à l'aide de la densité de probabilité donnée par la formule 3.5. Cette répartition possède bien évidemment une symétrie circulaire. Sur la figure 3.15 (b) est reproduite la distribution dans l'espace des phases après un premier temps de vol de durée $\Delta t_1 = 2 \mu\text{s}$. Les atomes ayant initialement des vitesses élevées se retrouvent éloignés du centre du piège. Les états initialement distribués de façon symétrique se retrouvent alors quasiment alignés sur une droite faisant un angle θ avec l'axe des abscisses défini par $\tan(\theta) = 1/\omega\Delta t_1$. C'est ici que se résout le problème soulevé en début de paragraphe. Ce premier cycle de *lâcher-recapture* a pour effet de mettre en phase le mouvement des atomes dans le piège. Si l'on suppose le potentiel de piégeage harmonique, l'évolution de la distribution de la figure 3.15 (b), une fois le faisceau piège rallumé est très simple. Pendant Δt chaque point va se déplacer dans l'espace des phases sur un cercle de centre l'origine, avec une vitesse angulaire ω . La nébuleuse de points quasiment alignés va simplement subir une rotation dans le sens de la flèche dessinée sur la figure 3.15 (b) et l'ensemble des états tournera en phase. Si la nébuleuse est plus ou moins alignée avec l'axe des abscisses

au moment du deuxième temps de vol, les atomes, tous quasiment immobiles seront en grande partie recapturés. Si la nébuleuse est plus ou moins alignée avec l'axe des ordonnées au moment du deuxième temps de vol, certains atomes ont alors une vitesse importante et la probabilité de recapture chute. On retrouve alors l'explication intuitive de l'oscillation de la probabilité de recapture en fonction de Δt donnée au paragraphe précédent. Cette oscillation se produit à la fréquence $2f_{osc} = \omega/\pi$.

L'angle θ de la figure 3.15 (b) imposé par Δt_1 fixe en fait la phase de ces oscillations. Plus Δt_1 est petit, plus θ se rapproche de 90° (axe des ordonnées). $P(\Delta t)$ commencera alors par un minimum (toutefois, si θ est trop petit, la *mise en phase* des atomes n'aura pas eu lieu). Plus Δt_1 est grand, plus θ se rapproche de 0° (axe des abscisse). $P(\Delta t)$ commencera alors par un maximum. Pour $\omega \sim 140$ kHz et $\Delta t_1 = 2 \mu\text{s}$ correspondant à la figure 3.15 (b), $\theta \sim 30^\circ$.

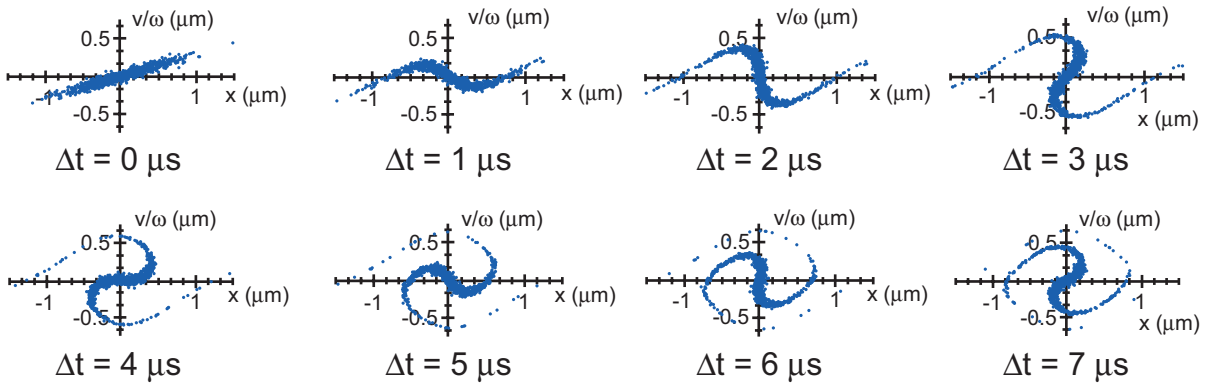


FIG. 3.16 – Évolution de la distribution des atomes dans l'espace des phases une fois le piège dipolaire rebranché (pour une durée Δt variant de 0 à 7 μs), à la suite d'un premier cycle de lâcher-recapture de durée $\Delta t_1 = 3,5 \mu\text{s}$. La profondeur du piège est de 40 MHz, sa fréquence d'oscillation de 139,5 kHz et le col du faisceau piège de 1,00 μm correspondant aux conditions de la figure 3.13 (a). Du fait de l'anharmonicité du piège, la nébuleuse de points prend une allure de spirale.

Comment expliquer maintenant l'amortissement observé sur la figure 3.13 (a)? Il suffit pour cela de visualiser l'évolution de la distribution des états dans l'espace des phases pendant Δt (une fois le piège dipolaire rebranché). Une telle évolution à la suite d'un premier temps de vol de durée $\Delta t_1 = 3,5 \mu\text{s}$ est représentée sur la figure 3.16. Plus Δt_1 est grand, plus la nébuleuse à la suite du premier cycle de *lâcher-recapture* est étendue. Certains atomes éloignés du centre, une fois recapturés, explorent les régions anharmoniques du potentiel de piégeage où les fréquences d'oscillation effectives diminuent. Ils oscilleront donc dans l'espace des phases avec une vitesse angulaire plus faible donnant ainsi une allure de spirale à la distribution. La multiplication des fréquences d'oscillation effectives brouille l'oscillation de $P(\Delta t)$ faisant ainsi chuter son contraste avec Δt .

La dernière étape de notre simulation numérique est le calcul de $P(\Delta t)$. Nous avons tenté de reproduire les observations expérimentales des figures 3.13 et 3.14. En fixant la température à 100 μK (valeur typique pour l'atome unique, comme on le verra), il s'avère difficile de reproduire nos observations avec les valeurs de Δt_1 et Δt_2 que nous pensons avoir utilisées ($\Delta t_1 = 2,5 \mu\text{s}$ et $\Delta t_2 = 5 \mu\text{s}$ pour la figure 3.13, $\Delta t_1 = 1 \mu\text{s}$ et $\Delta t_2 = 5 \mu\text{s}$ pour la figure 3.14). En utilisant ces valeurs, l'amortissement est par exemple moins prononcé. Il faut systématiquement ajouter environ 1 μs à ces durées pour coller à l'expérience. L'explication la plus probable est que, du fait

des temps de réponse des modulateurs acousto-optiques (de l'ordre de $1 \mu\text{s}$), nous sous-estimons les durées effectives de coupure du piège dipolaire. Les fréquences d'oscillation et les tailles de faisceau w_0 utilisés dans la simulation sont celles déduites des mesures du paragraphe précédent.

Pour reproduire les courbes de la figure 3.13, nous avons fait tourner notre simulation avec $\Delta t_1 = 3,5 \mu\text{s}$ et $\Delta t_2 = 7 \mu\text{s}$. Pour la courbe faite à $P_{PDO} = 1,5 \text{ mW}$, nous avons utilisé :

- $U_0 = 25 \text{ MHz}$ (profondeur de piège typique déduite des mesures de déplacement lumineux);
- $f_r = 108,5 \text{ kHz}$;
- $w_0 = 1,00 \mu\text{m}$.

Pour la courbe faite à $P_{PDO} = 2,5 \text{ mW}$, nous avons utilisé :

- $U_0 = 40 \text{ MHz}$;
- $f_r = 139,5 \text{ kHz}$;
- $w_0 = 1,00 \mu\text{m}$.

Pour reproduire la courbe de la figure 3.14 faite à $P_{PDO} = 1,8 \text{ mW}$, nous avons lancé la simulation avec $\Delta t_1 = 2 \mu\text{s}$, $\Delta t_2 = 6 \mu\text{s}$, et utilisé :

- $U_0 = 36 \text{ MHz}$;
- $f_r = 133,5 \text{ kHz}$;
- $w_0 = 0,94 \mu\text{m}$.

Les résultats sont donnés sur la figure 3.17. Pour copier au mieux la façon dont nous avons dépouillé les données au paragraphe précédent, nous ajustons ensuite ces courbes à l'aide de sinusoides amorties.

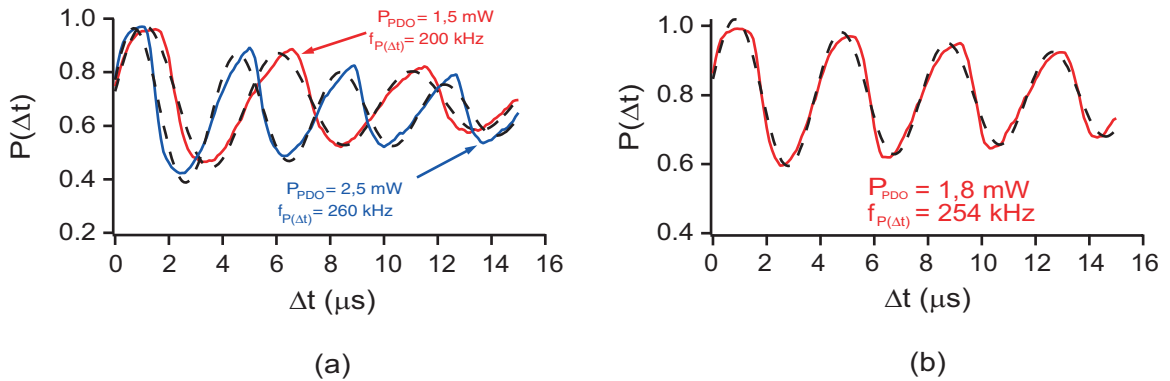


FIG. 3.17 – (a) Simulations des expériences de la figure 3.13. L'une des courbes simule un piège pour lequel $U_0 = 40 \text{ MHz}$ ($P_{PDO} = 2,5 \text{ mW}$), $f_r = 139,5 \text{ kHz}$ et $w_0 = 1 \mu\text{m}$; l'autre simule un piège pour lequel $U_0 = 25 \text{ MHz}$ ($P_{PDO} = 1,5 \text{ mW}$), $f_r = 108,5 \text{ kHz}$ et $w_0 = 1 \mu\text{m}$. (b) Simulations de l'expérience de la figure 3.14. La courbe simule un piège pour lequel $U_0 = 36 \text{ MHz}$ ($P_{PDO} = 1,5 \text{ mW}$), $f_r = 133,5 \text{ kHz}$ et $w_0 = 0,94 \mu\text{m}$. Les courbes en pointillés sont des ajustements par une sinusoïde amortie. Elles oscillent à $2f_{osc}$.

Discussion. De les grandes lignes, les simulations reproduisent bien les expériences. $P(\Delta t)$ oscille de façon très nette à une fréquence que nous noterons $f_{P(\Delta t)}$ et subit un amortissement d'autant plus important que Δt_1 est grand. Si on regarde maintenant dans le détail, on se rend compte que l'ajustement de $P(\Delta t)$ donne une fréquence d'oscillation $f_{P(\Delta t)}/2$ de 6 à 10 kHz plus faible que la fréquence d'oscillation dont on se sert dans la simulation (celle déduite de l'analyse des mesures du paragraphe précédent). Les différences observées pour les simulations de la figure 3.17 sont consignées dans le tableau 3.2.

	courbes de la figure 3.17 (a)		courbe de la figure 3.17 (b)
f_r utilisée pour la simulation	108,5 kHz	139,5 kHz	133,5 kHz
$f_{P(\Delta t)}/2$ déduite de l'ajustement	100 kHz	130 kHz	127 kHz

TAB. 3.2 – Différences observées entre la fréquence d'oscillation f_r dont on se sert dans la simulation et $f_{P(\Delta t)}/2$ déduite de l'analyse des courbes simulées de la figure 3.17.

Cet écart vient sans doute du fait que de façon assez évidente, $P(\Delta t)$ n'est pas une sinusoïde. Les arches semblent par exemple toutes *pencher* légèrement vers la droite. Ceci peut venir du fait que nous ne simulons l'expérience qu'à une dimension et pas trois dimensions. Toutefois le léger décalage vers la droite des maxima de $P(\Delta t)$ par rapport aux maxima de la sinusoïde d'ajustement est observé aussi de façon assez systématique sur les données expérimentales (figures 3.13 et 3.14).

La conséquence de l'étude précédente est que nous avons sous-estimé les fréquences d'oscillation lors de l'analyse de nos mesures et donc surestimé les cols de faisceaux piège de 3×10^{-2} à $4 \times 10^{-2} \mu\text{m}$. L'analyse des données expérimentales nous donne, non pas f_r , mais $f_{P(\Delta t)}/2$. Il faut ensuite ajouter environ 8 kHz à $f_{P(\Delta t)}/2$ pour obtenir f_r . Le résultat de la réévaluation des fréquences d'oscillation et des cols des faisceaux pour les trois configurations mesurées est donné dans le tableau 3.3.

	U_0 (MHz)	P_{PDO} (mW)	$f_{P(\Delta t)}/2$ (kHz)	f_r (kHz)	f_z (kHz)	w_0 (μm)
courbes de la figure 3.13	1,5	25	108,5	116,5	22	0,96
	2,5	40	139,5	147,5	28	0,97
courbe de la figure 3.14	1,8	36	133,5	141,5	28	0,91

TAB. 3.3 – Réévaluation des fréquences d'oscillation et des cols de faisceaux pour les trois configurations mesurées. Le dépouillement des données expérimentales nous donne $f_{P(\Delta t)}/2$, puis on ajoute 8 kHz pour obtenir f_r , à partir de laquelle on calcule f_z et w_0 .

D'autres différences existent entre les données expérimentales et la simulation. On remarque par exemple que pour les données expérimentales sans amortissement (figure 3.14), $P(\Delta t)$ ne dépasse pas 0,9, contrairement à la simulation. Ceci pourrait venir du fait que l'on perde déjà des atomes après le premier cycle de *lâcher-recapture*, ce que nous n'avons pas pris en compte dans notre simulation. Toutefois, ce problème n'apparaît pas sur les données amorties, et lorsque l'on estime le taux de perte après le premier cycle de *lâcher-recapture* en introduisant dans la simulation une étape 2bis équivalente à l'étape 5 (voir description de la simulation plus haut), on trouve moins de 0,2 % de perte après le premier cycle de *lâcher-recapture* lorsque $\Delta t_1 = 2 \mu\text{s}$ et moins de 1,3 % de perte lorsque $\Delta t_1 = 3,5 \mu\text{s}$. Tout ceci semble parfaitement négligeable.

Une autre différence entre simulation et expérience apparaît dans l'amplitude des courbes

amorties. Les données expérimentales (figure 3.13 (a)) descendent plus bas que la simulation (3.17 (a)). Là encore ceci semble dû à un mécanisme de perte inexpliqué. Une hypothèse expliquant l'ensemble de ces pertes serait un mauvais contrôle de la puissance du faisceau piège au moment où celui-ci est rallumé après chaque cycle de *lâcher-recapture*. Des rebonds pourraient par exemple provoquer des pertes par chauffage paramétrique. Rappelons que notre modèle n'est qu'approximatif car unidimensionnel, ce qui conduit en particulier à ignorer complètement l'effet du mouvement longitudinal.

3.1.4 Conclusion

Les deux types d'expériences exposées dans cette partie permettent donc de caractériser complètement la forme de notre potentiel de piégeage. En outre, on en déduit deux estimations indépendantes du col du faisceau piège. Or ces deux estimations concordent vers une valeur du paramètre de confinement autour de $0,95 \mu\text{m}$. Ceci nous conforte quant à la fiabilité de nos mesures.

Par ailleurs les simulations de séquences expérimentales effectuées sont toutes compatibles avec une température de l'atome unique inférieure ou égale à $100 \mu\text{K}$. Nous avons cependant effectué des mesures directes de la température des atomes dans le piège dipolaire. Cette étude est détaillée dans la partie suivante.

3.2 La température des atomes dans le piège dipolaire

D'après ce qui précède, nous sommes capable d'effectuer un certains nombre de mesures qui nous permettent de déterminer entièrement la géométrie de notre potentiel de piégeage. La question est maintenant de savoir comment les atomes se comportent dans ce piège. Un paramètre crucial nous renseigne sur l'état externe des atomes, à savoir leur mouvement dans le piège : il s'agit de leur température. Un moyen commode de mesurer la température de nuages d'atomes est d'effectuer des expériences de temps de vol. Nous allons d'abord montrer comment nous avons adapté ces techniques à la mesure de la température d'un atome unique, puis, en ce qui concerne le régime de fort chargement, nous allons exposer deux variantes d'une expérience de temps de vol. Une partie de nos résultats est exposée dans les références [56, 89, 109, 110].

3.2.1 Généralités sur les temps de vol

Considérons un nuage d'atomes à l'équilibre thermodynamique à la température T dans un potentiel harmonique sphérique de fréquence d'oscillation $\omega/2\pi$. La densité du nuage possède alors la forme d'une gaussienne, et la densité de probabilité de trouver un atome à la position \vec{r} obéit à la formule :

$$P(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_0^2)^{(3/2)}} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma_0^2}\right]$$

où σ_0 , la largeur caractéristique du nuage s'écrit :

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{k_B T}{m\omega^2}} \quad (3.6)$$

k_B étant la constante de Boltzmann, et m , la masse atomique.

La taille du nuage nous renseigne donc sur sa température. Toutefois, la résolution du système d'imagerie ne permet pas une détermination précise de la taille du nuage piégé. L'idée est alors

de le faire grossir en coupant le potentiel de piégeage et en observant son vol balistique. On peut alors montrer que le nuage conserve sa forme gaussienne, mais que sa largeur varie comme :

$$\sigma_{pos}(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2} \quad (3.7)$$

où σ_v est l'écart type de la distribution des vitesses :

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (3.8)$$

La distribution en vitesse est en fait aussi une gaussienne, mais elle n'évolue pas durant le vol balistique. Il suffit maintenant d'attendre que le nuage se soit suffisamment étendu pour en mesurer la largeur suffisamment précisément. Remarquons qu'il est toujours possible d'attendre suffisamment longtemps pour que $\sigma_v t \gg \sigma_0$, auquel cas la connaissance de ω n'est pas indispensable pour avoir accès à T .

3.2.2 La température de l'atome unique : temps de vol sur l'APD

Qu'est-ce que la température de l'atome unique ?

Nous avons décidé d'appeler « température de l'atome unique » une température que l'on déduit de la distribution en vitesse de plusieurs atomes uniques piégés successivement. La statistique est donc faite sur un large ensemble d'événements consistant à piéger un atome unique dans un piège harmonique et à mesurer sa vitesse. On suppose ensuite que l'on peut définir un équilibre thermodynamique pour cette statistique à une température T , à savoir que, comme dans le paragraphe précédent, la probabilité pour un atome d'être en un point particulier (\vec{r}, \vec{v}) de l'espace des phases est le produit d'une gaussienne en \vec{r} et d'une gaussienne en \vec{v} . Rappelons toutefois que d'une part notre potentiel de piégeage n'est pas harmonique et d'autre part il n'est pas sphérique. Nous supposons que les atomes n'explorent que la partie harmonique du piège au voisinage de l'origine (ce qui est le cas lorsqu'ils ne sont pas trop chauds) et nous introduirons les deux largeurs caractéristiques, l'une radiale σ_r , l'autre longitudinale σ_z dont les expressions sont données par la formule 3.6, en utilisant les fréquences d'oscillation correspondantes. Dans ces conditions, la distribution dans l'espace des phases est donnée par :

$$P(r, z, \vec{v}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sigma_r^2 \sigma_z \sigma_v^3} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right] \times \exp\left[-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right] \times \exp\left[-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}\right] \quad (3.9)$$

r est la coordonnée de position radiale, z est la coordonnée de position longitudinale. T est alors contenu dans les expressions de σ_r , σ_z et σ_v (formules 3.6 et 3.8).

La mesure

Il n'est pas possible d'observer le temps de vol d'un atome unique avec notre caméra CCD telle quelle. En effet, au bout d'un certain temps de vol dans le noir il faut éclairer l'atome pendant un temps suffisamment court pour pouvoir le localiser, sans trop le perturber. Ce temps est typiquement de $1 \mu\text{s}$. En effet, la vitesse d'un atome de ^{87}Rb à une température de $100 \mu\text{K}$ (ordre de grandeur de ce que nous allons effectivement mesurer) est d'environ 0.2 m/s . En $1 \mu\text{s}$, l'atome se déplace donc de $0,2 \mu\text{m}$, soit une fraction de notre résolution de $1 \mu\text{m}$ (voir le paragraphe 1.3.3 du chapitre 1), ce qui permettra de bien localiser l'atome. Toutefois, le nombre de photons récoltés pendant $1 \mu\text{s}$ est beaucoup trop faible pour que le signal sorte du bruit.

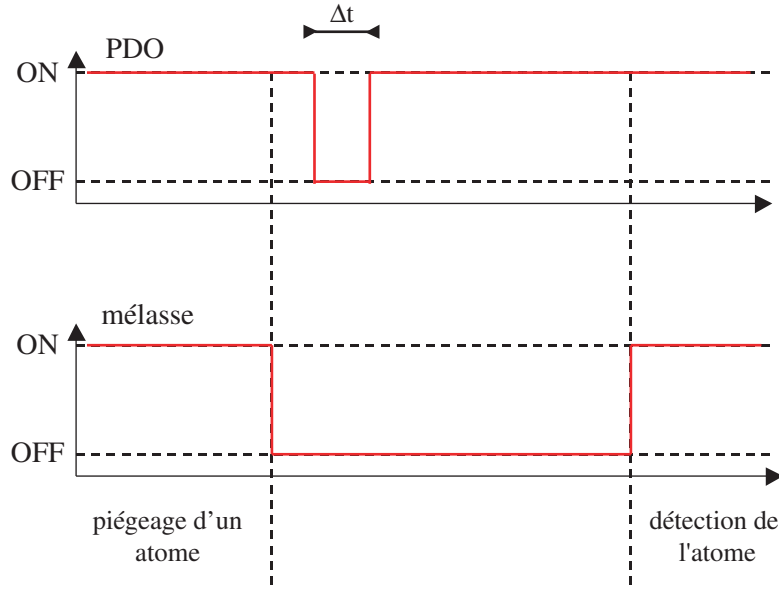


FIG. 3.18 – Séquence employée pour mesurer la température d'un atome. Ce dernier effectue un vol balistique de durée Δt . On mesure alors la probabilité $P(\Delta t)$ de recapturer l'atome en fonction de Δt .

Bien qu'elle ne permette pas réellement de faire des images, nous allons utiliser la photodiode à avalanche, seul outil de détection suffisamment rapide et sensible. Notre diagnostic sera en fait la probabilité de recapture de l'atome unique en fonction du temps de vol [82]. La température étant liée à la vitesse par la formule 3.8, plus l'atome est chaud, plus il s'éloigne à grande vitesse du piège et plus la probabilité de recapture est faible. La séquence expérimentale est représentée sur la figure 3.18. Elle est proche de celle employée pour les fréquences d'oscillation mais ne contient qu'un seul cycle de *lâcher-recapture*. Au début de l'expérience, les faisceaux de la mélasse et du piège dipolaire sont allumés afin de capturer un atome. La mélasse est éteinte, puis le piège dipolaire est éteint pendant Δt , période pendant laquelle l'atome s'échappe. On rallume ensuite mélasse et piège dipolaire pour mesurer la probabilité de recapture de la même manière que pour les fréquences d'oscillation (voir paragraphe 3.1.3). Pour chaque valeur de Δt , l'expérience est répétée 300 fois (cela prend environ trois minutes).

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 3.19. Ils ont été obtenus pour une puissance piège de $P_{PDO} = 2$ mW correspondant à un déplacement lumineux de 36 MHz, un waist $w_0 = 0,97 \mu\text{m}$ et des fréquences d'oscillation $f_r \sim 131$ kHz et $f_z \sim 26$ kHz. Pour remonter à la température à partir de la courbe expérimentale, on ajuste nos données à l'aide d'une simulation de Monte-Carlo de notre séquence expérimentale. La démarche est la suivante [82] :

1. On tire au sort la position de la particule piégée dans l'espace des phases (\vec{r}_0, \vec{v}) à l'aide de la densité de probabilité 3.9 correspondant à l'équilibre thermodynamique à la température T ;
2. Après le temps de vol de durée Δt , l'atome est à la position $\vec{r} = \vec{r}_0 + \Delta t \vec{v}$;
3. L'atome est recapturé uniquement si son énergie cinétique $mv^2/2$ est inférieur à $U(\vec{r})$ la valeur (absolue) du potentiel à la position \vec{r} (on n'utilise bien évidemment plus l'approximation du potentiel harmonique ici car l'atome peut être loin de l'origine) ;
4. On recommence la même séquence plusieurs fois (pour chaque valeur de Δt) et on évalue

$P(\Delta t)$.

Une telle simulation numérique ajustant les points expérimentaux est reproduite sur la figure 3.19. Elle donne une température largement sub-Doppler de $65 \mu\text{K}$, avec une incertitude meilleure que $\pm 10 \mu\text{K}$ (la température Doppler pour le rubidium est d'environ $142 \mu\text{K}$).

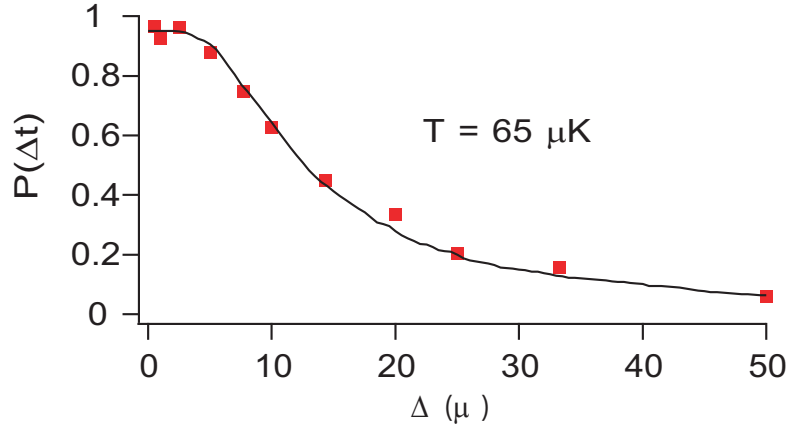


FIG. 3.19 – Probabilité de garder l'atome après un temps de vol de durée Δt . Les carrés constituent les données expérimentales et la courbe en trait plein est le résultat d'une simulation à la température $T = 65 \mu\text{K}$. Les paramètres du piège dipolaire sont les suivants : $U_0 = 36 \text{ MHz}$, $f_r = 131 \text{ kHz}$ et $f_z = 26 \text{ kHz}$.

Taux de chauffage

La mesure du taux de chauffage d'un atome unique dans le piège dipolaire est une simple application de la partie précédente. Il suffit en effet de laisser un certain temps l'atome unique dans le piège dipolaire (les faisceaux de la mélasse étant éteints), puis de mesurer sa température. Lors des mesures de température du paragraphe précédent, les faisceaux de la mélasse étaient éteints 1 ms avant d'effectuer le temps de vol. Nous avons reproduit la même expérience que celle décrite sur la figure 3.18, mais en attendant 11 ms, 41 ms, puis 100 ms après avoir éteint la mélasse avant d'effectuer les temps de vol. Ces trois mesures de température ainsi que celle du paragraphe précédent sont présentées sur la figure 3.20 (a). Les simulations numériques correspondantes donnent accès à la valeur des températures : $80 \mu\text{K}$, $108 \mu\text{K}$ et $165 \mu\text{K}$ après respectivement 11 ms, 41 ms et 100 ms d'attente. On peut alors tracer l'évolution de la température en fonction du temps passé par l'atome unique dans le piège dipolaire et ajuster ces données par une droite (figure 3.20 (b)). De la pente de cette droite, on déduit un taux de chauffage de :

$$1 \mu\text{K}/\text{ms}$$

L'interaction de l'atome avec le laser piège est elle-même une source de chauffage. Le calcul complet des différentes contributions au chauffage de l'atome, dues à cette interaction, est fait dans les références [81, 111]. Nous nous limiterons à une discussion qualitative des effets pertinents pour notre expérience.

Une source fondamentale de chauffage est la diffusion de photons du faisceau piège par l'atome, qui, du fait de sa nature aléatoire induit des forces fluctuantes sur l'atome. Des fluctuations se produisent à la fois lors de l'absorption et lors de l'émission spontanée :

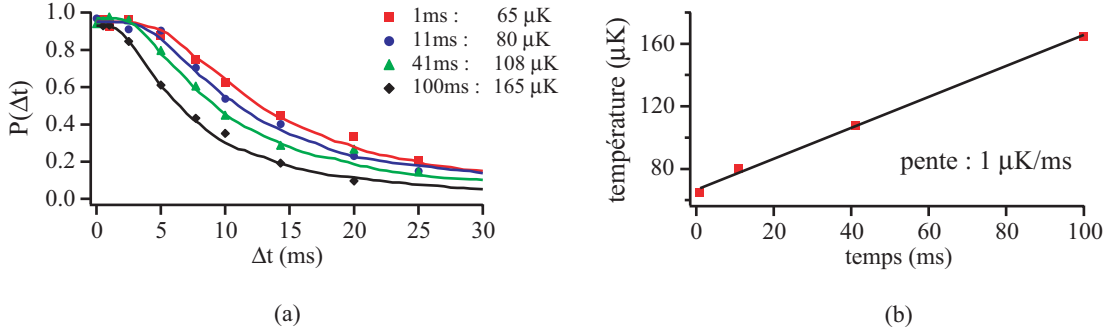


FIG. 3.20 – (a) Mesures de température de l’atome unique après 1 ms, 11 ms, 41 ms et 100 ms passées dans le piège dipolaire (en l’absence des faisceaux de la mélasse). Les courbes en trait plein sont des ajustements par notre simulation numérique permettant d’obtenir des valeurs de température respectivement de 65 μK , 80 μK , 108 μK et 165 μK . (b) Température de l’atome unique en fonction du temps passé dans le piège dipolaire. Les points sont ajustés par une droite dont la pente donne un taux de chauffage d’environ 1 $\mu\text{K/ms}$.

- la fluctuation poissonnienne du nombre de photons absorbés induit un chauffage d’une énergie de recul E_r par photon absorbé [79] ;
- la direction aléatoire du photon émis par émission spontanée se traduit également par un chauffage d’une énergie de recul E_r par photon émis [79].

Pour les pièges dipolaires très loin de résonance, le chauffage du à la variation de force dipolaire, lié au fait que l’atome passe une partie du temps dans l’état fondamental (soumis à une force \vec{F}) et l’autre partie du temps dans l’état excité (soumis à une force $-\vec{F}$) est négligeable.

Le taux de chauffage total est donc de :

$$2E_r\Gamma_{sp}$$

où Γ_{sp} est le taux d’émission spontanée donné par la formule 1.13 du paragraphe 1.

La valeur de E_r est 174 nK [84] et dans nos conditions expérimentales, $\Gamma_{sp} \sim 140$ photons/s. On obtient donc un taux de chauffage théorique de :

$$5 \times 10^{-2} \mu\text{K/ms} \quad (3.10)$$

Le taux de chauffage mesuré est largement supérieur à cette valeur. Ceci peut s’expliquer par la présence d’un chauffage d’origine technique. Des fluctuations d’intensité et de pointé du faisceau piège peuvent en être la source [112].

3.2.3 Cas à plusieurs atomes : temps de vol sur l’APD

Une technique similaire à celle de la partie précédente peut être utilisée en régime de fort chargement pour lequel le piège dipolaire peut contenir quelques dizaines d’atomes. Elle est détaillée dans la thèse de Georges-Olivier Reymond [82]. Le diagnostic ne sera plus la probabilité de recapture, mais le nombre d’atomes encore présents dans le champ d’observation de MIGOU en fin de séquence. Celui-ci est en pratique déduit de la fluorescence induite par les faisceaux du PMO. Comme sur la séquence temporelle de la figure 3.18, les faisceaux du piège magnéto-optique sont d’abord coupés, puis celui du piège dipolaire. Toutefois, au bout de Δt , on ne rallume plus le piège dipolaire, mais uniquement les faisceaux du piège magnéto-optique, et on enregistre le niveau de fluorescence à cet instant. Plus Δt est grand, plus les atomes s’éloignent de la zone

d'observation, plus le niveau de fluorescence baisse. C'est effectivement ce que l'on observe sur les données expérimentales de la figure 3.21 pour lesquelles la puissance piège est de 10 mW.

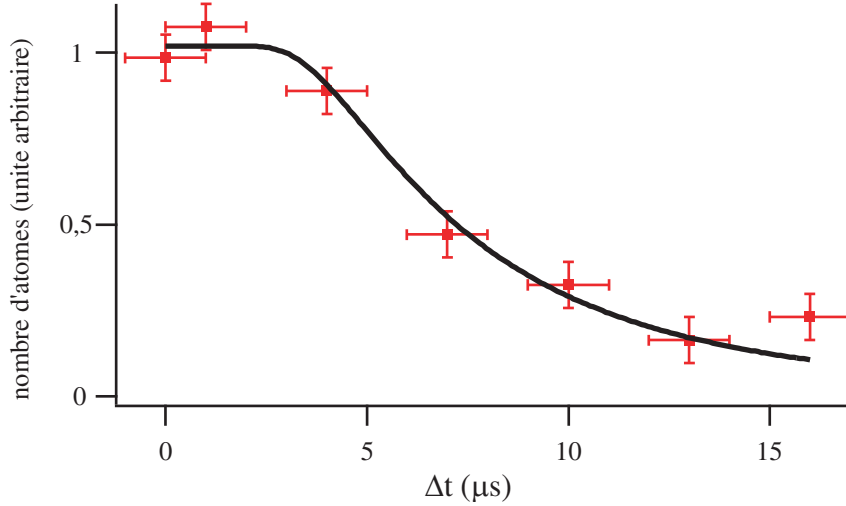


FIG. 3.21 – Temps de vol en régime de fort chargement obtenu pour une puissance initiale du piège dipolaire de 10 mW. L'ajustement des points expérimentaux donne une température de 140 μK .

Cette méthode pour la mesure de la température de plusieurs atomes dans le piège dipolaire s'avère en fait relativement imprécise. La température obtenue à partir de l'ajustement des points expérimentaux dépend fortement de la valeur de la façon dont on définit le champ d'observation du dispositif d'imagerie. L'incertitude sur la température est de plusieurs dizaines de μK . Nous avons donc décidé de confronter la technique précédente à une mesure de température plus habituelle, à savoir l'observation du temps de vol sur notre caméra CCD.

3.2.4 Cas à plusieurs atomes : temps de vol sur la CCD

Il s'agit, au bout d'un certain temps de vol dans le noir, d'éclairer les atomes pendant un temps suffisamment court ($\sim 1 \mu\text{s}$) pour pouvoir les localiser, sans trop les perturber et récolter les photons de fluorescence. Toutefois, nous l'avons déjà souligné pour l'atome unique, et c'est toujours vrai lorsque le piège contient quelques dizaines d'atomes, le signal à observer sera complètement noyé dans le bruit si nous utilisons notre caméra CCD telle quelle. Pour pouvoir sortir un petit nombre de photons de fluorescence du bruit, nous devons intercaler dans notre système d'imagerie un étage intensificateur d'images.

Notons d'ores et déjà que si cette technique a un intérêt immédiat pour confirmer la température des atomes dans le piège dipolaire en régime de fort chargement, nous espérons aussi pouvoir l'utiliser en régime de blocage collisionnel. En effet, une exigence importante dans la recherche d'un système physique pouvant mener à l'ordinateur quantique est son extensibilité à grande échelle. Dans cette optique, une caméra CCD comme outil de détection et de diagnostic permettant, du fait de sa résolution spatiale, d'observer plusieurs qubits s'avère beaucoup plus intéressante que de multiples photodiodes à avalanche, chacune regardant chaque qubit.

L'étage intensificateur d'images

Il s'agit de l'intensificateur d'images C9016-02MGaAs de la société Hamamatsu Photonics K.K. qui nous a été prêté avant même sa mise sur le marché. Il est constitué d'une photocathode en phospho-arséniure de gallium (GaAsP) en entrée et d'un écran de phosphore en sortie, entre lesquels se trouvent deux galettes multiplicatrices d'électrons (MCP, MicroChannel Plate double étage). Un photon arrivant sur la photocathode est capable d'en extraire un électron, qui est ensuite multiplié à travers le MCP double étage. L'écran de phosphore convertit cette gerbe d'électrons en une gerbe de photons que l'on peut ensuite imager sur notre caméra CCD. Il est possible de contrôler le gain des galettes multiplicatrices d'électrons en ajustant la haute tension qui les commande.

Nous avons inséré cet élément dans notre système d'imagerie. Il suffit d'imager le piège dipolaire non plus sur la puce de notre caméra CCD, mais sur la photocathode de l'intensificateur. On conjugue ensuite la fenêtre de sortie de l'intensificateur (qui est une plaque de fibres optiques collée sur l'écran de phosphore) à la puce de notre CCD à l'aide d'un objectif de grandissement 1, fourni lui aussi par Hamamatsu et s'adaptant parfaitement à la fois à l'intensificateur et à la monture de notre CCD.

En ce qui concerne les spécifications techniques, le constructeur assure une efficacité quantique de 23 % à 780 nm et un gain lumineux maximum $4,0 \times 10^6$ (lumen/m²)/lux mesuré à 530 nm. Il est à noter qu'une gerbe de photons produite par l'écran de phosphore va s'étaler sur plusieurs pixels. Ceci va donc se traduire par une perte en résolution de notre système d'imagerie. Par ailleurs, l'intensificateur peut être déclenché soit à l'aide d'un signal TTL via un câble BNC, ou commandé par ordinateur avec des temps d'ouverture allant de 100 μ s à 100 ms par pas de 1 μ s à une cadence maximale de 100 Hz.

Le gain lumineux étant donné dans une unité peu commode pour nous, nous avons effectué un certain nombre de mesures pour remonter au nombre de coups par photon obtenus sur la caméra CCD. L'idée consiste à enregistrer des images pendant lesquels l'intensité lumineuse irradiant la photocathode est suffisamment faible pour distinguer des événements correspondant à des photons uniques (on peut par exemple mettre un capuchon sur la photocathode et réduire suffisamment le temps d'intégration). Sous ces conditions l'image est composée de points lumineux étalés sur plusieurs pixels, chacun correspondant à l'arrivée d'un photon unique. Le nombre de coups enregistrés par photons uniques correspond à l'intégrale des coups sur ces points. On en déduit que, pour le gain de l'intensificateur que nous allons utiliser pour nos expériences, un photon donnera en moyenne 5090 coups sur la caméra CCD (un « coup » représente dans ce cas un « a. d. u. », analog to digital conversion unit). Ceci reste cependant approximatif, car la statistique du nombre de coups par photon unique ne correspond pas à une courbe en cloche dont il est facile de déduire la moyenne, et l'écart-type obtenu est de l'ordre de la moitié de la valeur moyenne.

La mesure

La séquence expérimentale est représentée sur la figure 3.22. Au début de l'expérience les faisceaux du piège magnéto-optique, le piège dipolaire et le gradient de champ magnétique sont allumés afin de charger le piège dipolaire. On éteint ensuite PMO et champ magnétique puis le piège dipolaire 1,5 ms plus tard une fois le champ magnétique annulé. Le nuage d'atomes froids initialement piégé dans le piège dipolaire commence son temps de vol. Au bout d'un temps Δt ajustable, on éclaire les atomes à l'aide de la sonde proche de résonance pendant 10 μ s. On a alors pris soin d'allumer l'intensificateur d'images pendant son temps d'ouverture minimale de

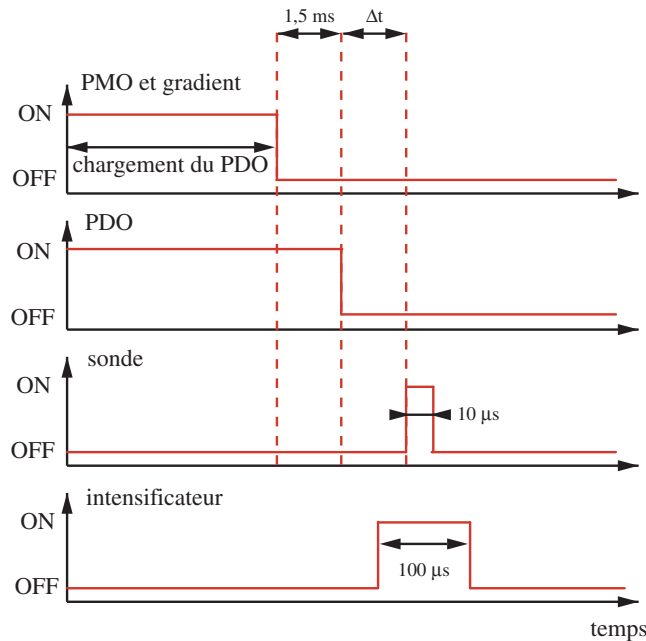


FIG. 3.22 – Séquence temporelle utilisée pour la mesure de température par temps de vol sur la CCD. Les durées indiquées ne sont évidemment pas à l'échelle.

$100 \mu\text{s}$ centré sur l'impulsion de la sonde. Un fois l'intensificateur éteint, le processus est répété. La caméra CCD ne peut bien évidemment pas être commandée à de telles cadences. Nous la laissons donc accumuler la fluorescence produite par plusieurs séquences successives pendant un temps d'intégration de 30 s. L'intensificateur est déclenché par l'ordinateur gérant l'ensemble de l'expérience. Toutefois, le programme d'ordinateur permettant de le configurer calcule en temps réel la cadence à laquelle il est commandé. Ceci nous permet de connaître approximativement le nombre d'impulsions de sonde vues par la CCD en 30 s. L'ensemble du processus est répété pour des valeurs croissantes du délai Δt .

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 3.23. On observe de façon nette le nuage d'atome froid se dilater. Chacune des images de cette figure est en fait la moyenne de 10 images de 30 s enregistrées sur la caméra CCD. Elles correspondent donc à un temps d'intégration de 300 s. Sachant que la cadence d'ouverture de l'intensificateur est de 15 à 16 Hz, chaque image a enregistré la fluorescence induite par environ 4650 impulsions de sonde. Notons enfin que les images de la figure 3.23 ont été prises avec un puissance de sonde de 14,5 mW, soit un paramètre de saturation s relativement élevé d'environ 20.

Deux choses peuvent paraître surprenantes sur cette figure :

- Le premier délai $\Delta t = -4 \mu\text{s}$ est négatif. Il s'agit d'une expérience au cours de laquelle le temps de vol commence au milieu de l'impulsion sonde. Le faisceau piège est en fait éteint $4 \mu\text{s}$ après le début de l'impulsion du laser sonde.
- La valeur du fond diminue progressivement de $1,30 \times 10^4$ coups/30 s à $0,68 \times 10^4$ coups/30 s. Ce fond est en partie dû à la fluorescence (induite par la sonde) des atomes du piège magnéto-optique se trouvant autour du potentiel dipolaire mais pas dedans. Cette fluorescence est normalement indépendante du délai Δt et devrait rester constante. Cependant l'intensificateur est utilisé avec la porte de déclenchement de durée minimale ($100 \mu\text{s}$), qui n'est sans doute pas un beau créneau mais un front montant d'environ $50 \mu\text{s}$, suivi d'un front

descendant d'environ $50 \mu\text{s}$. Le gain de l'intensificateur n'est alors pas constant au cours des $100 \mu\text{s}$ et doit chuter fortement au début et à la fin. Or si l'impulsion sonde de $10 \mu\text{s}$ se situe bien au milieu de la porte de déclenchement de l'intensificateur pour $\Delta t = 0 \mu\text{s}$, lorsque le délai augmente, elle est translatée vers la fin de la porte de déclenchement où le gain effectif est sans doute réduit. Ceci explique la baisse artificielle du fond en fonction du délai.

Le traitement des données

Nous avons vu au paragraphe 3.2.1 comment se comportait un nuage d'atomes froids à l'équilibre thermodynamique au cours d'un temps de vol. Ceci va nous permettre de faire une analyse des images de la figure 3.23, afin de remonter à la température des atomes. Toutefois, nous n'avons pas mentionné que la mesure elle-même pouvait perturber les atomes. L'impulsion de sonde servant à faire un instantané du nuage peut en effet induire un chauffage d'autant plus qu'elle est puissante ou qu'elle dure longtemps. Or la puissance et la durée de l'impulsion sonde lors des mesures de la figure 3.23 sont toutes deux relativement importantes. En outre, il faut se souvenir ici que notre objectif MIGOU possède une profondeur de champ longitudinale assez restreinte, ce qui peut modifier l'allure gaussienne du nuage au cours du temps de vol. Dans un premier temps, nous dépouillerons les données pour différentes valeurs de la puissance sonde sans tenir compte de la durée de l'impulsion ou du champ de MIGOU. Puis nous tenterons de corriger notre étude de ces deux effets.

L'analyse brute. L'analyse brute va consister à supposer que le champ de MIGOU est infini et que la durée de l'impulsion sonde est nulle. Dans ces conditions, si le nuage se trouve initialement à l'équilibre thermodynamique, l'allure des temps de vol sera une gaussienne dont la largeur vérifie l'équation 3.7 du paragraphe 3.2.1. Nous avons donc ajusté nos temps de vol par des gaussiennes à deux dimensions. On en déduit les largeurs σ_x selon la direction x et σ_y selon la direction y . Si l'on trace le carré de ces largeurs en fonction de Δt^2 , on doit obtenir des droites de pente σ_v nous permettant de remonter à la température grâce à la formule 3.8. Ceci est mis en évidence par la figure 3.24. Rappelons ici que notre système d'imagerie est conçu de manière à ce que un pixel sur la caméra CCD corresponde à $1 \mu\text{m}$ dans le plan focal de MIGOU (paragraphe 1.3.3 du chapitre 1). On obtient donc très facilement les largeurs en microns à partir d'un ajustement des courbes de la figure 3.23. Afin de tester l'influence de la puissance de la sonde nous avons reproduit l'expérience de la figure 3.23 pour une puissance de sonde plus faible $P_{sonde} = 1 \text{ mW}$ correspondant à un paramètre de saturation de l'ordre de 1. Les données qui en résultent se trouvent aussi sur la figure 3.24.

On ajuste ensuite les points de cette figure par des droites et on estime la température à partir de la pente. Les pentes étant légèrement différentes pour σ_x^2 et σ_y^2 , nous donnerons une température différente pour chacun des axes. Les résultats sont résumés dans le tableau 3.4.

P_{sonde}	T_x	T_y
1 mW ($s \sim 1$)	340 μK	290 μK
14,5 mW ($s \sim 20$)	370 μK	370 μK

TAB. 3.4 – Températures obtenues à partir de l'analyse brute des temps de vol sur la CCD.

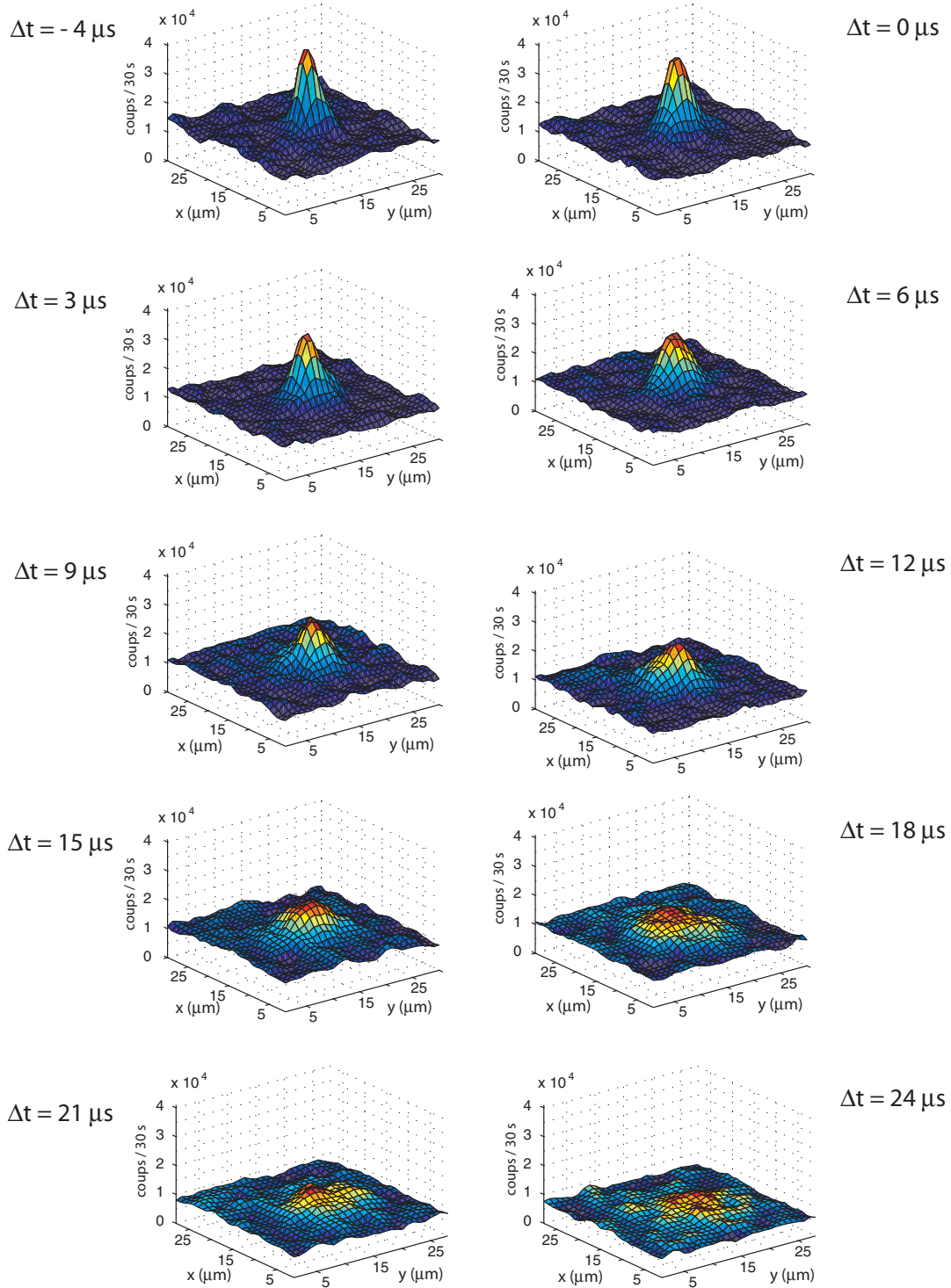


FIG. 3.23 – Temps de vol d'un nuage contenant une dizaine d'atomes observé sur la caméra CCD. La fluorescence des atomes est intensifiée à l'aide d'un intensificateur d'images double étage. Chaque image est une moyenne d'environ 4650 séquences de temps de vol (figure 3.22). Pour chaque séquence les atomes sont irradiés par une impulsion de sonde à résonance de $10 \mu\text{s}$.

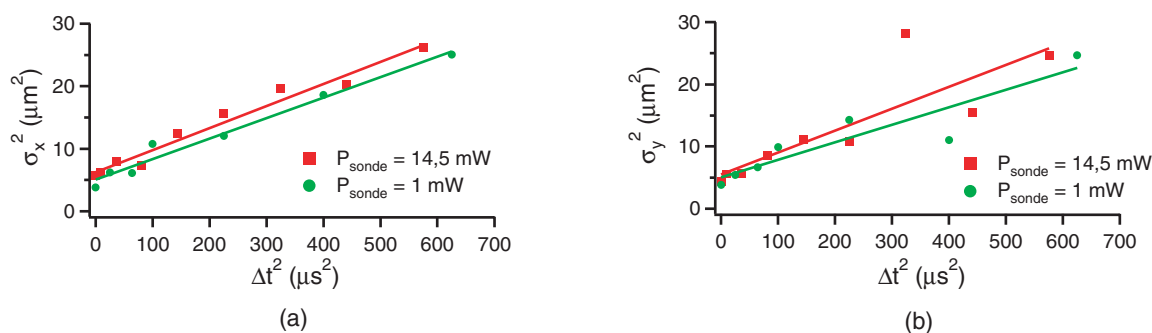


FIG. 3.24 – Carré des largeurs des gaussiennes 2D ajustant les temps de vol en fonction du carré du délai Δt^2 pour deux valeurs de la puissance sonde : $P_{sonde} = 14,5 \text{ mW}$ (figure 3.23) ou $P_{sonde} = 1 \text{ mW}$. Ces courbes sont ajustées par des droites et la pente nous donne la température du nuage d'atomes froids. (a) Largeurs selon la direction x . (b) Largeurs selon la direction y .

On trouve bien des températures proches pour T_x et T_y . Par ailleurs, le fait que la température croît avec P_{sonde} indique que de la sonde provoque un léger chauffage des atomes. Les températures trouvées ici sont plus importantes que celles estimées précédemment au paragraphe 3.2.3. Il semble donc indispensable de corriger notre analyse des effets de la durée de l'impulsion de sonde et du champ de MIGOU.

Bien que la valeur du nombre de coups obtenus sur la CCD ne soit pas très fiable du fait de la porte de déclenchement de l'intensificateur, on remarque, si on trace la valeur du fond obtenu à partir de l'ajustement par une gaussienne 2D, que celui-ci chute pour des valeurs de Δt à partir de $12 \mu\text{s}$. Il semble donc que l'on puisse faire confiance à l'axe des ordonnées pour les temps de vol à délais faibles. À partir des images de la figure 3.23, on désire remonter au nombre de photons détectés par notre système d'imagerie. On calcule donc l'aire des gaussiennes d'ajustement et on trouve en moyennant sur les temps de vol de délai 0, 3, 6, 9 et $12 \mu\text{s}$ à peu près 8×10^5 coups/30 s. Sachant, on l'a vu au début de cette partie, que 1 photon donne environ 5090 coups sur la CCD, on déduit que pendant les 30 s d'intégration, la caméra reçoit 160 photons du nuage d'atomes. Autrement dit, la figure 3.23 correspondant à des moyennes de 10 images de 30 s, il nous suffit de 1600 photons détectés par délai Δt pour pouvoir effectuer un temps de vol et ainsi remonter à la température.

Prise en compte de la durée de l'impulsion sonde. Intéressons-nous tout d'abord à la durée de l'impulsion de sonde. Nous considérerons que la sonde ne perturbe pas le temps de vol des atomes, que les atomes poursuivent le trajet prédit par le paragraphe 3.2.1 pendant les $10 \mu\text{s}$ de sonde. Par contre, pendant ces $10 \mu\text{s}$, les atomes ont largement le temps de se déplacer, si bien que les images de la figure 3.23 ne correspondent pas à un instantané à Δt de l'allure du nuage mais à l'intégrale de la fluorescence obtenue pendant $10 \mu\text{s}$.

Le détail des calculs permettant de prendre en considération le déplacement des atomes pendant la mesure est fourni dans l'annexe A. La démarche adoptée est la suivante :

- nous simulons la mesure en calculant les profils de fluorescence attendus sur la CCD lors d'une mesure de temps de vol effectuée avec une sonde de durée $10 \mu\text{s}$;
- afin de coller à la démarche de l'analyse brute, on ajuste les profils obtenus par des gaussiennes à deux dimensions ;
- on trace le carré des largeurs en fonction du carré du délai, que l'on ajuste par une droite

dont on extrait la pente p ;

- on répète les trois premiers points pour différentes températures, et on trace un abaque $T(p)$, de la température, en fonction de la pente p . Cet abaque se trouve sur la figure A.2 de l'annexe A.

On peut maintenant utiliser l'abaque, et y reporter les pentes obtenues à partir des données expérimentales de la figure 3.24. Les températures déduites sont résumées dans le tableau 3.5. Elle sont environ $100 \mu\text{K}$ plus basses que celles obtenues par l'analyse brute, ce qui montre qu'il est important de prendre en compte la durée de l'impulsion de sonde. On se rapproche ainsi des températures mesurées à l'aide de l'APD (paragraphe 3.2.3).

P_{sonde}	T_x	T_y
1 mW ($s \sim 1$)	250 μK	220 μK
14,5 mW ($s \sim 20$)	275 μK	275 μK

TAB. 3.5 – Températures obtenues à partir de l'analyse des temps de vol sur la CCD, en tenant compte de l'effet de la durée de l'impulsion de sonde.

Prise en compte de la profondeur de champ de MIGOU. Nous avons supposé, jusqu'à présent, que la profondeur de champ de MIGOU était infinie. Toutefois, ceci est incompatible avec sa grande ouverture numérique. Le système d'imagerie a été conçu de telle manière que le centre du nuage atomique soit conjugué avec la caméra CCD. Si la lumière issue d'un point du centre du nuage atomique illumine bien un pixel de la caméra, celle issue d'un point décalé de $2 \mu\text{m}$ le long de l'axe optique irradiera largement deux pixels. Or, lors du temps de vol, les atomes explorent des régions éloignées de plusieurs microns du centre. Le profil de fluorescence observé sera donc modifié par rapport au profil de densité atomique.

Afin de prendre en compte cet effet, l'approche adoptée est identique à celle du paragraphe précédent :

- nous simulons la mesure en calculant les profils de fluorescence attendus sur la CCD en tenant compte à la fois de la profondeur de champ de MIGOU, et de la durée de la sonde ;
- on ajuste les profils obtenus par des gaussiennes ;
- on trace le carré des largeurs en fonction du carré du délai, que l'on ajuste par une droite dont on extrait la pente p ;
- on répète les trois premiers points pour différentes températures, et on trace un abaque $T(p)$, de la température, en fonction de la pente p . Cet abaque se trouve sur la figure A.4 de l'annexe A.

Le détail des calculs est effectué dans l'annexe A. Nous ne résumerons que les résultats obtenus (tableau 3.6). Là encore, on constate qu'il est important de tenir compte de la profondeur de champ de MIGOU qui réduit à nouveau les températures.

Le tableau récapitulatif 3.7 résume l'évolution des températures obtenues en fonctions des effets pris en considération. On remarque que les corrections dues à la durée de la sonde au champ de MIGOU sont importantes. Les températures, une fois ces deux phénomènes pris en compte, sont proches des $140 \mu\text{K}$ mesurés à l'aide de la première méthode du paragraphe 3.2.3.

P_{sonde}	T_x	T_y
1 mW ($s \sim 1$)	190 μ K	164 μ K
14,5 mW ($s \sim 20$)	210 μ K	210 μ K

TAB. 3.6 – Températures obtenues à partir de l'analyse des temps de vol sur la CCD, en prenant en compte, à la fois la durée de l'impulsion de sonde, et la profondeur de champ de MIGOU.

	analyse brute	durée sonde	durée sonde + champ MIGOU
$P_{sonde} = 1$ mW, T_x	340 μ K	250 μ K	190 μ K
$P_{sonde} = 1$ mW, T_y	290 μ K	220 μ K	164 μ K
$P_{sonde} = 14,5$ mW, $T_x = T_y$	370 μ K	275 μ K	210 μ K

TAB. 3.7 – Récapitulatif des températures obtenues, à la suite de l'analyse brute, une fois la durée de la sonde prise en compte, puis une fois la durée de la sonde et le champ de MIGOU pris en compte.

3.2.5 Discussion

Soulignons tout d'abord que la température de l'atome unique mesurée directement est bien en accord avec les estimations de la partie 3.1 qui fixaient une borne supérieure à 100 μ K.

À partir de celle-ci ($T = 65$ μ K), et des fréquences d'oscillations mesurées dans la partie précédente ($f_r = 147,5$ kHz et $f_z = 28$ kHz), on peut calculer l'amplitude du mouvement de l'atome dans le piège, grâce à la formule 3.6. On obtient :

$$\begin{aligned} 2 \sigma_r &\sim 170 \text{ nm} \sim \lambda/4,6 \quad \text{pour le mouvement radial} \\ 2 \sigma_z &\sim 900 \text{ nm} \sim 1,2 \lambda \quad \text{pour le mouvement longitudinal} \end{aligned}$$

Il peut paraître surprenant de trouver une température sub-Doppler pour un atome piégé dans un potentiel si confinant. En effet, pour subir un mécanisme de refroidissement par gradient de polarisation (effet Sisyphe), l'atome doit ressentir les modulations de potentiel (à l'échelle de $\lambda/2$) induites par le réseau optique que constitue le piège magnéto-optique à 780 nm. Or d'après les chiffres que l'on vient de donner, l'atome n'explore pas beaucoup le potentiel modulé. Soulignons que des températures d'atomes uniques similaires (90 μ K) ont été observées dans un piège dipolaire de volume un peu plus grand, créé par deux faisceaux gaussiens contrapropageants, de col $w_0 = 30$ μ m [113].

La valeur de la température des atomes dans le piège dipolaire en régime de fort chargement est validée par deux méthodes différentes. De l'ordre de 150 μ K, elle est donc supérieure à celle obtenue en régime d'atome unique. Ceci peut être dû à des collisions entre la dizaine d'atomes confinés dans un tout petit volume de piégeage.

Le refroidissement évaporatif a déjà été observé dans notre piège dipolaire [82, 109, 110]. Il suffit pour cela de diminuer la profondeur du potentiel en baissant la puissance du laser piège.

En partant d'un piège dipolaire contenant 30 atomes à 140 μK et à la suite d'une rampe linéaire de puissance de 10 mW à 1 mW effectuée en 500 μs , on atteint des températures aussi basses que 3 μK en conservant 13 atomes. Est-il dans ces conditions possible d'atteindre un régime de dégénérescence quantique pour ce petit nuage d'atomes ? Les mesures de température par temps de vol avec l'APD à la suite d'un refroidissement évaporatif ont en effet une double structure : une première décroissance rapide, qui pourrait être celle d'un nuage thermique, puis une décroissance plus lente, correspondant à des atomes beaucoup plus froids. Ces atomes constituent-ils un condensat de Bose-Einstein ? On comprend aisément que notre intensificateur d'images constitue un outil très intéressant pour prouver ou non la présence d'un condensat à 10 atomes. Malheureusement, par manque de temps, nous n'avons pas pu pousser plus loin nos mesures. Remarquons ici que le traitement théorique usuel de la condensation de Bose-Einstein est un traitement statistique qui suppose la dimension du système infini. De fait, la plupart des condensats observés aujourd'hui contiennent plusieurs millions d'atomes. On peut alors s'interroger sur ce qui se passe lorsqu'on essaie de mettre 10 atomes dans le niveau fondamental d'un potentiel. La transition de phase va-t-elle s'estomper ? Quels diagnostics utiliser pour s'assurer de l'état final des atomes ?

Soulignons enfin qu'une expérience restant à faire est la mesure de la température de l'atome unique à l'aide de l'intensificateur d'images et de la caméra CCD. Si cela s'avère possible, ce système d'imagerie, du fait de sa résolution spatiale, constitue un outil de diagnostic très intéressant pour un ensemble de qubits en vue d'une extension à plus grande échelle de notre système.

3.3 Durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire

Notre objectif est de nous servir des atomes uniques comme des qubits. Dans cette perspective, une fois l'état de l'atome caractérisé, il est indispensable d'avoir une idée de la durée pendant laquelle on peut effectivement l'utiliser. Nous allons donc mesurer la durée de vie d'un atome unique dans le piège dipolaire. Cette durée de vie peut être mesurée sous diverses conditions. Une première information cruciale est la durée de vie d'un atome unique « dans le noir » : il s'agit du temps caractéristique pendant lequel on peut conserver l'atome dans le piège dipolaire, sans aucune autre perturbation extérieure, les faisceaux de la mélasse étant éteints. Cette durée de vie sera bien évidemment fortement corrélée au taux de chauffage mesuré précédemment dans le paragraphe 3.2.2.

Dans le contexte de l'information quantique, le contrôle de l'émission des photons par un émetteur unique (l'atome) est aussi très importante. On le verra dans les prochains chapitres, le contrôle de cette fluorescence passe aussi par le contrôle de l'excitation de l'atome. La durée de vie de l'atome soumis à une excitation laser est donc aussi un paramètre que nous devons connaître. Elle nous indiquera le temps pendant lequel l'atome peut fluorescer avant d'être chauffé et de sortir du potentiel.

3.3.1 Durée de vie de l'atome et chauffage

Le chauffage est un des phénomènes pouvant limiter la durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire. Pour un atome piégé dans le noir, les sources de chauffage seront essentiellement la diffusion de photons du piège dipolaire lui-même et de la lumière parasite. Cette lumière parasite peut provenir des faisceaux ralentisseurs qui se propagent non loin du piège dipolaire ou bien des faisceaux du piège magnéto-optique qui sont en principe éteints à l'aide de modulateurs acousto-optiques, mais dont il peut rester des traces, suivant le taux d'extinction des AOM. En

ce qui concerne un atome piégé éclairé par un faisceau laser, le chauffage sera essentiellement une conséquence de cette irradiation.

Nous allons d'abord tenter de modéliser ce phénomène de chauffage. Nous supposons que le potentiel de piégeage est harmonique dans les trois directions de l'espace et s'écrit $V(\vec{r}) = m\omega_0 r^2/2$. Nous supposons également que les atomes uniques sont à l'équilibre thermodynamique à la température T . La densité d'états quantiques vibrationnels $\rho(E)$ d'un tel piège est proportionnelle à E^2 (le calcul se fait rigoureusement de la même manière que celui fait au paragraphe 3.1.2 pour un piège gaussien). En conséquence, la distribution en énergie des atomes dans le piège s'écrit :

$$n(E) \propto \exp\left(\frac{-E}{k_B T}\right) E^2 \quad (3.11)$$

Un atome initialement piégé est soumis à des processus de chauffage. Sa température T va donc augmenter jusqu'à une éventuelle sortie du piège. Nous supposons que les atomes uniques restent à l'équilibre thermodynamique, au cours du chauffage, et que leur distribution en énergie vérifie toujours la formule 3.11 avec simplement une température qui augmente. Si l'on appelle U_0 la profondeur du potentiel réel produit par le faisceau gaussien, on considérera que seuls les atomes qui ont une énergie inférieure à U_0 après chauffage restent piégés. Au cours du chauffage, la probabilité de conserver l'atome dans le piège dipolaire sera donc donnée par l'expression :

$$P(T) = \frac{\int_0^{U_0} n(E) dE}{\int_0^\infty n(E) dE} = 1 - \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \left(1 + \frac{U_0}{k_B T} + \frac{U_0^2}{2k_B^2 T^2}\right) \quad (3.12)$$

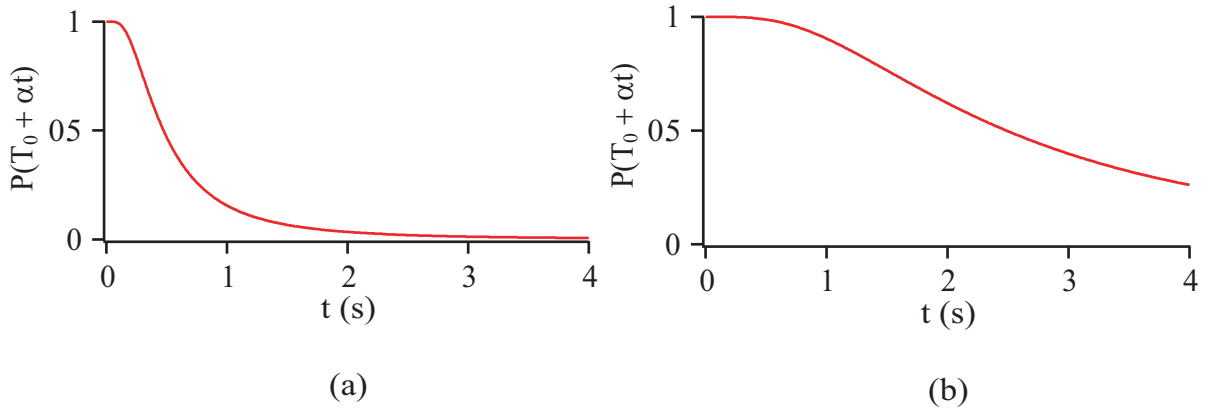


FIG. 3.25 – Courbes de durée de vie obéissant à la formule 3.12. Les paramètres utilisés sont $U_0 = 30$ MHz, $T_0 = 65$ μ K et $\alpha = 1$ μ K/ms pour (a) et $U_0 = 23$ MHz, $T_0 = 65$ μ K et $\alpha = 0,14$ μ K/ms pour (b).

On s'intéresse à l'évolution de cette probabilité au cours du chauffage. Nous sommes donc obligés de faire une hypothèse sur la façon dont croît la température. Si l'on suppose un chauffage linéaire de taux α à partir d'une température initiale T_0 , la probabilité pour l'atome unique d'être conservé dans le piège est simplement $P(T_0 + \alpha t)$. Une telle courbe est reproduite sur la figure 3.25 pour deux jeux de paramètres différents. La courbe 3.25 (a) a été tracée avec les conditions expérimentales mesurées dans la partie précédente, à savoir $U_0 = 30$ MHz, $T_0 = 65$ μ K et

$\alpha = 1 \mu\text{K}/\text{ms}$. L'autre (figure 3.25 (b)) a été tracée pour $U_0 = 24 \text{ MHz}$, $T_0 = 65 \mu\text{K}$ et $\alpha = 0,14 \mu\text{K}/\text{ms}$, correspondant aux conditions de ce paragraphe.

Ces courbes possèdent une tangente horizontale à l'origine et débutent par un plateau. Ceci correspond au fait que, sur la durée du plateau, même si la température augmente, elle est encore largement inférieure à la profondeur du piège. L'atome ne peut donc s'échapper. Ce plateau est d'autant plus court que le taux de chauffage est important. Pour des taux de chauffage très importants, on ne distingue même plus ce plateau et le début de la courbe a plus ou moins l'allure d'une exponentielle décroissante. Quand t tend vers l'infini, la probabilité de conserver l'atome décroît moins vite qu'une exponentielle. La courbe possède une asymptote d'expression $U_0/k_B\alpha t$. Cependant à des échelles de temps de quelques secondes, la durée de vie sera en fait limitée par les collisions avec le gaz résiduel (le vide dans l'enceinte est de l'ordre de quelques 10^{-10} mb) et dans ce cas, on retrouve un comportement exponentiel.

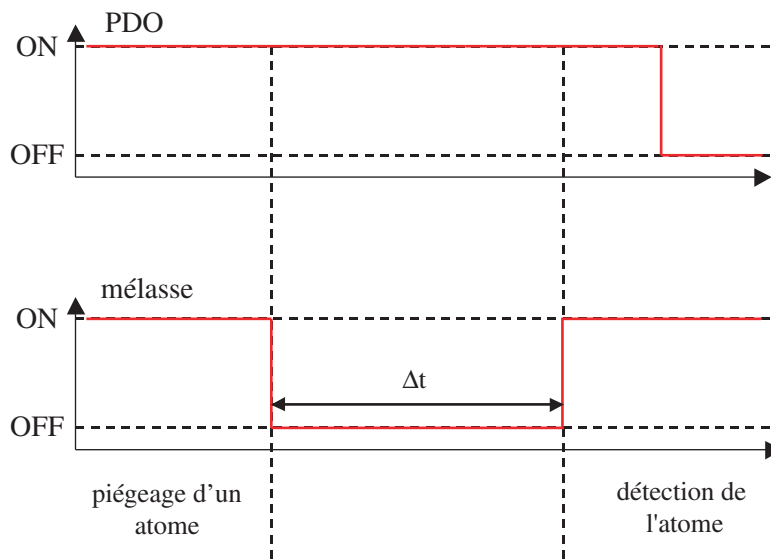


FIG. 3.26 – Séquence temporelle utilisée pour la mesure de la durée de vie « dans le noir » d'un atome unique piégé.

3.3.2 Durée de vie de l'atome dans le noir

La séquence temporelle permettant de mesurer la durée de vie de l'atome unique dans le noir est détaillée sur la figure 3.26 :

1. on charge un atome dans le piège dipolaire (10 ms) ;
2. on coupe les faisceaux de la mélasse ; on laisse l'atome dans le noir, pendant une durée variable Δt ;
3. on rallume les faisceaux de la mélasse (10 ms) ;
4. on éteint le piège dipolaire pour calculer la probabilité de recapture (10 ms).

Cette séquence est réalisée 100 fois avec une résolution temporelle de $505 \mu\text{s}$. Un exemple de la fluorescence moyenne, obtenue sur la photodiode à avalanche pour $\Delta t = 500 \text{ ms}$, est donné sur la figure 3.27 (cet exemple particulier correspond à la moyenne de 1000 séquences temporelles). La façon dont on mesure le taux de recapture dans cette expérience diffère un peu de celle des expériences précédentes. Le niveau de fluorescence moyen pendant la première étape de

la séquence est appelé $N_{capture}$ (voir figure 3.27). Il correspond au niveau de fluorescence d'un atome unique dans le piège dipolaire. Le niveau de fluorescence au moment où l'on rebranche les faisceaux de la mélasse est noté $N_{recapture}(\Delta t)$. Il contient l'information sur le taux de recapture et dépend de Δt . Enfin, le niveau de fluorescence une fois le piège dipolaire éteint, appelé N_{fond} , correspond à un fond lumineux parasite venant essentiellement des faisceaux de la mélasse qui se réfléchissent sur le support de MIGOU. La probabilité de recapture est alors donnée par la formule :

$$P(\Delta t) = \frac{N_{recapture}(\Delta t) - N_{fond}}{N_{capture} - N_{fond}}$$

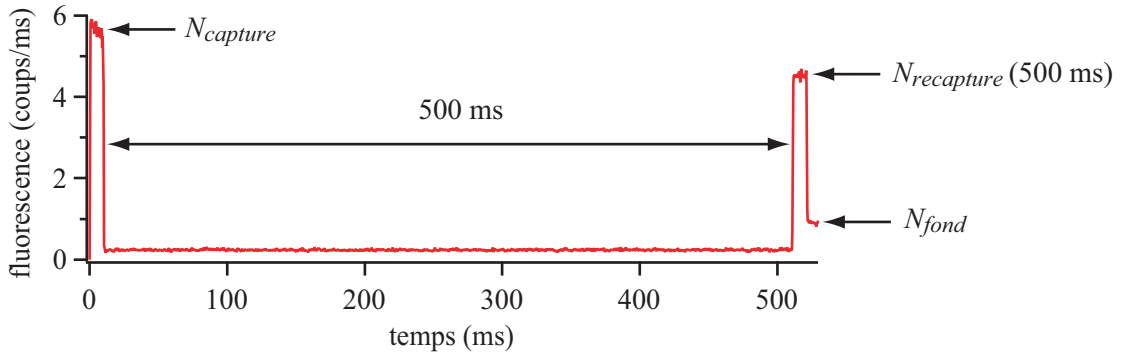


FIG. 3.27 – Fluorescence moyenne obtenue sur la photodiode à avalanche, à la suite de 1000 séquence temporelles de durée de vie (figure 3.26).

Les résultats expérimentaux sont représentés sur la figure 3.28. Ces données ont été obtenues avec une puissance piège d'environ 1,4 mW correspondant à une profondeur de potentiel mesurée de 23 MHz, l'atome unique ayant initialement une température de 65 μK . Les barres d'erreur ont été estimées, à partir de la dispersion des résultats, sur 7 expériences reproduites à Δt fixé. La durée de vie étant de plusieurs secondes, on est obligé de tenir compte des collisions avec le gaz résiduel. Nous avons donc ajusté les données à l'aide de la fonction :

$$P(T) \times \exp(-t/\tau_1) \quad (3.13)$$

où $P(T)$, donné par la formule 3.12, traduit le chauffage lié à la diffusion par l'atome de photons du faisceau piège, et $\exp(-t/\tau_1)$ modélise la probabilité de conserver l'atome dans le piège dipolaire en présence de collision avec le gaz résiduel. Ces deux processus étant indépendants, leurs probabilités respectives peuvent être multipliées. Seuls deux paramètres, le taux de chauffage α et la durée de vie limitée par les collisions τ_1 , sont laissés libres lors de l'ajustement. On obtient la courbe en trait plein de la figure 3.28 avec :

$$\alpha = 0,14 \mu\text{K/ms} \quad \text{et} \quad \tau_1 = 2 \text{ s}$$

Soulignons qu'un ajustement par une simple exponentielle décroissante donne une durée de vie de 1,5 s (courbe en trait pointillé de la figure 3.28) mais ne reproduit pas très bien les données.

L'objectif de ce chapitre est d'obtenir une valeur de la durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire. En ce qui concerne le chauffage, la durée de vie ne sort pas de façon évidente du paramètre α . Toutefois, un temps caractéristique apparaissant dans la formule 3.12 s'écrit :

$$\tau_2 = \frac{(U_0 - k_B T_0)}{k_B \alpha} \sim \frac{U_0}{k_B \alpha}$$

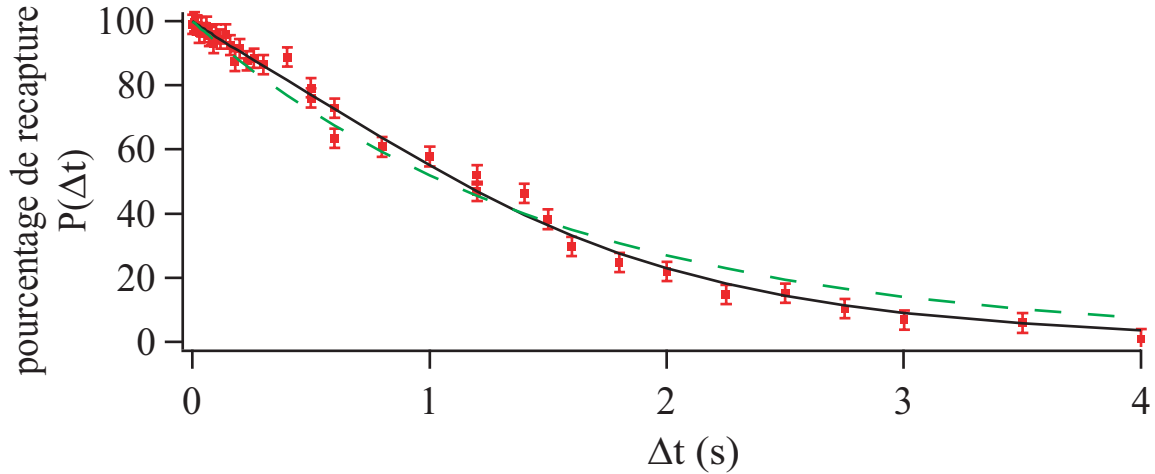


FIG. 3.28 – Mesure de la durée de vie d'un atome unique piégé « dans le noir ». Il s'agit de la probabilité de recapture $P(\Delta t)$ tracée en fonction de Δt , le temps passé dans le piège dipolaire. Les carrés correspondent aux données expérimentales. La courbe en trait pointillé est un ajustement par une exponentielle décroissante, donnant une durée de vie de 1,5 s. La courbe en trait plein est un ajustement par la formule 3.13, donnant $\alpha = 0,14 \mu\text{K/ms}$ et $\tau_1 = 2 \text{ s}$.

correspondant au temps mis pour que l'atome atteigne une température égale à la profondeur du potentiel. D'après l'ajustement, on obtient :

$$\tau_2 = 7,4 \text{ s}$$

En résumé, la durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire est limitée à 2 s par les collisions avec le gaz résiduel, et à 7,4 s par le chauffage. Le facteur limitant est donc le vide.

Soulignons que le taux de chauffage est, ici, presque 10 fois plus faible que celui mesuré au paragraphe 3.2.2. En outre, on se rapproche de la valeur théorique attendue (formule 3.10) si le chauffage est uniquement dû à l'interaction avec le faisceau piège. Ces deux expériences ont été réalisées à six mois d'intervalle. On peut imaginer que les sources techniques de chauffage (fluctuations d'intensité et de pointé du faisceau piège) aient changées. Le fond de lumière parasite peut, lui aussi, avoir été modifié. Si le taux d'extinction de l'AOM des faisceaux du PMO a baissé, il est par exemple possible que l'atome ne soit pas rigoureusement « dans le noir », mais un peu refroidi.

Enfin, nous n'avons pas mentionné jusqu'à présent que la durée de vie a été mesurée après pompage optique de l'atome unique dans le sous niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2$). Au cours de la séquence temporelle, les faisceaux repompeurs de la mélasse sont éteints 1 ms après les faisceaux esclaves. La qualité de cette préparation sera étudiée dans le prochain chapitre.

3.3.3 Durée de vie de l'atome irradié par la sonde

L'objectif dans ce paragraphe est d'avoir une idée du temps passé par un atome unique dans le potentiel, lorsqu'il est soumis à une excitation laser. Cette excitation laser va en effet chauffer l'atome hors du piège. Nous avons décidé de simplement soumettre l'atome à un champ laser continu, proche de résonance en utilisant pour cela le faisceau sonde. On se place en régime

d'atome unique. La séquence temporelle consiste à d'abord piéger un atome à l'aide des faisceaux de la mélasse. Une fois l'atome dans le piège, on éteint les faisceaux de la mélasse, puis 1 ms plus tard, on illumine l'atome pendant 5 ms avec notre faisceau sonde. La sonde est rétro-réfléchiée et accordée très légèrement (2 ou 3 MHz) sur le rouge de la transition atomique de manière à ce que, au début de l'excitation au moins, l'atome bénéficie d'un refroidissement Doppler à une dimension. Bien que l'atome finisse par être chauffé hors du piège, ceci permet de garder l'atome dans le potentiel un peu plus longtemps. La séquence expérimentale est répétée 2000 fois et la fluorescence moyenne est enregistrée. Celle-ci est proportionnelle à la probabilité que l'atome soit encore dans le piège.

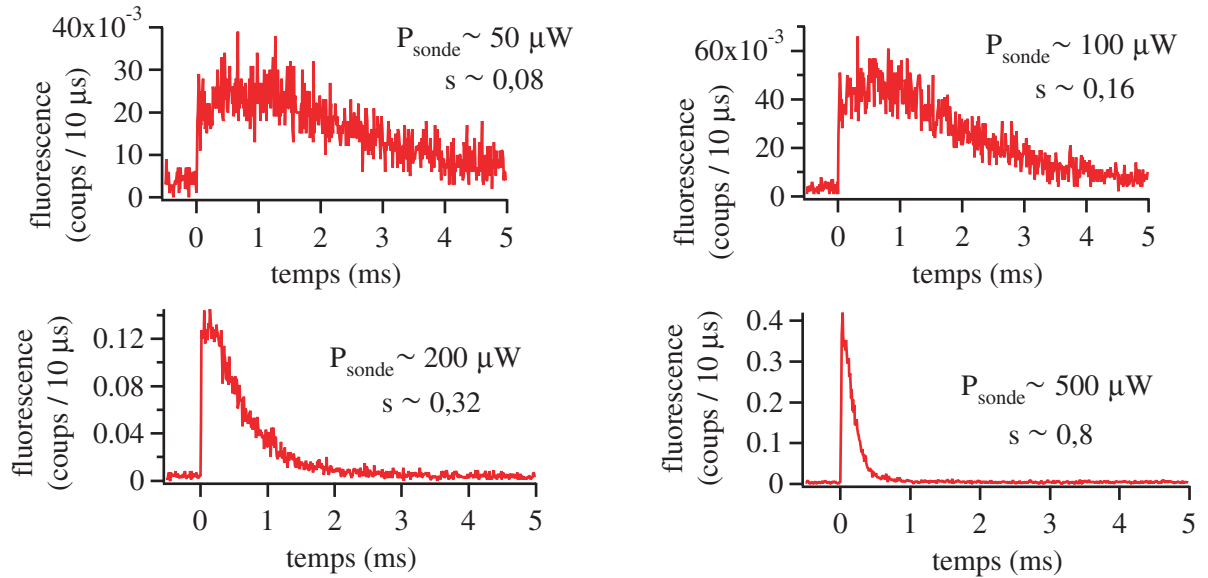


FIG. 3.29 – Fluorescence d'un atome unique induite par le laser sonde au cours du temps pour plusieurs puissance P_{sonde} de ce faisceau. $t = 0$ ms correspond à l'instant où le faisceau sonde est branché. Ces courbes ont bien l'allure des courbes théoriques de la figure 3.28 avec un taux de chauffage qui croît avec P_{sonde} .

Les résultats expérimentaux sont représentés sur la figure 3.29. Nous avons répété l'expérience pour 4 puissances différentes du laser sonde, $P_{sonde} \sim 50, 100, 200$ et $500 \mu\text{W}$ (paramètre de saturation s s'échelonnant de 0,08 à 0,8) pour une puissance piège de 2 mW correspondant à une profondeur du potentiel de 24 MHz. La résolution temporelle est de $10 \mu\text{s}$ et l'origine des temps ($t = 0$ ms) correspond au moment où le faisceau sonde est allumé. Comme on pouvait s'y attendre, plus la puissance sonde augmente, plus le taux de chauffage augmente et donc plus la durée de vie diminue. L'allure des courbes est en fait proche de celle de la figure 3.25 prédit par notre modélisation. Pour les puissances de sonde les plus basses, le plateau à l'origine est parfaitement visible, alors que pour les puissances les plus hautes, l'allure de la courbe se rapproche de celle d'une exponentielle décroissante.

On remarque cependant que le plateau à l'origine n'en est pas vraiment un. Il est en effet bombé. La courbe ne commence pas avec une tangente à l'origine horizontale, mais de pente positive et passe par un maximum au bout d'un certain temps. Nous expliquons ceci par le fait que la sonde est accordée légèrement dans le rouge de la transition atomique de l'atome initialement piégé. Cette sonde chauffe ensuite les atomes qui remontent alors sur les bords du potentiel. La transition atomique diminue donc au cours du chauffage et va se retrouver à un

instant $t > 0$ égale à la fréquence de la sonde. La fluorescence des atomes induite par la sonde va alors être maximale. En conséquence, la fluorescence observée ne correspond pas exactement à la probabilité de conserver l'atome dans le piège au cours du temps ; elle est aussi modulée par le désaccord entre la sonde et la transition atomique qui évolue au cours du chauffage.

On le verra dans les prochains chapitres, l'information tirée de ce type de courbe nous permettra d'optimiser des séquences temporelles d'expériences où l'atome est soumis à une excitation laser, afin, au cours de ces séquences, de garder un atome unique le plus longtemps possible.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons sondé l'atome unique pour en déduire la géométrie exacte du potentiel de piégeage. Nous avons ainsi pu :

- déterminer sa profondeur pour différentes puissances du faisceau piège ;
- estimer les fréquences d'oscillation :

$$f_r \sim 145 \text{ kHz} \quad \text{et} \quad f_z \sim 28 \text{ kHz} ;$$

- déduire son confinement des deux premières informations et confirmer que le col du faisceau piège était submicrométrique, de l'ordre de $0,95 \mu\text{m}$.

Nous avons également mesuré une température de $65 \mu\text{K}$ pour l'atome unique et $150 \mu\text{K}$ pour un petit nuage d'une dizaine d'atomes, par des techniques de temps de vol. Ceci nous a notamment permis de faire une étude préliminaire d'un intensificateur d'images, qui pourrait constituer un outil de diagnostic très intéressant pour un ensemble de qubits, en vue d'une extension de notre système à plus grande échelle. D'après les mesures de température, nous avons estimé l'amplitude du mouvement des atomes comme étant de 170 nm radialement et 900 nm longitudinalement.

Enfin nous avons observé que la durée de vie d'un atome « dans le noir » était limitée à 2 s par les collisions avec le gaz résiduel, et étudié leur durée de vie lorsqu'ils sont éclairés par un laser.

Remarquons que l'information contenue dans l'amplitude du mouvement de l'atome étudiée au paragraphe 3.2.5 peut être exprimée en terme du paramètre de Lamb-Dicke thermique :

$$\begin{aligned} \eta_r^{th} &= \frac{2\pi}{\lambda} \sigma_r \sim 0,7 \quad \text{pour le paramètre de Lamb-Dicke thermique radial} \\ \eta_z^{th} &= \frac{2\pi}{\lambda} \sigma_z \sim 3,6 \quad \text{pour le paramètre de Lamb-Dicke thermique longitudinal} \end{aligned}$$

Ce paramètre compare l'amplitude du mouvement de l'atome avec la longueur d'onde. Or certaines propositions théoriques pour l'intrication de deux atomes, pour réaliser une porte logique à deux qubits ou assurer la violation des inégalités de Bell [55] nécessitent que le paramètre de Lamb-Dicke thermique soit petit devant 1. Ce critère n'est vérifié que radialement.

Le paramètre de Lamb-Dicke est proportionnel à \sqrt{T}/ω (ω étant la fréquence d'oscillation). Il est donc possible de le réduire de deux manières.

- On peut augmenter le confinement du potentiel piégeant, et ainsi accroître les fréquences d'oscillation (formules 1.5 du chapitre 1). Dans notre cas, le fait de rétrofléchir le faisceau piège permettrait de créer un réseau de potentiels séparés de $\lambda/2 \sim 400 \text{ nm}$ dans la direction de propagation. On obtiendrait ainsi une fréquence longitudinale plus importante.
- On peut aussi refroidir l'atome unique dans le niveau vibrationnel fondamental par refroidissement par bandes latérales [83]. Le faisceau piège peut être utilisé comme l'un des faisceaux Raman.

Contrôle de l'état interne de l'atome

Sommaire

4.1	Contrôle des états hyperfins du niveau fondamental	102
4.2	Contrôle des sous-niveaux Zeeman	106
4.3	Contrôle cohérent de la transition fermée	117
4.4	Conclusion	142

Afin d'utiliser l'atome unique comme bit quantique, nous envisageons de coder les états logiques $|0\rangle$ et $|1\rangle$, sur un sous-niveau Zeeman de chacun des deux sous-niveaux hyperfins $F = 2$ et $F = 1$. Le contrôle de l'état interne de l'atome, à l'échelle des sous-niveaux Zeeman est donc important.

Dans ce chapitre, nous commençons par étudier la préparation et la détection de l'atome unique dans les deux sous-niveaux hyperfins fondamentaux $F = 1$ et $F = 2$, indépendamment du sous-niveau Zeeman, ainsi que la durée de vie de ces deux états. Ceci constitue une étape préliminaire vers l'initialisation et la lecture du qubit, et vers le contrôle de la décohérence.

Afin d'atteindre un contrôle de l'état interne à l'échelle des sous-niveaux Zeeman, nous montrons ensuite qu'il est indispensable de mieux définir l'axe de quantification de notre système à l'aide d'un champ magnétique constant. Une fois celui-ci mis en place, nous sommes capables de pomper optiquement l'atome sur la transition fermée $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3)$ de manière efficace, ce qui nous permet d'évaluer l'efficacité globale de collection et de détection de notre système d'imagerie.

Nous montrons ensuite que nous avons atteint un bon contrôle cohérent de la transition fermée, en observant des oscillations de Rabi, sur l'atome unique, entre les niveaux $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2)$ et $(5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3)$. Nous avons conçu, dans ce but, une chaîne laser impulsionnelle, permettant d'éclairer l'atome avec des impulsions de quelques nanosecondes toutes les 200 ns, la puissance crête atteignant environ 10 W. Ceci nous permet de contrôler la fluorescence de l'atome à l'échelle du photon unique, dans la perspective de réaliser l'intrication de deux atomes uniques, conditionnée à la détection des photons qu'ils émettent.

Enfin, nous décrivons l'observation de battements quantiques dans la lumière émise par un atome unique.

4.1 Contrôle des états hyperfins du niveau fondamental

4.1.1 Préparation en $F = 1$ ou $F = 2$

Nous allons montrer dans ce paragraphe que nous sommes capables de préparer avec une bonne efficacité un atome unique soit dans le sous-niveau fondamental hyperfin ($5^2S_{1/2}, F = 1$), soit dans l'autre sous-niveau fondamental hyperfin ($5^2S_{1/2}, F = 2$). Ceci constitue la première étape vers l'initialisation d'un qubit. Nous avons déjà évoqué au chapitre précédent, lors des mesures de durée de vie, la manière de faire une telle initialisation, qui repose sur le pompage optique. Pour préparer un atome unique dans le sous-niveau fondamental hyperfin ($5^2S_{1/2}, F = 1$), il suffit, une fois l'atome piégé grâce aux faisceaux de la mélasse, d'éteindre le repompeur de la mélasse et de ne garder allumée que la diode esclave accordée sur la transition ($5^2S_{1/2}, F = 2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3$). L'atome unique va alors être rapidement pompé en ($5^2S_{1/2}, F = 1$) (on pourra se référer au schéma des niveaux d'énergie du ^{87}Rb mis en jeu en se reportant à la figure 1.3 du chapitre 1). Sur la photodiode à avalanche, la fluorescence de l'atome unique va rapidement disparaître. Inversement, si l'on désire préparer un atome unique dans le sous-niveau fondamental hyperfin ($5^2S_{1/2}, F = 2$), il suffit, une fois l'atome piégé par les faisceaux de la mélasse d'éteindre le faisceau esclave et de ne garder allumée que la diode repompeur accordée sur la transition ($5^2S_{1/2}, F = 1$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 2$). L'atome unique va alors être rapidement pompé en ($5^2S_{1/2}, F = 2$). Sur la photodiode à avalanche, la fluorescence de l'atome unique va rapidement disparaître.

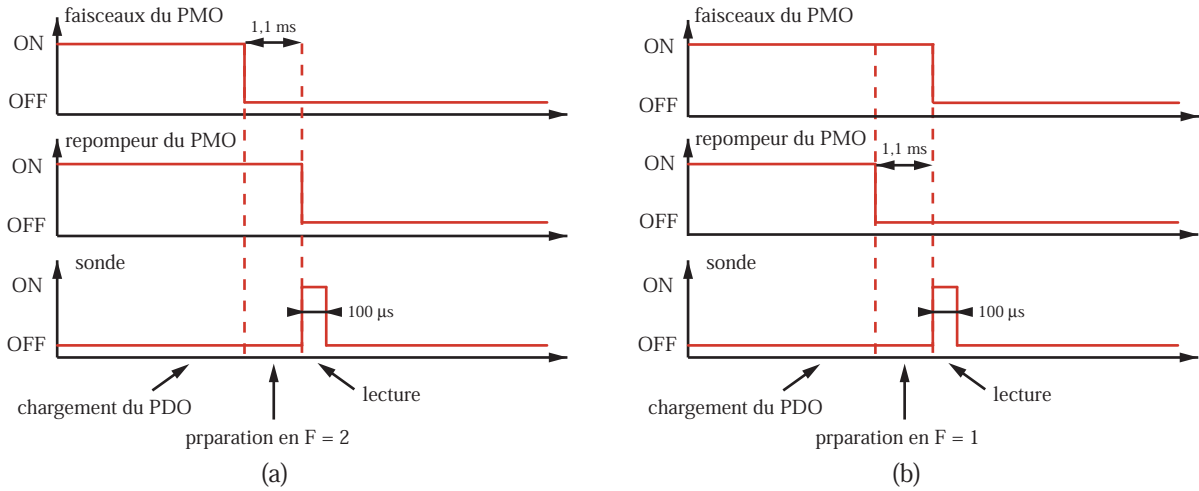


FIG. 4.1 – Séquences temporelles utilisées pour la préparation et la lecture d'un atome unique dans le sous-niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2$) (a) ou ($5^2S_{1/2}, F = 1$) (b).

Il s'agit maintenant de quantifier la qualité de notre préparation. Pour cela on vérifie l'état hyperfin dans lequel se trouvent les atomes en les illuminant à l'aide de notre diode laser sonde fine accordée sur la transition ($5^2S_{1/2}, F = 2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3$). L'atome est irradié pendant une durée de $100 \mu\text{s}$ et ceci en l'absence de repompeur. La puissance sonde utilisée est de $500 \mu\text{W}$ correspondant à un paramètre de saturation $s = I/I_{\text{sat}}$ (à résonance) d'environ 1. Dans ces conditions, si l'atome est correctement préparé en $F = 2$, la sonde le fera fluorescer tandis que s'il est préparé en $F = 1$, il ne verra pas les photons de la sonde qui n'est pas accordée sur la bonne transition. Les séquences temporelles à appliquer à l'atome unique permettant à la fois de le préparer dans un sous-niveau fondamental hyperfin particulier et de vérifier la qualité de

cette préparation sont donc celles de la figure 4.1. La figure 4.1 (a) correspond à une préparation en $F = 1$ tandis que la figure 4.1 (b) correspond à une préparation en $F = 2$. La préparation, consistant à ne laisser allumé que le repompeur ou que l'esclave de la mélasse, dure 1,1 ms. Ces séquences sont répétées 250 fois avec une résolution temporelle de $5 \mu\text{s}$. La fluorescence moyenne obtenue pour les deux expériences différentes est reproduite sur la figure 4.2. Comme prévu, au moment de l'impulsion de sonde, on observe un pic de fluorescence très net lorsque les atomes ont été préparés en $F = 2$ (figure 4.2 (a)) et pratiquement aucun pic dans le cas contraire (figure 4.2 (b)). Cette façon de vérifier notre initialisation constitue une lecture de l'état de l'atome. Il s'agit là encore de la première étape vers, non seulement l'initialisation, mais aussi la lecture de l'état d'un qubit.

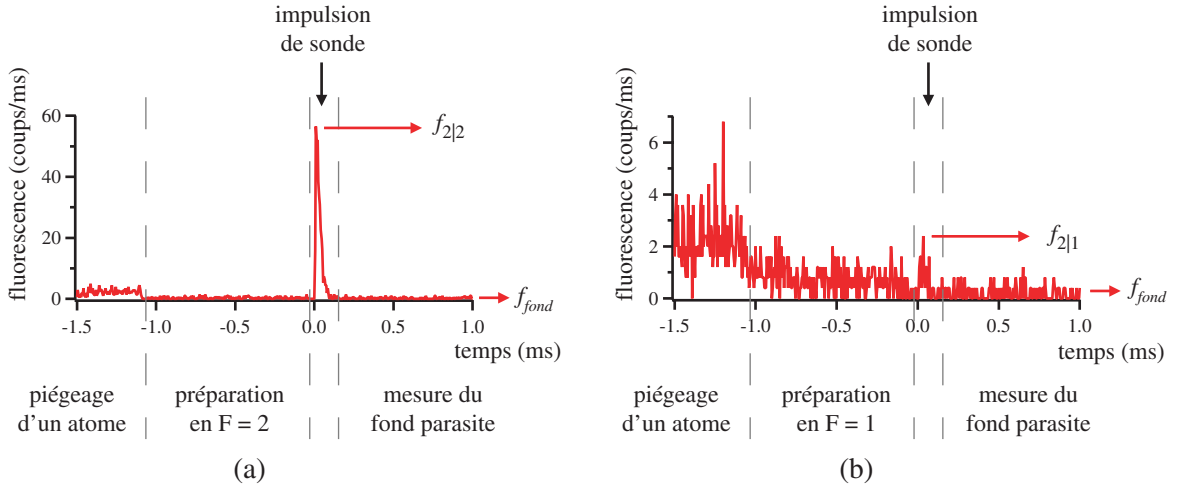


FIG. 4.2 – Fluorescence moyenne obtenue sur la photodiode à avalanche lorsqu'on utilise les séquences temporelles de la figure 4.1 permettant la préparation et la lecture d'un atome unique dans le sous-niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2$) (a) ou ($5^2S_{1/2}, F = 1$) (b).

Pour quantifier la qualité de notre préparation, on évalue la fluorescence pic induite par la sonde lorsque l'atome est préparé en $F = 2$ que l'on note $f_{2|2}$ (sur la figure 4.2 (a) $f_{2|2} \sim 53,2$ coups/ms). On effectue en réalité une moyenne sur les quelques points situés au sommet du pic. $f_{2|2}$ nous renseigne sur la probabilité de trouver l'atome en $F = 2$ lorsqu'on l'a préparé en $F = 2$. On évalue sur les mêmes points la fluorescence moyenne lorsque l'atome est préparé en $F = 1$ appelée $f_{2|1}$ (sur la figure 4.2 (b) $f_{2|1} \sim 1,5$ coups/ms). $f_{2|1}$ nous renseigne sur la probabilité de trouver l'atome en $F = 2$ lorsqu'on l'a préparé en $F = 1$. On mesure également, lorsque la sonde est éteinte, le fond parasite dû aux coups d'obscurité des photodiodes à avalanche et aux diverses sources de lumière parasite (f_{fond} sur la figure 4.2). Ce fond donne, par pas de résolution temporelle, une fluorescence de l'ordre de 0,22 coups/ms. Pour quantifier l'efficacité de notre préparation, il nous aurait aussi fallu mesurer, $f_{1|2}$ respectivement $f_{1|1}$, la fluorescence des atomes en $F = 1$ après une préparation en $F = 2$, respectivement $F = 1$. Les efficacités de préparation en $F = 1$ et $F = 2$ sont alors données par les expressions :

$$\eta_{F=1} = \frac{f_{1|1} - f_{fond}}{f_{1|1} + f_{2|1} - 2f_{fond}} \quad \text{et} \quad \eta_{F=2} = \frac{f_{2|2} - f_{fond}}{f_{2|2} + f_{1|2} - 2f_{fond}}$$

N'ayant pas de faisceau sonde accordé sur une transition partant de $F = 1$, nous n'avons pu mesurer $f_{1|1}$ et $f_{1|2}$. Toutefois, nous allons faire l'hypothèse que $f_{1|2} = f_{2|1}$. Connaissant la

paramètre de saturation $s \sim 1$ du faisceau sonde ainsi que l'efficacité globale de détection de 0,6 % (mesurée plus loin dans ce chapitre), on s'attend à une fluorescence d'environ 56 coups/ms, ce qui est proche de celle mesurée sur la figure 4.2 (a). Nous estimons donc que notre efficacité de préparation est proche de 1 à la fois en $F = 1$ et $F = 2$. Notre hypothèse revient à supposer que les défauts de préparation sont les mêmes dans les deux cas. Sachant également que $f_{2|2} + f_{1|2} = f_{1|1} + f_{2|1}$, on en déduit :

$$\eta_{F=1} = \eta_{F=2} = \frac{f_{2|2} - f_{fond}}{f_{2|2} + f_{2|1} - 2f_{fond}} \sim 98 \%$$

Cette efficacité contient en fait la qualité de la préparation et celle de la lecture. Chacune indépendamment possède donc une efficacité supérieure à 98 %.

On peut également s'intéresser au temps nécessaire pour détecter qu'un atome est dans l'un des sous-niveaux hyperfins fondamentaux. Supposons un atome unique en $F = 2$, éclairé par un faisceau sonde saturant. Son taux de fluorescence sera donc de $\Gamma/2$ où $\Gamma/2\pi = 6$ MHz est la largeur naturelle du niveau excité. Compte tenu de l'efficacité globale de collection et de détection de 0,6 % (mesurée au paragraphe 4.2.3 de ce chapitre), 11,4 photons émis par l'atome seront enregistrés en moyenne pendant 100 μ s. Pendant la même période, 0,022 photons provenant du fond de lumière parasite seront également collectés ($f_{fond} \sim 0,22$ coups/ms). En supposant que ces deux sources émettent de façon poissonnienne, la probabilité de détecter en 100 μ s plus de deux photons provenant du fond est négligeable, et la probabilité que l'atome soit en $F = 2$ si l'on détecte plus de deux photons est 0,9999. Par conséquent, 100 μ s suffisent à lire l'état de l'atome avec une probabilité unité.

4.1.2 Durée de vie en $F = 1$ et $F = 2$

Une fois un atome unique préparé dans l'un des deux sous-niveaux fondamentaux hyperfins, l'étape suivante consiste à se demander combien de temps il y reste. Dans la perspective d'utiliser un sous-niveau Zeeman de chacun des deux sous-niveaux fondamentaux hyperfins du ^{87}Rb comme états logiques d'un bit quantique, mesurer leur durée de vie τ_{rel} revient donc à mesurer le temps de relaxation du qubit.

La mesure

Mesurer la durée de vie d'un atome unique dans l'état ($5^2S_{1/2}, F = 2$) revient en fait à déterminer ce que l'on appellera par la suite le taux de dépompage du sous-niveau ($5^2S_{1/2}, F = 2$) vers le sous-niveau ($5^2S_{1/2}, F = 1$). Inversement, mesurer la durée de vie de l'atome dans l'état ($5^2S_{1/2}, F = 1$) revient à déterminer le taux de pompage du sous-niveau ($5^2S_{1/2}, F = 1$) vers le sous-niveau ($5^2S_{1/2}, F = 2$). Ces mesures sont calquées sur les mesures du paragraphe précédent. Il suffit simplement de les reproduire en attendant un temps Δt variable avant d'envoyer l'impulsion de sonde. Ainsi, si l'on a préparé l'atome en $F = 2$, un dépompage vers $F = 1$ se traduira par une baisse du pic de fluorescence induit par la sonde apparaissant sur la figure 4.2 (a). Inversement, si l'on a préparé l'atome en $F = 1$, un pompage vers $F = 2$ se traduira par l'apparition d'un pic de fluorescence induit par la sonde, celui-ci étant à peine visible sur la figure 4.2 (b). L'expérience consiste donc simplement à mesurer la hauteur du pic en fonction du délai Δt au bout duquel est envoyé l'impulsion de sonde, soit après une préparation en $F = 1$, soit après une préparation en $F = 2$. Les données expérimentales sont présentées sur la figure 4.3. Elles ont été obtenues en utilisant une diode laser en cavité étendue comme faisceau piège de

puissance 2 mW. La préparation dans l'état $F = 1$ ou $F = 2$, consistant à ne laisser allumé que le repompeur ou que l'esclave de la mélasse, dure 1 ms. La lecture de l'état de l'atome se fait à l'aide d'une impulsion sonde de durée 100 μs et de puissance 500 μW ($s \sim 1$). La fluorescence est enregistrée avec une résolution temporelle de 5 μs et moyennée sur 300 séquences temporelles. Notons que lors de chaque moyenne, une mesure du fond de lumière parasite est effectuée, afin de le soustraire à la hauteur du pic. Ce fond donne un nombre moyen de coups par pas de résolution d'environ 0,27 coups/10 ms.

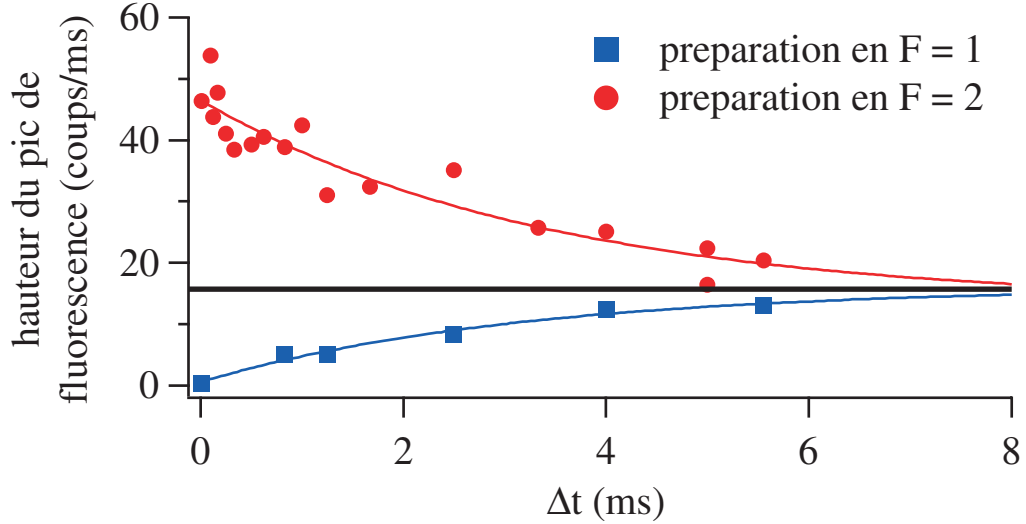


FIG. 4.3 – Durée de vie d'un atome unique dans l'un des sous-niveaux fondamentaux $F = 1$ ou 2 . La probabilité pour l'atome d'être dans l'état $F = 2$ au bout d'un temps Δt après la préparation dans l'un des sous-niveaux fondamentaux est proportionnelle à la hauteur du pic de fluorescence induite par le faisceau sonde accordé sur la transition $(5^2S_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3)$, irradiant les atomes à Δt . Les données expérimentales (les carrés et les ronds) sont ajustées par des fonctions exponentielles (trait plein). On en déduit une durée de vie d'environ 3,3 ms.

Les courbes en trait plein apparaissant sur la figure 4.3 sont des ajustements des données expérimentales par des exponentielles. On en déduit :

- la durée de vie dans l'état $F = 2$:

$$\tau_{rel} = 3,4(\pm 1,9) \text{ ms}$$

- la durée de vie dans l'état $F = 1$:

$$\tau_{rel} = 3,2(\pm 1,1) \text{ ms}$$

Les durées de vie dans les deux sous-niveaux fondamentaux sont donc identiques. En outre, la probabilité pour l'atome d'être dans l'état $F = 1$ en régime stationnaire est d'environ 30 %, tandis que la probabilité d'être dans l'état $F = 2$ tend vers 70 %.

Comparaison avec la théorie

Une des causes de la relaxation des niveaux fondamentaux $F = 1$ et $F = 2$ est la diffusion de la lumière du faisceau piège par des processus Raman spontanés [114, 115]. Le taux de relaxation, τ_{rel} , peut être obtenu à l'aide de la formule de Kramers-Heisenberg [116]. Ce calcul est fait,

pour l'atome de ^{85}Rb , dans la référence [115] : pour un faisceau piège à 810 nm, d'intensité $0,79 \text{ MW/cm}^2$, $\tau_{rel} \sim 10 \text{ ms}$.

Nous avons réalisé l'expérience avec un faisceau piège de puissance de 2 mW, focalisé sur $0,9 \mu\text{m}$, correspondant à une intensité de $0,16 \text{ MW/cm}^2$. Le taux de relaxation étant inversement proportionnel à l'intensité [115], on s'attend à ce que, pour nos expériences :

$$\tau_{rel} \sim 50 \text{ ms}$$

Le taux de relaxation mesuré est donc un ordre de grandeur en dessous de celui attendu. Il existe donc une cause supplémentaire de dépompage que nous attribuons à la lumière parasite. Elle peut provenir des faisceaux ralentisseurs qui se propagent non loin du piège dipolaire ou bien des faisceaux du piège magnéto-optique qui sont en principe éteints à l'aide de modulateurs acousto-optiques, mais dont il peut rester des traces, suivant le taux d'extinction des AOM. Une manière de s'affranchir du fond de lumière parasite serait de bloquer les faisceaux à l'aide d'obturateurs mécaniques, pendant l'expérience.

4.2 Contrôle des sous-niveaux Zeeman

Les états logiques d'un qubit constitué par un atome unique de ^{87}Rb peuvent être choisis de la manière suivante :

$$|0\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = \pm 1\rangle \quad \text{et} \quad |1\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2\rangle$$

car on peut préparer ces états facilement par pompage optique. On peut également utiliser :

$$|0\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle \quad \text{et} \quad |1\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$$

car on peut également préparer ces états par pompage optique, et qu'il sont insensibles aux champs magnétiques. Il s'avère donc important de pouvoir préparer ou détecter un atome unique dans l'un des sous-niveaux Zeeman particuliers.

Par ailleurs, l'ensemble des mesures de déplacements lumineux du chapitre 3 repose sur l'hypothèse suivante : un atome irradié par notre sonde polarisée circulairement est rapidement pompé dans le sous-niveau Zeeman fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) avant de cycloper sur la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$). Cette hypothèse reste à vérifier. Nous avons en effet affirmé jusqu'à présent que l'axe de quantification était déterminé par la direction de polarisation du faisceau laser piège qui est linéaire. Mais un champ magnétique résiduel suffisamment intense et de direction différente modifierait alors la direction de l'axe de quantification. Or dans le paragraphe 3.1.2 du chapitre 3, lors de la mesure des déplacements lumineux en présence d'un champ magnétique, nous avons soupçonné la présence d'un tel champ résiduel. Par ailleurs un défaut dans la polarisation de la sonde aurait aussi pour effet de diminuer l'effet du pompage optique. Il existe deux origines possibles pour un défaut de polarisation :

- La direction de propagation de la sonde fait un petit angle (inférieur à 5°) avec la verticale qui correspond à la direction de polarisation du faisceau piège. On ne peut donc rigoureusement polariser notre sonde circulairement par rapport à cette direction. Du fait de cet angle, la polarisation des photons possède une faible composante π .
- Si la polarisation de notre sonde n'est pas pure, elle peut contenir quelques photons polarisés σ^- .

Pour pouvoir tester par exemple la préparation d'un atome unique dans le sous-niveau Zeeman ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$), étudier les défauts de polarisation de la sonde ou bien vérifier que l'atome cycle correctement sur la transition fermée, il faut pouvoir étudier la polarisation de la lumière collectée. Jusqu'à présent nous n'avions accès qu'à la polarisation émise horizontalement, du fait de la présence du cube dans notre imagerie servant à différencier la voie de détection du faisceau piège dipolaire (voir figure 1.8 du chapitre 1). Nous avons en conséquence décidé de remplacer ce cube par une lame séparatrice dichroïque.

4.2.1 Lame dichroïque et contraste en polarisation

Initialement notre système d'imagerie contenait un cube à séparation de polarisation permettant de découpler la voie de l'imagerie du faisceau piège. Nous ne pouvions donc observer que la lumière collectée ayant une polarisation horizontale. Dorénavant, nous qualifierons cette polarisation de *perpendiculaire*, notée \perp , car sa direction est perpendiculaire à l'axe de polarisation vertical du piège dipolaire correspondant à l'axe de quantification. Pour pouvoir détecter la lumière de fluorescence selon l'autre polarisation (dorénavant appelée polarisation *parallèle*, notée \parallel), nous avons remplacé le cube de l'imagerie par une lame séparatrice dichroïque (figure 4.4). Nous verrons plus loin que ces polarisations \parallel et \perp sont différentes des polarisations π et σ émises par l'atome.

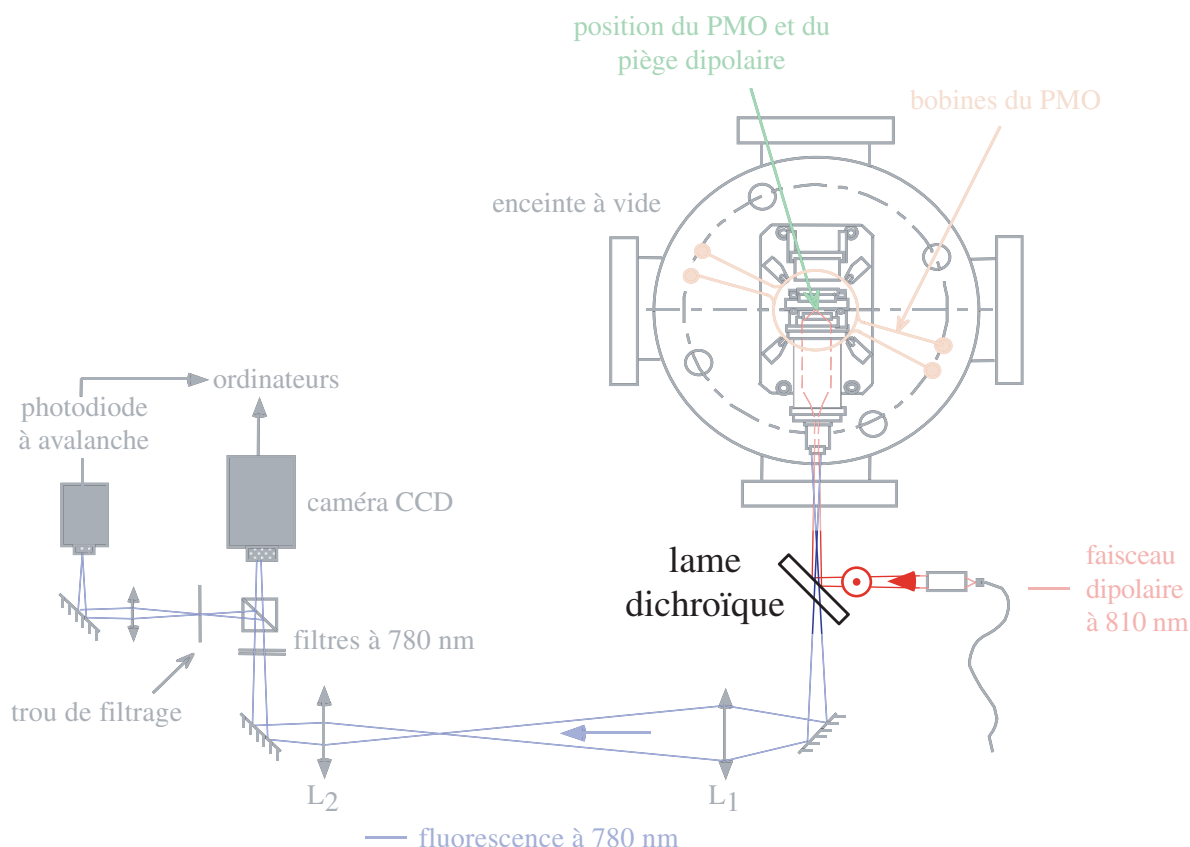


FIG. 4.4 – Modification du dispositif d'imagerie : pour découpler la voie de l'imagerie du faisceau piège, nous avons remplacé le cube à séparation de polarisation de la figure 1.8 du chapitre 1 par une lame séparatrice dichroïque.

Nous avons mesuré les spécifications techniques de cette lame dichroïque. À 810 nm, son coefficient de réflexion en polarisation verticale est supérieur à 99,8 % (il est de 8,7 % en polarisation horizontale). Nous l'utiliserons donc en réflexion pour envoyer dans MIGOU notre faisceau piège polarisé verticalement. À 780 nm, son coefficient de transmission est de l'ordre de 99,6 % en polarisation verticale et de l'ordre de 97,9 % en polarisation horizontale. Elle va donc nous permettre de collecter, avec une très bonne efficacité, la lumière de fluorescence sortant de MIGOU, et ceci quelle que soit la polarisation.

Nous allons maintenant introduire un paramètre pour l'ensemble des expériences de ce chapitre et du chapitre suivant pour lesquelles on s'intéresse à la polarisation de la lumière émise par les atomes. Il s'agit du contraste en polarisation C . Appelons R_{\perp} le taux de fluorescence détecté en polarisation \perp et R_{\parallel} le taux de fluorescence détecté en polarisation \parallel . Nous définirons le contraste en polarisation de la manière suivante :

$$C = \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{R_{\perp} + R_{\parallel}}$$

C est un nombre compris entre -1 et 1 qui nous renseigne sur la nature de la polarisation détectée. C vaudra -1 (respectivement 1), si l'on ne détecte que de la lumière polarisée \parallel (respectivement \perp). Pour pouvoir accéder à ce paramètre, il faut être capable de mesurer indépendamment R_{\perp} et R_{\parallel} . C'est l'utilité de la lame demi-onde placée dans le système d'imagerie juste avant le cube à séparation de polarisation, lui-même placé avant la caméra CCD et l'APD (figure 4.4). Cette lame nous permettait jusqu'à présent de choisir d'envoyer la lumière de fluorescence, soit sur la photodiode, soit sur la caméra. Elle nous servira maintenant à envoyer sur la photodiode à avalanche, soit la polarisation \perp , soit la polarisation \parallel .

Souvenons-nous ici que notre axe de quantification correspond à l'axe vertical z et que nous observons la lumière émise dans la direction horizontale y (voir figure 4.5). Les photons émis sur une transition σ^+ ou σ^- seront donc en principe détectés avec une polarisation \perp alors que les photons émis sur une transition π seront en principe détectés avec une polarisation \parallel . Ceci serait vrai si l'ouverture numérique de notre objectif de collection était suffisamment faible. Du fait de notre ouverture numérique très importante (N.A. = 0,7), une partie de la lumière émise avec une polarisation σ sera détectée avec une polarisation \parallel . Pour comprendre cela, et parce que c'est un chiffre qui nous servira pour nos expériences, nous allons maintenant calculer le contraste auquel on doit s'attendre, si l'atome n'émet que de la lumière polarisée σ^+ .

Dans une vision classique, la lumière est émise par notre atome alcalin avec une polarisation σ^+ lorsque l'électron de la dernière couche de valence tourne autour du noyau avec un mouvement circulaire dans le plan horizontal (\vec{x}, \vec{y}) (voir figure 4.5). Dans un repère cartésien d'origine le noyau de notre atome de ^{87}Rb , la position ainsi que l'accélération de l'électron au cours du temps seront de la forme $A [\cos(\omega t) \vec{x} + \sin(\omega t) \vec{y}]$ où A est une constante. Le champ rayonné par notre dipôle est alors proportionnel à la projection de l'accélération de l'électron dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. Exprimons alors le champ rayonné par notre atome au niveau de la première lentille de MIGOU en coordonnées sphériques :

$$\begin{aligned} \vec{E} \propto & \cos \theta [\cos(\omega t) \cos \phi + \sin(\omega t) \sin \phi] \vec{e}_{\theta} \\ & + [\sin(\omega t) \cos \phi - \cos(\omega t) \sin \phi] \vec{e}_{\phi} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Le champ rayonné possède donc à son arrivée sur MIGOU non seulement une composante selon \vec{e}_{ϕ} , mais aussi une composante selon \vec{e}_{θ} . À travers l'ensemble des optiques de MIGOU, la

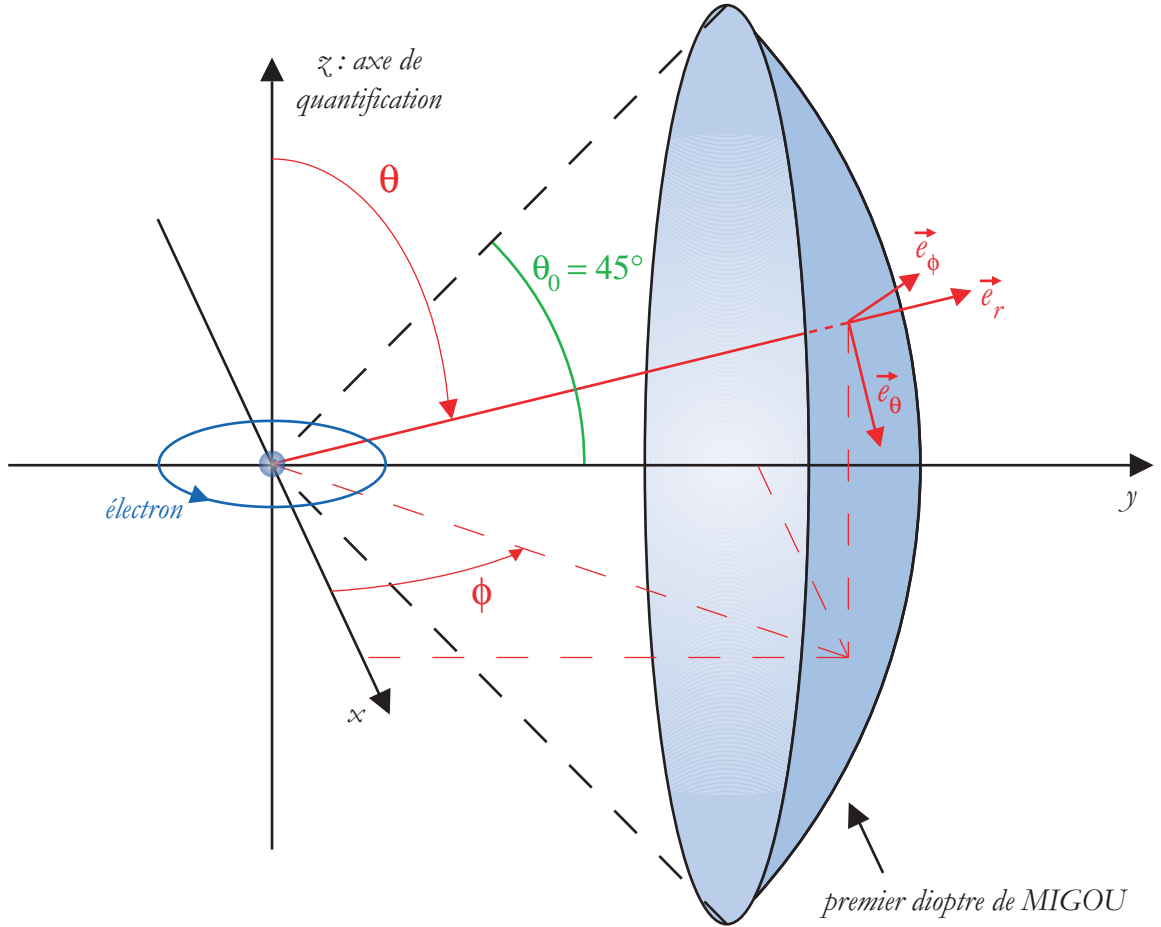


FIG. 4.5 – Le noyau de notre atome de ^{87}Rb , placé au foyer de MIGOU constitue l'origine du repère cartésien (x, y, z) . Le premier dioptre de MIGOU est sphérique. Si l'atome n'effectue que des transitions σ^+ , le mouvement de son électron de valence est circulaire dans le plan (x, y) . Le champ rayonné au niveau de MIGOU est décrit dans le repère sphérique $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$.

composante selon \vec{e}_ϕ sera détectée comme étant de polarisation \perp tandis que la composante selon \vec{e}_θ sera détectée comme étant de polarisation \parallel . Nous comprenons alors pourquoi même si l'atome n'effectue que des transitions σ^+ , une partie de la lumière détectée sera de polarisation \parallel . Du fait de notre grande ouverture numérique, une partie non négligeable du champ rayonné arrive sur MIGOU avec un composante selon \vec{e}_θ . À partir de l'équation 4.1, nous allons calculer l'intensité lumineuse $I_\theta(\theta, \phi)$ polarisée selon \vec{e}_θ . Il suffit de prendre le carré de la composante correspondante. Après une moyenne temporelle sur un temps caractéristique grand devant $1/\omega$, on obtient :

$$I_\theta(\theta, \phi) \propto \cos^2 \theta$$

De même l'intensité rayonnée avec une polarisation selon \vec{e}_ϕ s'écrit :

$$I_\phi(\theta, \phi) \propto 1$$

Pour connaître R_\perp (respectivement R_\parallel), la totalité de la fluorescence détectée avec une polarisation \perp (respectivement \parallel), il reste à intégrer $I_\phi(\theta, \phi)$ (respectivement $I_\theta(\theta, \phi)$) sur la surface du premier dioptre de MIGOU. Il s'agit, comme le montre la figure 4.5, d'une calotte sphérique

de centre l'atome unique (celui-ci est en effet au foyer de MIGOU, centre du dioptré sphérique). Une ouverture numérique de 0,7 correspond à un demi-angle d'ouverture θ_0 de 45° . Il faudra donc intégrer en θ de $\pi/4$ à $3\pi/4$. En ce qui concerne ϕ , il faut intégrer de $\phi_0(\theta)$ à $\pi - \phi_0(\theta)$ avec :

$$\phi_0(\theta) = \arccos \left(\sqrt{\frac{\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \theta}{\sin^2 \theta}} \right) = \arccos \left(\sqrt{\frac{1 - 2 \cos^2 \theta}{2 \sin^2 \theta}} \right)$$

d'où :

$$R_{\perp} \propto \int_{\pi/4}^{3\pi/4} \left(\int_{\phi_0(\theta)}^{\pi - \phi_0(\theta)} d\phi \right) I_{\phi}(\theta, \phi) \sin \theta d\theta \quad \text{et} \quad R_{\parallel} \propto \int_{\pi/4}^{3\pi/4} \left(\int_{\phi_0(\theta)}^{\pi - \phi_0(\theta)} d\phi \right) I_{\theta}(\theta, \phi) \sin \theta d\theta$$

Une fois le calcul effectué de façon numérique, on en déduit :

$$\text{le contraste en polarisation} \quad C = \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{R_{\perp} + R_{\parallel}} \sim 0,77 \quad \text{et le rapport} \quad \frac{R_{\parallel}}{R_{\perp} + R_{\parallel}} \sim 0,12.$$

Ce qu'il nous faut retenir pour la suite, c'est que même si l'atome émet des photons polarisés σ^+ , la fluorescence détectée contiendra quand même 12 % de photons polarisés \parallel et que le contraste théorique maximum que l'on peut atteindre n'est que de 0,77.

4.2.2 Application d'un champ magnétique vertical

L'objectif premier de ce paragraphe est de détecter la présence d'un éventuel champ magnétique résiduel, et s'il y a lieu, de s'en affranchir. L'objectif secondaire est de caractériser, et éventuellement d'améliorer, la qualité du pompage optique vers la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$) lorsque l'on illumine un atome unique avec de la lumière polarisée σ^+ . Dans le cas où la lumière d'excitation est parfaitement polarisée et en l'absence de champ parasite, l'atome pompé optiquement vers la transition fermée n'émettra que des photons polarisés σ^+ . D'après le paragraphe précédent, nous devrions obtenir, à la détection, un contraste en polarisation égal au maximum théorique $C = 0,77$.

La présence d'un champ magnétique résiduel selon une autre direction que celle de l'axe de quantification se traduira par une précession de Larmor du moment magnétique atomique autour de la direction du champ total. Les états propres du système ne sont plus ceux calculés à partir d'un axe de quantification parallèle à la polarisation du faisceau piège. Un atome initialement piégé dans l'état ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) va rapidement se retrouver sur une superposition de sous-niveaux Zeeman. Ceci se traduira par l'apparition dans la lumière de fluorescence de photons polarisés π et induira une chute du contraste C .

De même, un défaut de polarisation (voir discussion au début du paragraphe 4.2) induira des transitions π ainsi qu'une chute du contraste.

Étude du contraste en polarisation

L'idée ici est d'étudier le contraste en polarisation en fonction d'un champ magnétique constant B_z orienté verticalement. Ce champ va en fait permettre de plus ou moins bien définir notre axe de quantification comme étant l'axe vertical. Supposons qu'il existe un champ magnétique parasite suffisant pour dévier la direction de l'axe de quantification par rapport à l'axe vertical. Imposer un champ B_z contrôlé suffisamment intense permettra de rapprocher l'axe de quantification de l'axe z . Nous avons déjà vu dans le paragraphe 3.1.2 du chapitre 3 comment

mettre en place un champ magnétique constant orienté verticalement. On branche simplement en configuration Helmholtz les bobines du piège magnéto-optique qui ne nous servent pas en régime atome unique.

La séquence temporelle utilisée est représentée sur la figure 4.6. Une fois un atome piégé avec les faisceaux de la mélasse (esclave et repompeur), on le prépare dans le sous-niveau fondamental $F = 2$ en éteignant l'esclave et en laissant le repompeur allumé pendant 1 ms. Durant cette milliseconde, on allume aussi le courant dans les bobines pour mettre en place le champ magnétique vertical constant. On envoie ensuite une impulsion de sonde de $200 \mu\text{W}$ ($s \sim 10$) durant 1 ms. On a pris soin de faire au préalable des mesures de déplacements lumineux (voir paragraphe suivant), afin d'accorder la fréquence de la sonde proche de la transition atomique. En présence d'un champ magnétique, cette transition est déplacée par effet Zeeman (voir paragraphe 3.1.2 du chapitre 3). Le champ magnétique constant est ensuite éteint, puis 1 ms plus tard, on branche à nouveau les faisceaux de la mélasse pendant 5 ms. En fin de séquence, on éteint le piège dipolaire optique afin de remonter au taux de recapture (voir paragraphe 1.4.4 du chapitre 1). La fluorescence enregistrée à l'aide de notre photodiode à avalanche avec une résolution temporelle de $5 \mu\text{s}$ est moyennée sur 250 séquences.

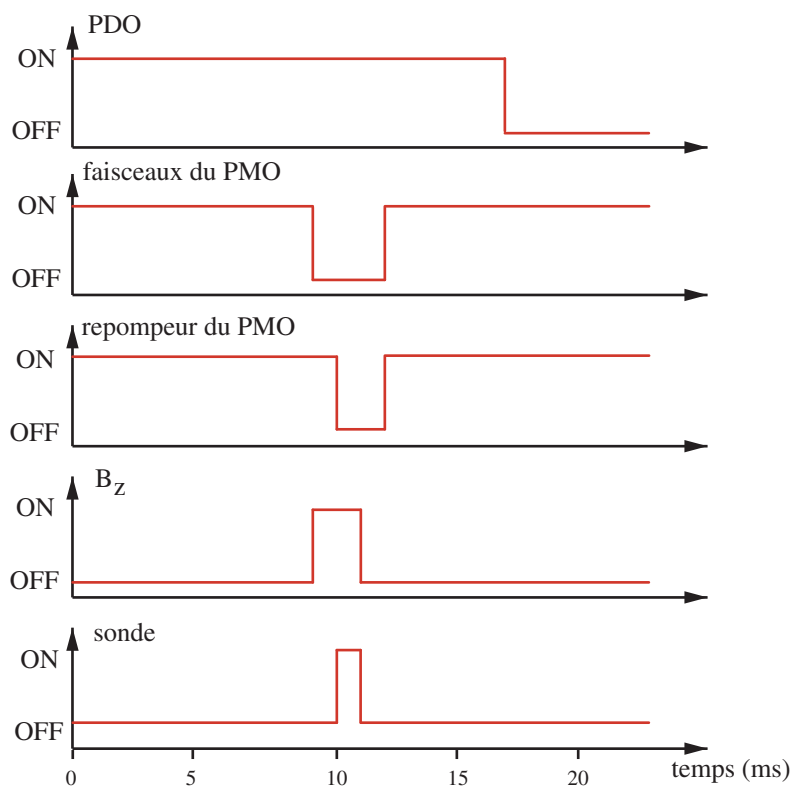


FIG. 4.6 – Séquence temporelle utilisée pour l'étude du contraste en polarisation en fonction d'un champ magnétique vertical constant.

L'allure de la fluorescence moyenne est proche de celle de la figure 4.2. L'impulsion de sonde produit un pic de fluorescence. De la courbe expérimentale, on peut tirer la hauteur du pic, le nombre de photons détectés pendant l'impulsion de sonde (en calculant l'aire du pic), et la probabilité de recapture en fin de séquence. On reproduit cette expérience pour différentes valeurs de B_z . En outre on effectue alternativement l'expérience en détectant la fluorescence polarisée \perp ou en détectant la fluorescence polarisée \parallel . Il suffit pour cela de tourner, entre deux mesures, la

lame demi-onde de la figure 4.4. On calcule, pour un champ B_z donné, le contraste en polarisation à partir du nombre de photons détectés pendant l'impulsion de sonde (aire du pic) grâce à la formule :

$$C = \frac{A_{\perp}^{pic} - A_{\parallel}^{pic}}{A_{\perp}^{pic} + A_{\parallel}^{pic}}$$

où A_{\perp}^{pic} (respectivement A_{\parallel}^{pic}) est l'aire du pic de fluorescence induit par la sonde en polarisation \perp (respectivement \parallel). Notons ici, que la fluorescence moyenne obtenue pendant la milliseconde suivant l'impulsion de sonde pendant la séquence temporelle (figure 4.6) nous renseigne sur le fond de lumière parasite et les coups d'obscurité de l'APD. Comme pour les expériences déjà décrites, nos données sont corrigées de ce fond. Les résultats obtenus pour une puissance de piégeage de 1,5 mW sont présentés sur la figure 4.7. Il s'agit du contraste en polarisation C tracé en fonction du champ B_z . Nous avons aussi tracé les probabilités de recapture à partir des mesures de fluorescence détectée selon la polarisation \perp ou \parallel . Enfin, deux jeux de données se trouvent sur la figure 4.7, car nous avons effectué ces expériences pour les deux polarisations de sonde orthogonales σ^+ et σ^- .

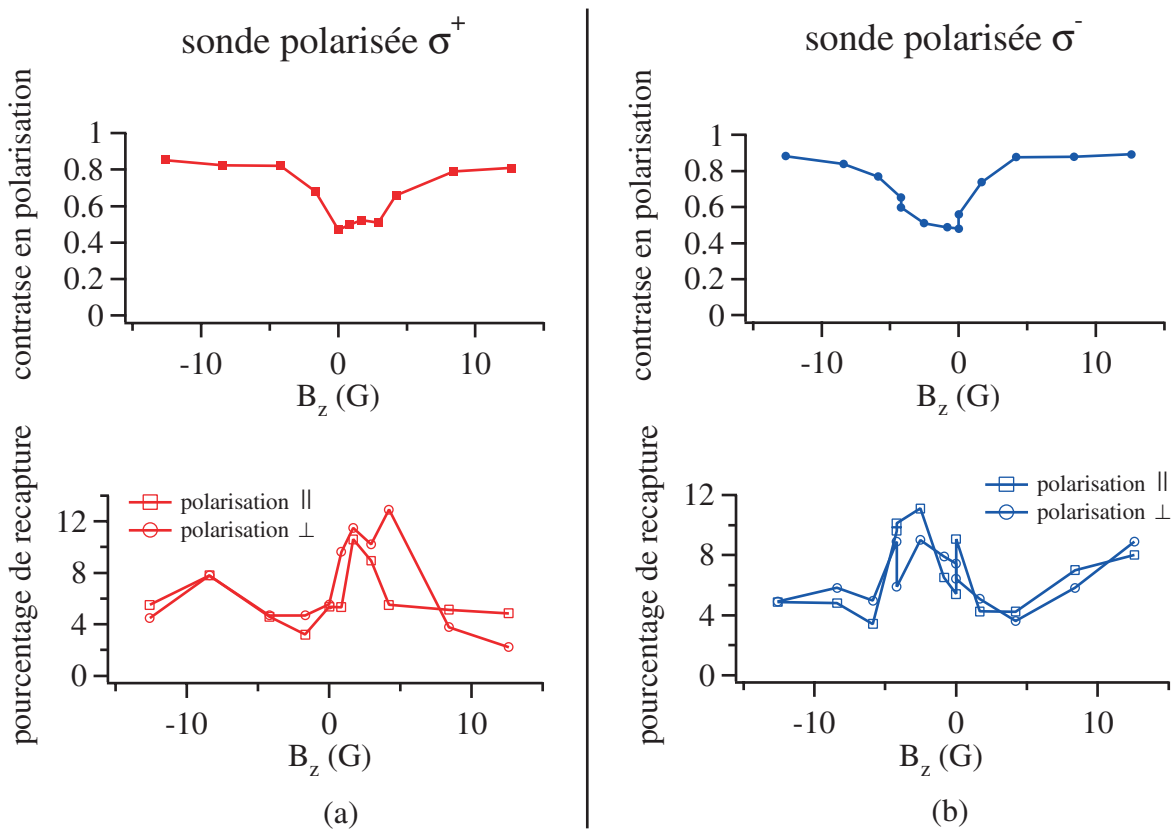


FIG. 4.7 – Mesures du contraste en polarisation et du pourcentage de recapture en fonction du champ magnétique vertical B_z . Ces mesures ont été effectuées avec une sonde polarisée σ^+ (a) et avec une sonde polarisée σ^- (b). Le pourcentage de recapture est calculé à la fois à partir de la fluorescence polarisée \perp et à partir de la fluorescence polarisée \parallel .

La première chose que l'on remarque est que le contraste n'est pas du tout optimum à champ nul. Il y est presque minimum. En revanche, en imposant B_z suffisamment fort, on obtient des

valeurs de contraste proches du maximum théorique atteignable. La valeur du champ minimum à imposer pour obtenir un bon contraste est d'environ $B_z = -4$ G si la sonde est polarisée σ^+ et $B_z = +4$ G si la sonde est polarisée σ^- . Si l'on s'intéresse maintenant au pourcentage de recapture, on remarque une corrélation entre le trou observé dans le contraste et une hausse de la probabilité de recapture. Ceci traduit le fait que lorsque le contraste chute, l'atome effectue des transitions π . Des excitations hors résonance peuvent alors se produire entre les niveaux ($5^2S_{1/2}, F = 2$) et ($5^2P_{3/2}, F = 2$) et par suite un dépompement de l'atome vers le sous-niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 1$) est possible. Une fois dans ce niveau, l'atome ne peut être réexcité par la sonde. De façon générale, le pourcentage de recapture est très bas, car l'atome est continuellement excité sur la transition fermée et est ainsi chauffé hors du piège. Mais lorsque le contraste est plus faible, des atomes peuvent être piégés en $F = 1$ et la probabilité de recapture est accrue.

Le fait que le contraste chute autour de $B_z = 0$ G est une signature qu'un champ magnétique résiduel existe. Toutefois, un champ imposé suffisamment intense nous permet de définir correctement l'axe de quantification comme étant l'axe vertical. Dorénavant, lorsque nous aurons besoin de bien définir notre axe de quantification ou lorsque nous aurons besoin que l'atome cycle sur la transition fermée, nous imposerons $B_z = -4,2$ G lorsque la sonde est polarisée σ^+ ou $B_z = +4,2$ G lorsque la sonde est polarisée σ^- . Remarquons enfin que, en l'absence d'un champ magnétique résiduel, notre système possède une symétrie. L'axe de quantification est, dans ces conditions, l'axe vertical. La physique est alors la même si l'on éclaire nos atomes avec de la lumière polarisée σ^+ en présence d'un champ $+B_z$ constant, ou si l'on éclaire nos atomes avec de la lumière polarisée σ^- en présence d'un champ $-B_z$ constant. Sur la figure 4.8, nous avons superposé le contraste obtenu avec une sonde polarisée σ^+ en fonction de $+B_z$ et le contraste obtenu avec une sonde polarisée σ^- en fonction de $-B_z$. Les deux courbes sont alors quasiment superposées. Le champ résiduel, s'il existe, ne brise pas cette symétrie. Ceci va dans le sens, soit d'un champ parasite de faible amplitude, soit d'un champ magnétique parasite tournant.

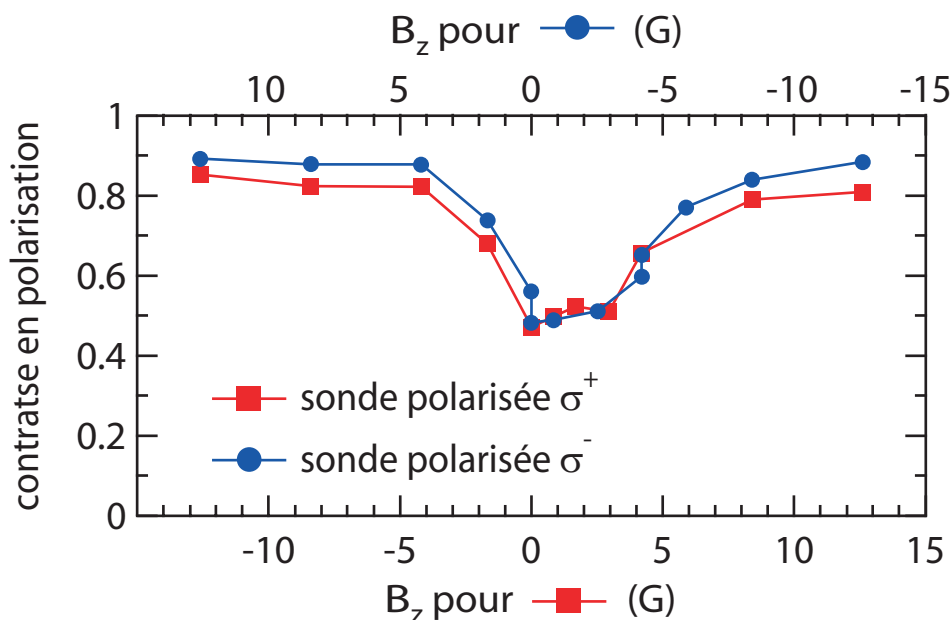


FIG. 4.8 – *Contraste en polarisation obtenu avec une sonde polarisée σ^+ en fonction de $+B_z$ superposé au contraste en polarisation obtenu avec une sonde polarisée σ^- en fonction de $-B_z$.*

Spectroscopie Zeeman

Lors des mesures du paragraphe précédent, la fréquence de la sonde était choisie de manière à être proche de la transition atomique dans le piège dipolaire, en présence du champ magnétique B_z . Pour connaître le déplacement total de la transition atomique dans ces conditions, nous avons effectué des mesures de déplacements lumineux en présence du champ B_z . Ces expériences sont rigoureusement les mêmes que les mesures de déplacements lumineux du paragraphe 3.1.2 du chapitre 3. Les résultats obtenus se trouvent sur la figure 4.9. Il s'agit du déplacement total de la transition atomique en fonction de la valeur du champ magnétique B_z . Ces mesures ont de plus été faites pour les deux polarisations de sonde orthogonales, σ^+ et σ^- .

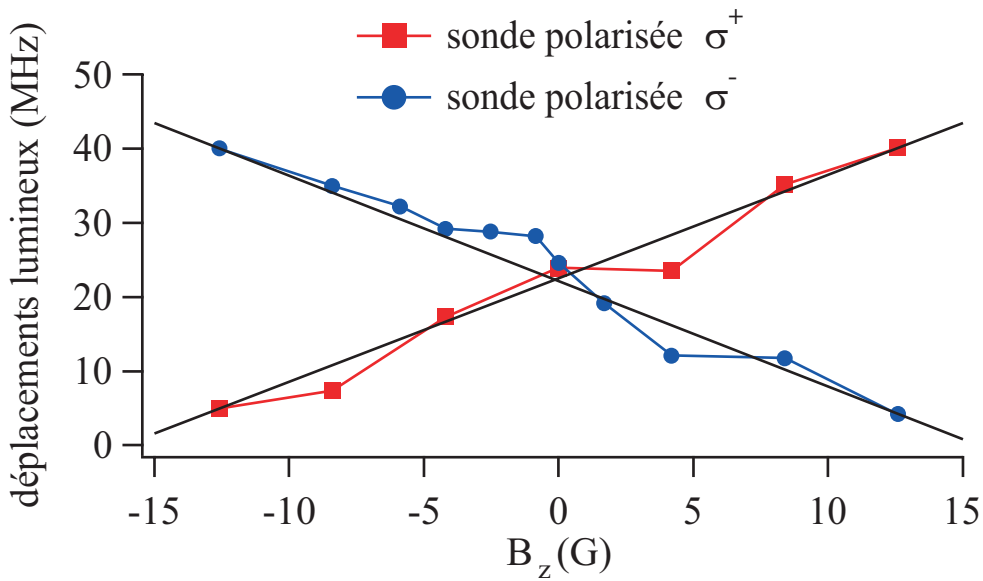


FIG. 4.9 – Déplacement total de la transition atomique (dû à la fois au piège dipolaire et au champ B_z) en fonction de la valeur du champ magnétique B_z . Les points expérimentaux carrés ont été mesurés à l'aide d'une sonde polarisée σ^+ et les points expérimentaux ronds ont été mesurés à l'aide d'une sonde polarisée σ^- . Les deux droites sont celles passant par les deux points extrêmes de chacun des jeux de données (les points d'abscisse $\pm 12,6$ G).

Nous avons vu au paragraphe 3.1.2 du chapitre 3 que si nous sondions correctement la transition fermée ($F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($F = 3, m_F = +3$) avec de la lumière polarisée σ^+ , le déplacement global serait de la forme $U_0 + \mu_B B_z$ où U_0 est la profondeur du piège. De même que si nous sondions correctement la transition fermée ($F = 2, m_F = -2$) \rightarrow ($F = 3, m_F = -3$) avec de la lumière polarisée σ^- , le déplacement global serait de la forme $U_0 - \mu_B B_z$. Sur la figure 4.9 on devrait donc obtenir deux droites de pentes opposées $\pm \mu_B = \pm 1,4$ MHz/G. D'après le paragraphe précédent, si nous imposons un champ B_z suffisamment intense, l'atome unique est piégé sur la transition fermée. Nous avons donc tracé les droites passant par les deux points extrêmes de chacune des courbes de la figure 4.9 (les points d'abscisse $\pm 12,6$ G). On trouve bien deux pentes de valeurs $+1,4$ MHz/G (sonde polarisée σ^+) et $-1,4$ MHz/G (sonde polarisée σ^-). Encore une fois ceci prouve que lorsque l'on impose un champ magnétique vertical suffisamment intense, l'axe de quantification est parfaitement défini comme étant l'axe z . Toutefois, le fait que les points expérimentaux s'éloignent des droites idéales, pour des champs B_z plus faibles, confirme la présence d'un champ magnétique parasite.

Ce champ résiduel possède des composantes dans le plan (x, y) . S'il était vertical, la direction de l'axe de quantification ne serait pas modifiée et aucun des problèmes soulevés ne se produirait.

4.2.3 « Application » du bon contrôle de la transition fermée : mesure de l'efficacité de détection

L'axe de quantification étant maintenant correctement défini, l'atome peut être piégé sur la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$) et se comporte alors comme un système à deux niveaux. Dans ces conditions, le taux de fluorescence de l'atome, soumis à une excitation laser, est donné par la formule 3.2 du chapitre 3 que nous réécrivons ici en fonction de P_{sonde} la puissance du laser sonde :

$$Lor_{sat}(P_{sonde}) = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} = \frac{\Gamma}{2} \frac{P_{sonde}}{a + P_{sonde}} \quad (4.2)$$

où a est une constante si le désaccord δ_L reste constant et s le paramètre de saturation. Cette formule traduit la saturation du taux de fluorescence vers $\Gamma/2 \sim 19 \times 10^7$ photons/s lorsque P_{sonde} augmente que nous pouvons comparer à la quantité de photons collectés.

Saturation de la fluorescence sur la transition fermée

Nous utilisons rigoureusement la même séquence expérimentale que celle de la figure 4.6 utilisée pour l'étude en fonction de B_z . La différence est qu'ici nous fixons la valeur de B_z et nous faisons varier la puissance P_{sonde} de la sonde. D'après l'étude faite plus haut, nous imposons $B_z = -4, 2$ G et utilisons une sonde polarisée σ^+ de manière à piéger l'atome sur la transition fermée. La fréquence de la sonde est choisie proche de la transition atomique (en présence de B_z). Elle est par ailleurs rétro-réfléchiée pour limiter l'effet de la pression de radiation. La fluorescence enregistrée par la photodiode à avalanche est moyennée sur 250 séquences temporelles de résolution $5 \mu s$. L'allure des courbes obtenues est la même que pour celles de l'étude du contraste en polarisation. On observe un pic de fluorescence pendant l'impulsion de sonde. On en déduit également les mêmes informations à savoir la hauteur du pic de fluorescence, le nombre de photons détectés pendant l'impulsion de sonde (aire du pic) et le pourcentage de recapture. La mesure est répétée pour des valeurs croissantes de P_{sonde} . Sur la figure 4.10, nous avons tracé la hauteur du pic en fonction de P_{sonde} pour une puissance de piégeage de 2 mW. Nous savons par ailleurs que les photons émis lorsque l'atome cycle sur la transition fermée peuvent être de polarisation \perp ou \parallel . La mesure est donc répétée en détectant alternativement l'une ou l'autre des polarisations. Les points expérimentaux de la figure 4.10 correspondent à la somme de la hauteur du pic de fluorescence en polarisation \perp et en polarisation \parallel (là encore l'ensemble est corrigé du fond parasite). Les données sont ensuite ajustées à l'aide de l'expression 4.2 où l'on remplace Γ par Γ_{coll} correspondant à la fraction de Γ collectée. L'efficacité globale de collection et de détection s'écrit alors :

$$\eta_{coll} = \frac{\Gamma_{coll}}{\Gamma}$$

L'ajustement nous donne $\Gamma_{coll}/2 = 99, 7(\pm 3, 6)$ coups/ms. On en déduit $\eta_{coll} \sim 5, 2 \times 10^{-3}$.

La valeur de Γ_{coll} fournie par ces expériences est en réalité une borne inférieure. En effet, pour les fortes puissances, l'atome est chauffé très rapidement et sort du piège plus vite que la résolution temporelle minimale de la carte d'acquisition ($5 \mu s$). La fluorescence collectée, pondérée par la probabilité de présence de l'atome inférieure à 1, est alors plus faible que Γ_{coll} .

Il est néanmoins possible de surmonter cette difficulté en éclairant l'atome unique avec des impulsions lumineuses plus brèves que la résolution temporelle. Ces expériences, ainsi que le

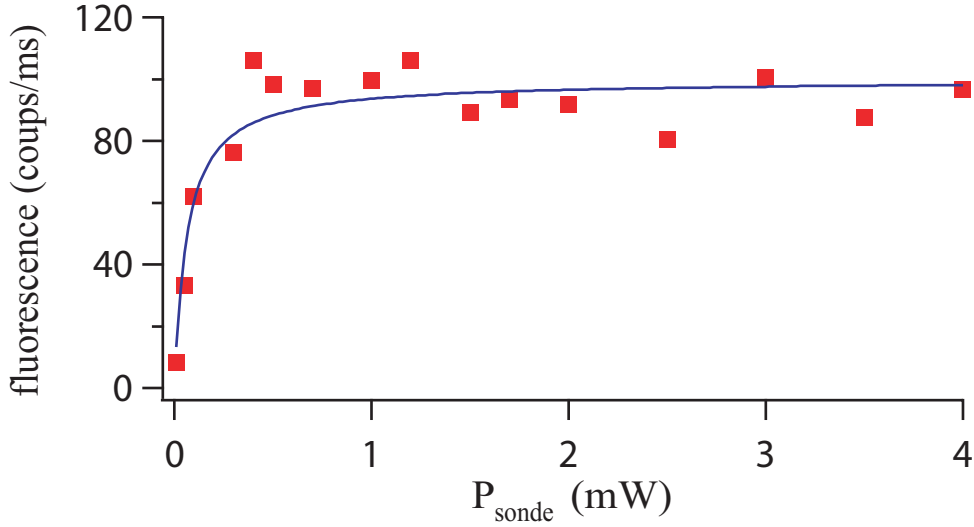


FIG. 4.10 – Courbe de saturation de la transition atomique ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$). La courbe en trait plein est un ajustement par la formule 4.2.

traitement des données associées, sont développés dans l'annexe B. Nous ne donnerons ici que l'estimation finale de l'efficacité globale de collection et de détection :

$$5,2 \% < \eta_{coll} < 6,4 \%$$

Efficacité globale de collection et de détection

Dans le paragraphe précédent, une bonne maîtrise de la transition atomique ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$) nous a permis de déduire d'un signal atomique une efficacité globale de collection et de détection de 5,6 %. Il est possible de comparer cette valeur à une simple évaluation directe de la transmission de notre système d'imagerie. L'idée est d'aligner sur notre voie de détection un faisceau laser et d'en mesurer la puissance après chaque optique.

Nous avons mesuré que les optiques situées entre l'enceinte à vide et le trou de filtrage (voir figure 4.4 de ce chapitre) transmettent 58,5 % de la lumière.

Nous estimons de façon très grossière que la transmission du trou de filtrage placée juste devant la photodiode à avalanche est comprise entre 20 % et 60 %. En effet, la transmission de notre faisceau laser de test est au maximum de 30 %. Toutefois celui-ci est un peu dégradé par son passage à travers une lentille de saphir de la partie arrière de MIGOU. Nous sommes obligés de lui faire traverser cette partie arrière bien que la fluorescence imagée des atomes, elle, ne traverse que la partie avant (voir paragraphe 1.3.1 du chapitre 1). Elle ne subira donc pas cette dégradation. Tout ceci explique l'incertitude que l'on a sur la transmission du trou de filtrage.

Le couplage de la lumière entre le trou de filtrage et la photodiode à avalanche par une lentille combiné à l'efficacité quantique de cette dernière est supposé compris entre 30 % et 60 %. L'incertitude sur l'efficacité quantique de l'APD est là encore assez importante.

La transmission de notre objectif MIGOU est meilleure que 86,7 %. En effet, 86,7 % correspond à la transmission à travers la partie avant et la partie arrière de MIGOU. L'angle solide de collection Ω_{coll} , correspondant à une ouverture numérique de 0,71, est de 14,6 % de 4π sr. Cependant, le diagramme de rayonnement de la lumière polarisée σ^+ n'est pas isotrope. La valeur de l'angle solide de collection doit donc être corrigée. Tous les éléments pour faire cette

correction se trouvent au paragraphe 4.2.1. Nous y avons vu que l'intensité lumineuse rayonnée se décomposait en deux parties I_θ et I_ϕ . La proportion de photons collectés par l'angle solide défini par MIGOU est donc l'intégrale sur cette angle solide de $I_\theta + I_\phi$ (normalisée à la même intégrale sur tout l'espace). D'après l'étude faite au paragraphe 4.2.1, il faut donc corriger Ω_{coll} d'un facteur f qui a pour expression :

$$f = \frac{1}{\Omega_{coll}} \frac{\int_{\pi/4}^{3\pi/4} \left(\int_{\phi_0(\theta)}^{\pi-\phi_0(\theta)} d\phi \right) (I_\theta + I_\phi) \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi \left(\int_0^{2\pi} d\phi \right) (I_\theta + I_\phi) \sin \theta d\theta} \sim 0,849$$

Si l'on résume l'ensemble des remarques précédentes, on en déduit une valeur maximum et minimum pour l'efficacité globale de collection et de détection, compatibles avec l'intervalle donné dans le paragraphe précédent :

$$\begin{aligned} \eta_{coll}^{min} &= \underbrace{0,146 \times 0,849}_{collection} \times \underbrace{0,867}_{t_{MIGOU}} \times \underbrace{0,585}_{t_{optiques}} \times \underbrace{0,20}_{t_{filtrage}} \times \underbrace{0,30}_{eff. quant.} = 0,38 \% \\ \eta_{coll}^{max} &= \underbrace{0,146 \times 0,849}_{collection} \times \underbrace{0,867}_{t_{MIGOU}} \times \underbrace{0,585}_{t_{optiques}} \times \underbrace{0,60}_{t_{filtrage}} \times \underbrace{0,60}_{eff. quant.} = 2,3 \% \end{aligned}$$

En outre, on peut s'affranchir de l'effet du diagramme de rayonnement, mis en évidence dans ce paragraphe, qui n'est pas une limitation intrinsèque de notre système, mais dépend de la polarisation des photons que l'on image. Ceci permet de corriger l'intervalle obtenu au paragraphe précédent pour en avoir un plus optimiste :

$$6,1 \% < \eta_{coll} < 7,5 \%$$

On peut de même revoir à la hausse η_{coll}^{min} et η_{coll}^{max} qui ont alors pour valeur respectivement 4,4 % et 2,7 %.

4.3 Contrôle cohérent de la transition fermée

Nous l'avons mentionné en introduction, une des voies proposées pour réaliser un ordinateur quantique à partir d'atomes neutres est de manipuler les qubits en détectant astucieusement les photons qu'ils émettent. Il est par exemple possible de projeter lors d'une telle mesure un système de deux qubits sur un état intriqué [49, 50, 51, 52, 53, 54, 57]. On peut alors réaliser des portes logiques quantiques « conditionnelles » pour lesquelles, le succès de l'opération logique repose sur une mesure pertinente [55]. Dans cette perspective, il est intéressant d'avoir un bon contrôle de l'émission de nos qubits. Le contrôle ultime consiste à être capable de faire émettre par notre atome unique des photons uniques à la demande, aux instants où on le désire. Par ailleurs ces photons doivent être *indiscernables*, c'est-à-dire dans un même mode spectral, spatial, et de polarisation. Dans la partie précédente, nous avons montré que nous étions capable de piéger optiquement notre atome sur la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$) de la raie D₂ du ^{87}Rb à 780 nm. Des photons émis sur cette transition sont de bons candidats du point de vue de l'indiscernabilité : ils ont une fréquence bien définie, celle de la transition atomique, ils sont tous polarisés σ^+ , ils sont tous émis dans le même mode spatial, notre objectif de collection étant limité par la diffraction.

4.3.1 Une source laser impulsionnelle

Pourquoi ?

Si l'on veut que notre atome unique émette un photon unique, une idée consiste à le piéger sur le niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$), puis à l'illuminer à l'aide d'une impulsion lumineuse qui le fera passer sur le niveau excité ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$), puis enfin à attendre qu'il se désexcite par émission spontanée. On est alors assuré de ne collecter qu'un unique photon.

Quelles conditions doit alors remplir cette source ? Tout d'abord pour émettre à coup sûr un photon unique, il faut exciter notre atome à coup sûr. On peut par exemple, comme nous allons tenter de le faire, illuminer l'atome avec une demi-oscillation de Rabi, une impulsion π . On pourrait aussi transférer l'atome dans l'état excité par passage adiabatique rapide. Dans tous les cas, pour limiter la probabilité de désexcitation durant l'impulsion, celle-ci doit être plus courte que la durée de vie de l'état excité, $\tau_{sp} = 26,24$ ns [84]. Toutefois, elle doit rester suffisamment longue pour que la largeur spectrale soit plus courte que la différence de fréquence entre les deux états excités hyperfins $F = 2$ et $F = 3$ ($\Delta\nu_{23} = 267$ MHz [84]). Nous nous limiterons à des impulsions comprises entre ~ 2 ns et ~ 6 ns. Par ailleurs, avant d'exciter à nouveau l'atome, il est nécessaire d'attendre bien plus longtemps que la durée de vie de l'état excité. Ceci nous assure que l'atome est retombé dans l'état fondamental de façon presque certaine avant la prochaine impulsion. Cependant, pour maximiser le taux d'émission de photons uniques, nous répéterons les impulsions toutes les 200 ns. Comme dernière exigence nous voudrions atteindre des puissances au minimum de 1 W, pour pouvoir réaliser des impulsions π sans avoir à focaliser notre faisceau sur moins de 1 mm.

Description de la source

Une description de notre source laser impulsionnelle se trouve dans la référence [117]. La raie D₂ du rubidium est exactement à la fréquence double d'une fréquence standard de télécommunication optique $f_c = 192,10$ THz [118]. La différence de fréquence entre le double de f_c , et la fréquence de la raie D₂ du ⁸⁷Rb ($f_{D_2} = 384,230$ THz [84]) est d'environ 30 MHz. Il est donc en principe possible de concevoir un système laser à partir de composants optiques de télécommunications à 1560 nm et par doublage de fréquence d'obtenir de la lumière à 780 nm. Du fait du vaste marché des composants optiques pour les télécommunications, il est très facile de trouver des éléments conçus pour fonctionner à 1560 nm, ayant bénéficié d'une bonne recherche et développement, robustes car destinés à fonctionner en dehors des laboratoires, et pour un coût relativement faible, du fait des volumes de vente importants. La référence [74] présente une source à 532 nm utilisant des idées similaires. La figure 4.11 donne une vue d'ensemble de notre nouveau système laser.

La diode laser. En début de chaîne, nous avons une diode laser continue DFB (Distributed Feed Back) fibrée de la marque JDS-Uniphase, modèle CQF935/808-19210. Selon les données constructeur, elle est conçue pour délivrer 50 mW de puissance à 1560,61 nm, avec une largeur spectrale inférieure à 1 MHz, pour un courant de commande d'environ 338 mA et une température de 34,8 °C. Afin de ne pas dépasser la puissance maximale tolérée par les autres composants, nous opérons avec une puissance de sortie de seulement 30 mW. Si nous augmentons légèrement la température jusqu'à 36,5 °C, la fréquence de la lumière émise est alors exactement $f_{D_2}/2$. Il est possible de régler finement cette fréquence sur plus de 4 GHz, sans saut de mode, en modulant la température ou le courant de la diode. Nous avons mesuré la dépendance en courant et en température de notre diode : $d\nu/dt = -11$ GHz/°C et $d\nu/dI = -0.20$ GHz/mA.

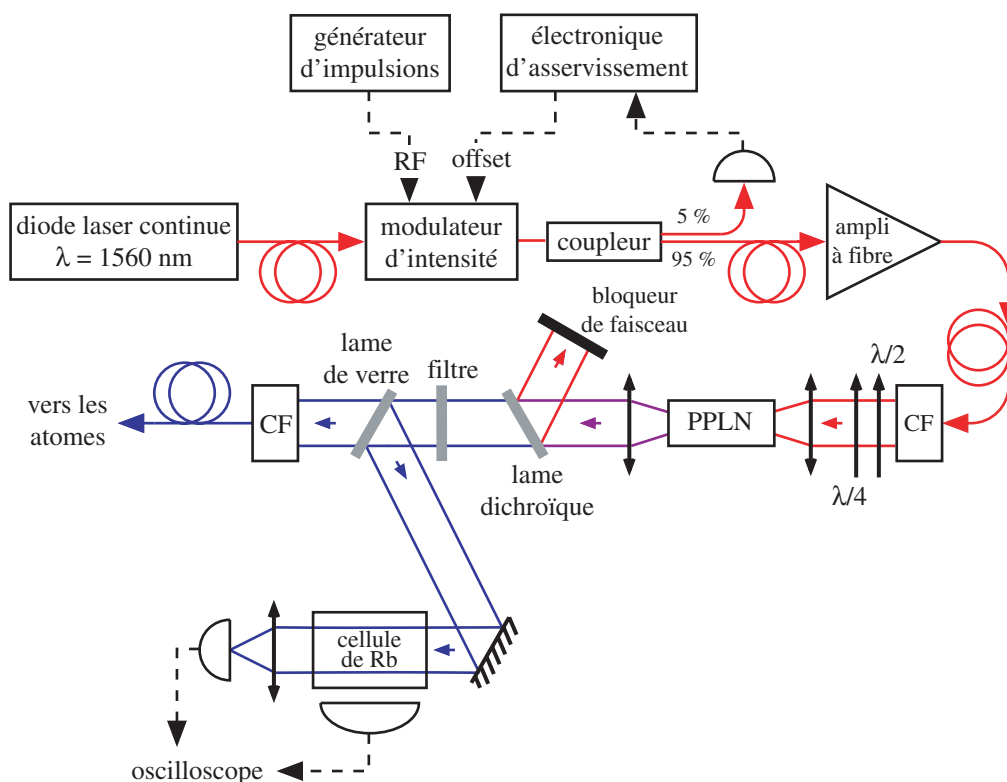


FIG. 4.11 – Schéma de la chaîne laser impulsionnelle. CF : coupleur à fibre.

Le modulateur intégré. La sortie continue de la diode est ensuite découpée pour obtenir des impulsions de 1,3 à 6,1 ns à une fréquence de répétition de 5 MHz à l'aide d'un modulateur d'intensité intégré fibré de la marque JDS-Uniphase de la série 100219. Il s'agit en fait d'un interféromètre de Mach-Zender fibré, avec deux modulateurs de phase électro-optiques balancés en niobate de Lithium, un dans chaque bras (ceci permet de garder la phase de la lumière de sortie constante, et d'éviter ainsi les balayages en fréquences). Ce modulateur possède deux entrées en tension. Sur la première, de faible bande passante, on peut appliquer une tension d'offset. Nous allons voir que grâce à cette entrée, il est possible d'asservir le modulateur autour de la transmission nulle. La seconde entrée est une entrée radio-fréquence (RF) de bande passante supérieure à 3 GHz. C'est elle qui nous permet de découper le laser continu en courtes impulsions. Si l'on impose une tension $V_\pi \sim 4$ V sur cette entrée, lorsque le modulateur est asservi autour de la transmission nulle, on bascule vers la transmission totale. Les impulsions de commande proviennent d'un générateur AVTech AVM-1-C synchronisé par une horloge externe de fréquence 5 MHz. Le taux d'extinction et les pertes par insertion du modulateur sont spécifiés respectivement supérieur à 20 dB et inférieures à 6,5 dB.

La tension d'offset permet de régler le modulateur afin d'avoir une extinction totale de l'intensité lorsqu'aucune tension RF n'est appliquée. Des charges sont susceptibles de se déposer sur les cristaux électro-optiques, avec pour conséquence une dérive de la différence de marche de l'interféromètre. La puissance de sortie n'est donc pas stable. Nous avons donc mis en place un asservissement basé sur une détection synchrone [119] (voir figure 4.12). On mélange à la tension continue d'offset un signal carré (alternativement positif et négatif) de fréquence 20 kHz. Après le modulateur, un coupleur fibré prélève 5 % du signal et l'envoie sur une photodiode qui détecte cette modulation « lente » (voir figure 4.11). L'asservissement déduit de ce signal la correction

à apporter à la tension d'offset pour conserver une transmission nulle entre les impulsions. Par ailleurs, cette tension ne doit pas dépasser ± 15 V. Une tension limite légèrement inférieure lui est donc imposée. Lorsque cette valeur est dépassée, l'asservissement *décroche*, et ramène la tension d'offset à une valeur proche de 0 V annulant la transmission du modulateur, avant de se *raccrocher*. Le module « Détection Signal Erreur » de la figure 4.12 fournit un signal permettant de détecter ces *décrochages*.

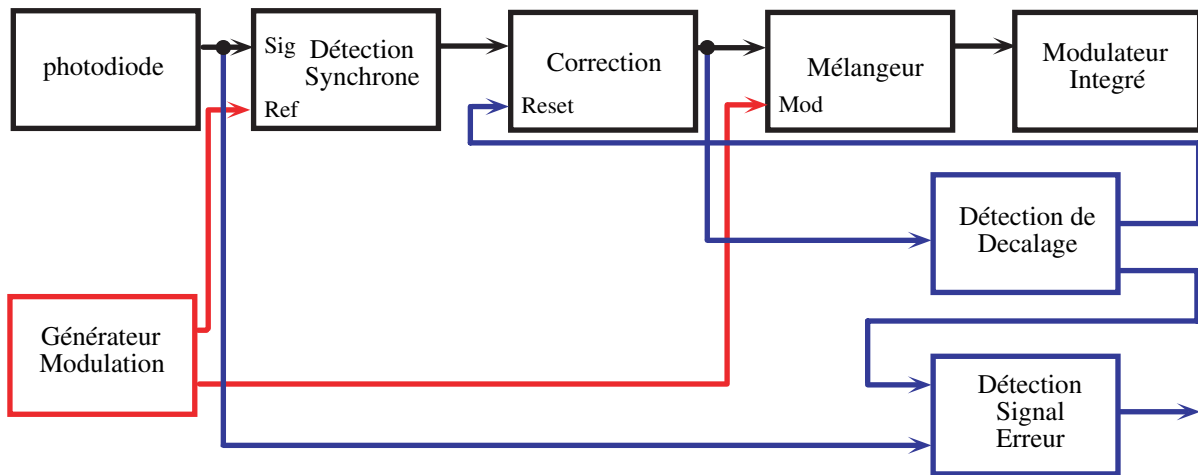


FIG. 4.12 – Schéma de principe de l'asservissement du modulateur intégré.

L'amplificateur à fibre. Le signal impulsionnel sortant du modulateur doit maintenant être amplifié si l'on veut ensuite obtenir un doublage en fréquence efficace. L'étape suivante dans notre chaîne laser est donc un amplificateur commercial à fibre dopée avec de l'erbium (modèle KPS-BT-C-30-PB-FA de Keopsys) avec un étage de pré-amplification et un étage d'amplification appelé booster. Il contient trois diodes de pompe dont deux ont des courants ajustables. Il est normalement destiné à amplifier une entrée continue. Pour un signal d'entrée supérieur à -10 dBm (0.1 mW), la puissance de sortie sature à 33 dBm (~ 2 W) tandis que son gain monte jusqu'à 55 dB pour des entrées continues de faible amplitude. La puissance maximale en entrée, au delà de laquelle une protection thermique éteint l'appareil, est de plusieurs milliwatts.

Si l'on fait attention à ne pas dépasser une puissance moyenne comparable à la puissance continue maximale acceptable, l'amplificateur amplifie correctement aussi un signal d'entrée impulsionnel, jusqu'à des puissances *moyennes* similaires aux niveaux atteints en continu, et ce, sans dégrader, ni la forme, ni la largeur de l'impulsion. On obtient ainsi, après l'amplificateur, des impulsions lumineuses avec une puissance *moyenne* d'environ 0,8 W. Suivant le rapport cyclique, ceci donne des *puissances crêtes* allant de 26 W (rapport cyclique de 1/33, impulsions de 6,1 ns) à 120 W (rapport cyclique de 1/150, impulsions de 1,3 ns).

Cette puissance élevée entraîne des perturbations en polarisation dans le bout de fibre connecté à la sortie de l'amplificateur. Au niveau du coupleur de sortie, la lumière est polarisée elliptiquement, mais l'ellipticité et l'orientation de l'ellipse dépendent de la puissance moyenne. À l'aide d'une lame demi-onde et d'une lame quart d'onde, on rétablit une polarisation linéaire, avec une pureté supérieure à 99 % et une bonne stabilité à long terme (pas de dérive sur une journée).

Le doublage de fréquence. Les puissances crêtes obtenues sont suffisantes pour atteindre un doublage de fréquence avec une efficacité de 15 % par simple passage dans un cristal PPLN (Periodically-Poled Lithium Niobate). Ce cristal est formé de domaines successifs de niobate de lithium orientés dans des directions opposées. Celui que nous avons utilisé, de dimensions $40 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm}$, provient de la société HC Photonics. La condition d'accord de phase est donnée par la taille des domaines successifs. Pour l'atteindre, nous dilatons le cristal en le chauffant à environ $200 \text{ }^\circ\text{C}$ dans un four qui asservit la température avec une stabilité de $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$. Pour optimiser l'efficacité de doublage, le faisceau à 1560 nm à l'air libre est focalisé dans le cristal avec une longueur de Rayleigh de 20 mm (moitié de la longueur du cristal). Notons ici que la largeur spectrale du doublage est supérieure à l'écart de 6.8 GHz entre les deux sous-niveaux fondamentaux hyperfins du ^{87}Rb , $F = 1$ et $F = 2$.

Le faisceau est ensuite recollimaté. On filtre la lumière à 1560 nm à l'aide d'une lame séparatrice dichroïque de transmission supérieure à 85 % à 780 nm et de réflexion supérieure à 99,5 % à 1560 nm , puis à l'aide d'un filtre interférentiel passe-bande transmettant plus de 85 % de la lumière à 780 nm et possédant une densité optique de OD4 à 1560 nm .

Nous terminons enfin avec des impulsions lumineuses à 780 nm d'une puissance moyenne de 80 mW et de puissance crête comprise entre $2,6 \text{ W}$ et 12 W . La majeure partie de cette lumière est couplée dans une fibre afin de l'amener sur une autre table optique. On en prélève une petite fraction que l'on envoie à travers une cellule contenant une vapeur de rubidium, afin de régler la fréquence de notre source. La fluorescence induite est collectée avec une photodiode trop lente pour résoudre les impulsions lumineuses. La stabilité en fréquence de notre source laser impulsienne est très bonne ; sur une journée, la dérive fréquentielle est inférieure à 50 MHz .

Caractérisation de la chaîne laser

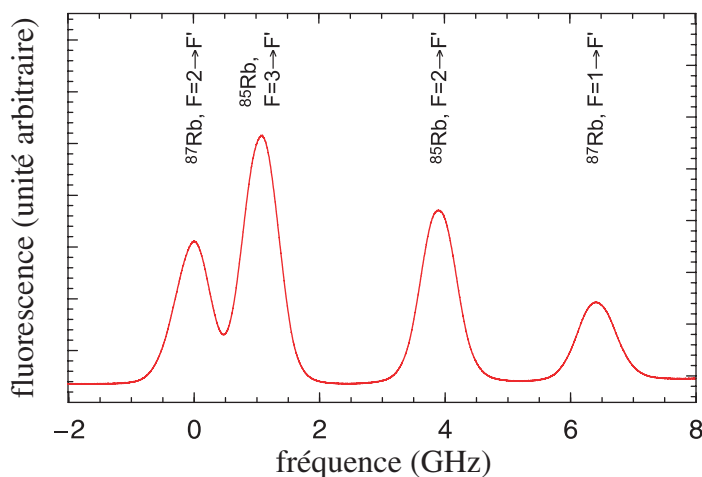


FIG. 4.13 – Fluorescence obtenue dans une cellule de vapeur de rubidium en fonction de la fréquence de la source impulsienne.

Pour prouver la large accordabilité de cette source, on applique une modulation lente de courant à la diode et on enregistre la fluorescence induite dans la cellule de rubidium. Comme le montre la figure 4.13, on observe quatre larges pics correspondant aux transitions à partir des deux niveaux hyperfins fondamentaux du ^{85}Rb et du ^{87}Rb . L'élargissement Doppler dans la cellule nous empêche de résoudre la structure hyperfine de l'état excité. En réglant finement la température ou le courant de la diode, on peut accorder la fréquence de notre source sur

une transition avec une précision meilleure que 30 MHz. Par ailleurs, la figure 4.13 démontre une certaine flexibilité de notre source laser qui permet de coupler non seulement le sous-niveau fondamental $F = 2$ à l'état excité, mais éventuellement aussi, l'autre sous-niveau fondamental $F = 1$

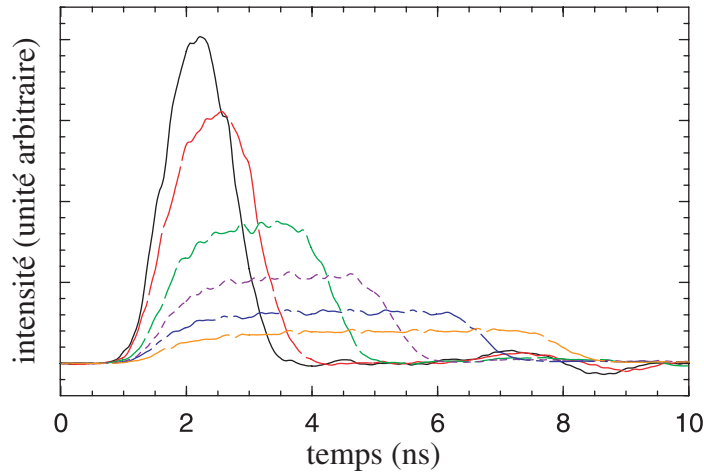


FIG. 4.14 – *Forme des impulsions lumineuses pour des largeurs temporelles à mi-hauteur de 1,3 ns, 1,6 ns, 2,6 ns, 3,6 ns, 5,0 ns, 6,1 ns. Le temps de montée observé est dû au système de détection plutôt qu'à l'impulsion elle-même.*

Nous avons également enregistré la forme de l'impulsion lumineuse avec une photodiode rapide pour des durées d'impulsions comprises entre 1,3 ns et 6,1 ns. (figure 4.14). Ce sont approximativement des impulsions carrées convoluées avec la réponse de la photodiode et de l'électronique de détection. Les mesures ont montré que cette réponse est proche d'une gaussienne de largeur 0,9 ns. Un peu de lumière (0,1 % à 0,5 % du maximum de l'impulsion) subsiste entre les impulsions, provenant du signal de modulation indispensable à l'asservissement du modulateur.

Comme nous l'avons expliqué précédemment, la largeur spectrale de nos impulsions est un paramètre crucial. Nous voulons, avec notre nouvelle source adresser le niveau excité ($5^2P_{3/2}$, $F = 3$). La largeur spectrale doit donc être plus faible que la différence de fréquence entre les deux états excités hyperfins $F = 2$ et $F = 3$. Sur la figure 4.15 est tracée la largeur spectrale à mi-hauteur de nos impulsions (mesurée avec une interféromètre de Fabry-Perot, soit juste après l'amplificateur à fibre ou après le cristal non-linéaire) en fonction de la largeur temporelle à mi-hauteur. Les données sont plus ou moins alignées sur une droite. Un ajustement linéaire donne un produit (largeur temporelle) \times (largeur spectrale) de 0,84, à comparer à 0,44 pour des impulsions gaussiennes et 0,89 pour des impulsions rectangulaires. Ainsi, pour les impulsions plus longues que 3 ns, la largeur spectrale est plus faible que la séparation entre les niveaux excités $F = 2$ et $F = 3$ ($\Delta\nu_{23} = 267$ MHz [84]). Ceci va donc nous permettre d'adresser chacun des niveaux excités individuellement.

Le générateur commandant le modulateur intégré est conçu pour délivrer des impulsions de commande carrées. Soulignons que l'on pourrait diminuer la largeur spectrale des impulsions lumineuses d'un facteur presque 2 en augmentant le temps de montée des impulsions de commande.

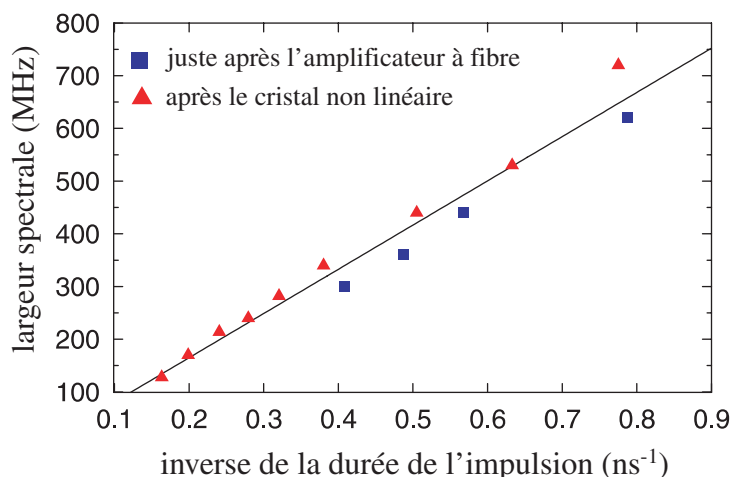


FIG. 4.15 – Largeur spectrale à mi-hauteur de nos impulsions en fonction de l'inverse de la largeur temporelle à mi-hauteur, mesurée juste après l'amplificateur à fibre (carrés) et après le cristal non linéaire (triangles). La droite, de pente $0,84 \text{ GHz} \times \text{ns}$, est un ajustement de l'ensemble des données.

4.3.2 Oscillations de Rabi en fonction de la puissance des impulsions laser

Nous disposons donc d'une source laser impulsionnelle à 780 nm, avec un taux de répétition de 5 MHz, la largeur à mi-hauteur des impulsions pouvant être choisie entre 1,3 ns et 6,1 ns. Nous allons maintenant l'utiliser pour exciter un atome unique. Nous l'avons déjà mentionné, la durée de l'impulsion doit être suffisamment courte pour que la probabilité que l'atome émette un photon par émission spontanée pendant l'impulsion soit faible. Toutefois, en vue d'émettre des photons indiscernables, nous ne voulons coupler l'atome unique qu'au sous-niveau hyperfin excité $F = 3$. L'impulsion doit alors être suffisamment longue pour que sa largeur spectrale soit plus faible que la différence entre les deux états excités $F = 2$ et $F = 3$. D'après l'étude faite au paragraphe précédent (figure 4.15), une durée d'impulsion de 4 ns semble un bon compromis. Dans toute la suite, lorsque nous illuminerons nos atomes avec notre nouvelle source laser, la durée des impulsions sera de 4 ns.

Pour maximiser le flux de photons uniques éventuellement émis par nos atomes, nous devons les transférer de l'état fondamental vers l'état excité à chaque impulsion. Nous avons choisi de le faire à l'aide d'une impulsion π . Nous devons donc au préalable prouver que nous sommes capables de faire des oscillations de Rabi entre l'état fondamental et l'état excité avec notre nouvelle source laser. Les impulsions lumineuses sont transportées sur la table optique de l'enceinte à vide via une fibre optique. Elles traversent ensuite un modulateur acousto-optique qui nous servira d'interrupteur. Une lame demi-onde et un cube permettent ensuite de régler la puissance des impulsions. Le faisceau impulsionnel traverse l'enceinte à vide selon la verticale (sa direction de propagation fait un petit angle, inférieur à 5° , avec la verticale; elle est symétrique à celle de la sonde par rapport au faisceau vertical du piège magnéto-optique qui lui est rigoureusement vertical). De la même façon que le faisceau sonde, le faisceau impulsionnel traverse une lame $\lambda/2$ (la même que la sonde) avant de rentrer dans l'enceinte, puis une lame $\lambda/4$ (celle du faisceau du PMO). En choisissant l'angle de la $\lambda/2$, on change la polarisation du faisceau impulsionnel que l'on peut choisir σ^+ (par rapport à l'axe de quantification), σ^- ou une combinaison des deux.

La mesure

Lorsqu'un atome à deux niveaux est irradié par des impulsions lumineuses carrées, à résonance, de durée fixée T (4 ns dans notre cas), la probabilité, s'il est initialement dans l'état fondamental de passer dans l'état excité est :

$$P_e = \sin^2\left(\Omega \frac{T}{2}\right)$$

où Ω est la fréquence de Rabi, proportionnelle à la racine carrée de l'intensité lumineuse [120]. Cette formule n'est en toute rigueur valable que si l'on néglige la relaxation. Toutefois, nous verrons que même en présence de relaxation, la population dans l'état excité oscille quand l'intensité augmente.

Pour observer ces oscillations de Rabi, on reproduit la même expérience que lors de l'étude du contraste en polarisation au paragraphe 4.2.2. La séquence temporelle correspondante se trouve sur la figure 4.6 en remplaçant l'impulsion sonde de 1 ms par un train d'impulsion de durée totale 1 ms, émis par la source laser impulsionnelle. Durant cette milliseconde, des impulsions de 4 ns sont donc envoyées sur l'atome avec un taux de répétition de 5 MHz. On fait attention à ce que le faisceau impulsionnel soit polarisé σ^- , en présence d'un champ magnétique constant $B_z = +4,2$ G. D'après le paragraphe 4.2.2, ceci nous garantit que l'axe de quantification est bien défini par la direction verticale. La fluorescence est enregistrée par la photodiode à avalanche et moyennée sur 250 séquences temporelles. L'allure des courbes temporelles obtenues est toujours la même que pour les expériences précédentes : un pic de fluorescence apparaît pendant la milliseconde durant laquelle l'atome est excité par les impulsions. Comme pour les mesures de saturation (paragraphe 4.2.3), c'est la hauteur du pic qui nous intéresse. On répète l'expérience pour des valeurs croissantes de la puissance des impulsions en détectant alternativement la polarisation \perp et \parallel . Sur la figure 4.16 (a) on a reporté pour chaque valeur de la puissance (ou plutôt de la racine carrée de la puissance) du faisceau impulsionnel, la somme des hauteurs des pics de fluorescence en polarisation \perp et \parallel . Le piège dipolaire avait alors pour puissance 2 mW.

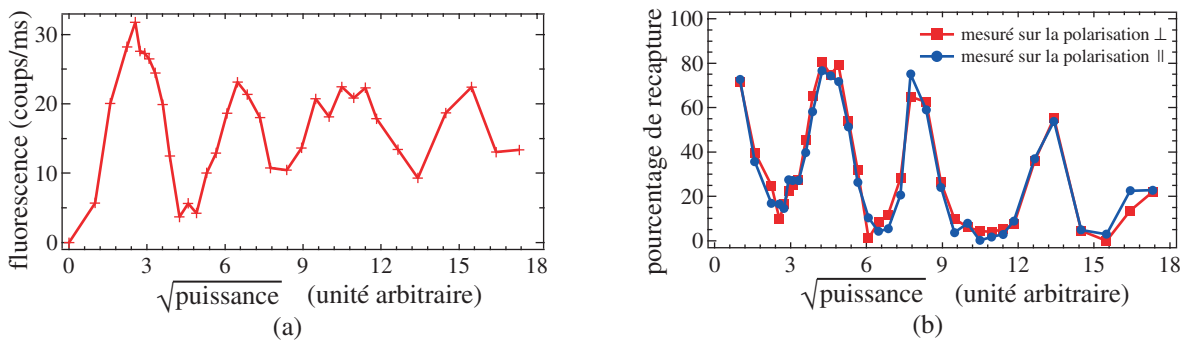


FIG. 4.16 – (a) Hauteur du pic de fluorescence induit par la source impulsionnelle à résonance en fonction de la racine carrée de la puissance des impulsions. On observe des oscillations de Rabi. (b) Pourcentage de recapture mesuré en parallèle lorsque l'on détecte la polarisation \perp (carrés) ou \parallel (ronds). On observe une anti-corrélation entre (a) et (b).

Sur la courbe de la figure 4.16 (a), des oscillations sont clairement visibles. Comment les oscillations attendues sur la population de l'état excité se retrouvent-elles dans la fluorescence ? Si l'on ajuste la puissance de la source pour réaliser des impulsions π , alors la probabilité pour que l'atome soit dans l'état excité après chacune des impulsions devrait être proche de 1. Une fois

l'impulsion coupée, la probabilité qu'il émette un photon par émission spontanée est elle aussi proche de 1. Le taux de photons collectés sera alors élevé. En revanche, en ajustant la puissance de la source de manière à réaliser des impulsions 2π , l'atome reste dans l'état fondamental et il a peu de chance d'émettre un photon par émission spontanée avant la prochaine impulsion. Le taux de photons collectés sera alors faible. L'abscisse du premier maximum de la courbe de la figure 4.16 (a) est donc la puissance nécessaire pour réaliser des impulsions π , l'abscisse du premier minimum est la puissance permettant de produire des impulsions 2π et ainsi de suite. On remarque par ailleurs sur la figure 4.16 (b), qui représente le pourcentage de recapture en fonction de la racine carrée de la puissance, que ce dernier est anti-corrélé aux oscillations de Rabi. Plus l'atome émet de photons (autour de l'impulsion π), plus il est chauffé hors du piège, et plus la probabilité de le recapturer en fin de séquence baisse. Inversement, moins l'atome émet de photons (autour de l'impulsion 2π), plus le taux de recapture est élevé. Le pourcentage de recapture ne dépend bien évidemment pas de la polarisation que l'on détecte.

Les courbes de la figure 4.16 ont été obtenues pour des impulsions lumineuses proches de résonance. Pour s'en assurer, on s'intéresse à l'amplitude et la position du premier maximum des oscillations en fonction de la fréquence des impulsions. Si les impulsions ne sont pas résonantes, alors l'évolution de la population dans l'état excité P_e n'obéit plus à un simple sinus carré, mais à la formule :

$$P_e = \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2 + \delta_L^2}} \sin^2 \left(\sqrt{\Omega^2 + \delta_L^2} \frac{T}{2} \right) \quad (4.3)$$

où δ_L est le désaccord de la source impulsionsnel par rapport à la transition atomique. Si on s'éloigne de la résonance, le premier maximum diminue en amplitude et se rapproche de $\Omega = 0$, c'est à dire de l'intensité lumineuse nulle. On se sert de la fluorescence issue de la cellule de rubidium de la chaîne laser de la figure 4.13. En ajustant finement le courant ou la température de la diode laser continue, on règle la fréquence centrale de la source autour du maximum du pic de fluorescence correspondant à la transition du ^{87}Rb de $F = 2$ vers les niveaux excités, et on cherche l'amplitude et la puissance à laquelle se trouve le premier maximum des oscillations de Rabi. On déplace ensuite la fréquence centrale (par pas d'environ 10 MHz) et on réitère le processus jusqu'à trouver la fréquence pour laquelle le premier maximum est le plus haut, à la plus haute puissance. Nous remarquons alors que pour générer des impulsions à résonance, la fréquence de la source doit être réglée environ 140 MHz vers le bleu par rapport à la transition atomique. En effet, d'une part, le modulateur acousto-optique déplace la fréquence du faisceau impulsionsnel de 100 MHz vers le rouge, d'autre part, l'atome unique dans un piège dipolaire de puissance 2 mW voit sa transition déplacée vers le bleu d'environ 40 MHz (voir paragraphe 3.1.2 du chapitre 3). En outre, nous avons aussi observé des oscillations de Rabi avec une source hors résonance désaccordée d'environ 100 MHz vers le rouge de la transition atomique pour une puissance de piégeage de 1,5 mW. Les points expérimentaux apparaissent sur la figure 4.17. Comme le prévoit la formule 4.3, le premier maximum apparaît à une intensité légèrement plus faible et avec un amplitude plus faible que dans le cas d'impulsions à résonance. La hauteur des maxima augmente avec l'intensité.

Soulignons encore une fois que les figures 4.16 et 4.17 sont une signature expérimentale d'*oscillations de Rabi observées sur des atomes uniques*.

Efficacité des impulsions π

Souvenons-nous que notre objectif est de réaliser une source de photons uniques en illuminant un atome unique par des impulsions π . Nous allons tenter d'estimer l'efficacité de ces impulsions

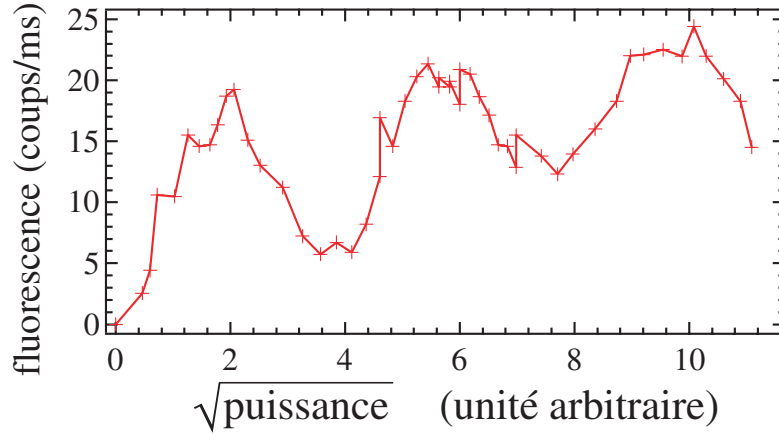


FIG. 4.17 – Oscillations de Rabi induites par la source impulsionnelle environ 100 MHz hors résonance.

π d'après l'amplitude du premier maximum de la courbe de la figure 4.16 (a).

À la suite d'une étude statistique, nous estimons que la barre d'erreur en ordonnée sur les points expérimentaux des courbes d'oscillations de Rabi est au maximum de 3 coups/ms. On peut alors affirmer raisonnablement que la hauteur du premier pic de l'oscillation de Rabi à résonance correspondant à des impulsions π est $h_\pi = 30(\pm 2)$ coups/ms ($h_\pi^{max} = 32$ coups/ms et $h_\pi^{min} = 28$ coups/ms). Une efficacité de 100 % des impulsions π correspondrait à l'émission d'un photon après chaque impulsion, c'est-à-dire un photons toutes les 200 ns ($f_{max} = 5 \times 10^6$ photons émis par seconde). Or depuis la paragraphe 4.2.3, nous savons que l'efficacité globale de collection et de détection de notre dispositif d'imagerie vérifie :

$$\eta_{coll}^{min} = 5,2 \% < \eta_{coll} < \eta_{coll}^{max} = 6,4 \%$$

dans le cas de photons polarisés σ^- . L'efficacité des impulsions π , η_π , est donnée par la comparaison de h_π/η_{coll} à f_{max} . Des données expérimentales, on déduit :

$$\frac{h_\pi^{min}}{f_{max} \cdot \eta_{coll}^{max}} = 88 \% < \eta_\pi < \frac{h_\pi^{max}}{f_{max} \cdot \eta_{coll}^{min}} = 123 \%$$

La valeur 123 % est évidemment impossible pour η_π . Ceci vient soit d'une sous estimation de η_{coll}^{min} soit d'une surestimation de h_π^{max} . Un moyen de corriger en partie ce défaut est de s'assurer que quelque soit la valeur de η_{coll} , la valeur minimale de η_π , déduite à partir de h_π^{min} reste inférieure à 100 %. On se rend alors compte que pour vérifier cela, on est amené à réduire l'intervalle sur η_{coll} par rapport à l'estimation du paragraphe 4.2.3 à :

$$\eta_{coll}^{min} = 5,6 \% < \eta_{coll} < \eta_{coll}^{max} = 6,4 \%$$

L'intervalle sur η_π devient alors $88 \% < \eta_\pi < 114 \%$ que l'on transforme pour des raisons évidentes en :

$$88 \% < \eta_\pi < 100 \%$$

L'étude de l'efficacité des impulsions π nous a donc aussi amené à réduire l'incertitude que l'on a sur l'efficacité de collection. Pour résumer, on déduit de tout ce qui précède l'efficacité globale de collection et de détection :

$$\eta_{coll} = 6,0(\pm 0,4) \%$$

ainsi que qu'une très bonne efficacité de nos impulsions π :

$$\eta_\pi = 94(\pm 6) \%$$

Temps passé sur la transition fermée

Nous avons jusqu'à présent omis volontairement de soulever une différence cruciale entre la séquence utilisée pour les oscillations de Rabi et celle de la figure 4.6. Les données expérimentales des figures 4.16 et 4.17 ont été prises en laissant le repompeur branché pendant la milliseconde durant laquelle l'atome unique est illuminé par le faisceau impulsionnel. En effet, malgré la champ magnétique de +4,2 G que l'on impose, l'axe de quantification n'est peut-être pas rigoureusement aligné avec la direction verticale. Par ailleurs, comme mentionné au début du paragraphe 4.2, la polarisation de la sonde n'est sans doute pas purement σ^- , mais peut contenir quelques photons polarisés σ^+ ou π . En conséquence, du fait de la largeur spectrale légèrement inférieure à 250 MHz de nos impulsions de 4 ns (voir figure 4.15), des excitations hors résonance vers le sous-niveau excité ($5^2P_{3/2}, F = 2$) se produisent. L'atome unique a alors une probabilité non nulle d'être pompé vers le sous-niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 1$) où il reste piégé. Lorsque nous utilisons la sonde pour exciter les atomes, ceci se produisait beaucoup moins car la sonde, continue et injectée par la diode maître était spectralement beaucoup plus fine. Une comparaison du pic de fluorescence induit par le faisceau impulsionnel en présence ou en l'absence du repompeur est faite sur la figure 4.18. En l'absence de repompeur, le pic décroît beaucoup plus vite alors que la probabilité de recapture en fin de séquence est proche de 100 % (et ceci quelle que soit la valeur de la puissance des impulsions). En revanche, en présence du repompeur, l'atome fluoresce plus longtemps et le taux de recapture évolue en opposition de phase avec les oscillations de Rabi (voir figure 4.16).

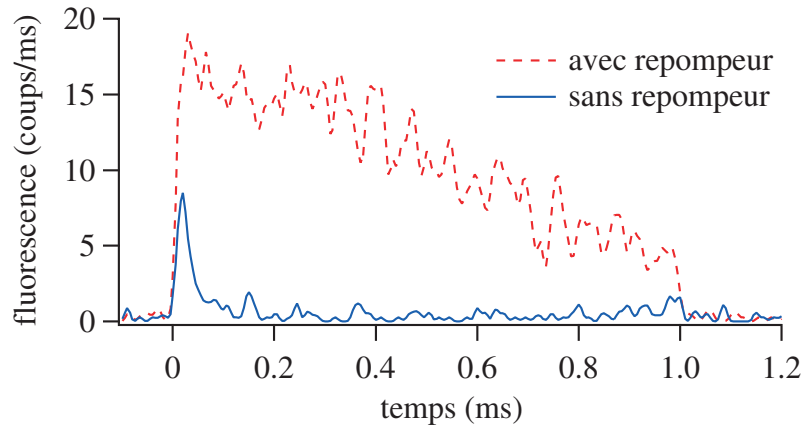


FIG. 4.18 – Comparaison entre le pic de fluorescence induit par la source impulsionnelle en présence du repompeur (trait pointillé) et en l'absence du repompeur (trait plein).

Les atomes pouvant être dépompés vers ($5^2S_{1/2}, F = 1$), il nous faut estimer, dans ces conditions, le pourcentage du temps qu'ils passent sur la transition fermée lorsqu'ils sont excités par le faisceau impulsionnel, en présence du repompeur. Nous ferons cette étude pour un atome éclairé par des impulsions π . Souvenons-nous qu'un de nos objectifs est de faire de notre atome une source de photons uniques en l'éclairant par de telles impulsions. Une analyse statistique des courbes telles que celle de la figure 4.18 en l'absence de repompeur, nous indique que le temps

de décroissance moyen pour ces courbes est d'environ $24 \mu\text{s}$. Le taux de recapture étant ensuite proche de 100 %, nous estimons que c'est le temps mis pour pomper optiquement l'atome en ($5^2S_{1/2}, F = 1$). Autrement dit, l'atome unique est piégé par émission spontanée en $F = 1$ après 120 excitations impulsionnelles.

Il s'agit maintenant d'estimer en combien de temps le repompeur transfère à nouveau l'atome en ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2$). Ce raisonnement peut se faire en deux étapes. La première étape consiste à calculer le temps qu'il faut à l'atome pour passer du sous-niveau fondamental $F = 1$ vers le sous-niveau fondamental $F = 2$. La seconde consiste à estimer, une fois l'atome en $F = 2$, le temps nécessaire pour qu'il soit à nouveau piégé en ($F = 2, m_F = -2$). Les calculs s'appuyant sur un modèle simple d'équations de taux sont faits dans l'annexe C. D'après le paragraphe C.1 de cette annexe, 1 à 2 impulsions π sont perdues avant que l'atome ne soit repompé vers le sous-niveau fondamental $F = 2$. Puis, d'après le paragraphe C.2, moins de 10 impulsions π le transfèrent optiquement à nouveau sur la transition fermée.

En résumé, sachant qu'un atome piégé sur la transition fermée est dé pompé vers le niveau fondamental au bout de 120 impulsions π , il passe $12/120 \sim 10\%$ du temps hors de la transition cyclante. Autrement dit, 90 % des impulsions π se font sur la transition fermée. Si l'on ne fait aucune hypothèse sur les sous-niveaux Zeeman les plus probablement peuplés lors du repompage de $F = 1$ vers $F = 2$ (hypothèse la plus pessimiste faite dans l'annexe C), on trouve que l'atome passe plus de 80 % de son temps sur la transition fermée.

Afin de confirmer l'étude précédente, nous allons aussi faire quelques remarques sur la polarisation de la lumière émise. Comme on l'a décrit précédemment, on détecte la fluorescence induite par la source impulsionnelle alternativement en polarisation \perp ou \parallel . Comme nous l'avons fait lors de la mise en place du champ B_z constant (paragraphe 4.2.2), nous pouvons calculer le contraste en polarisation pour chacun des points expérimentaux de la courbe d'oscillations de Rabi, à partir de l'aire des pics de fluorescence induits par les impulsions. Le contraste obtenu pour les puissances proches de l'impulsion π s'élève à $C = 72(\pm 3)\%$. Or nous savons depuis le paragraphe 4.2.1 que du fait de notre importante ouverture numérique, le contraste, pour une lumière purement émise sur une transition σ^- , vaut $C_\sigma = 77\%$. Par un raisonnement similaire à celui fait dans la partie 4.2.1, on peut se convaincre que le contraste, pour une lumière purement émise sur une transition π , vaut $C_\pi = -1$. Dans une vision classique, la lumière est émise par notre atome alcalin avec une polarisation π lorsque l'électron de la dernière couche de valence se déplace avec un mouvement oscillant rectiligne le long de l'axe de quantification, à savoir l'axe vertical. En reprenant les notations de la figure 4.5, contrairement à la polarisation σ^- , le champ rayonné a alors une composante uniquement selon \vec{e}_θ . Tous les photons seront alors détectés comme étant de polarisation \parallel , autrement dit $C_\pi = -1$.

Sachant que lorsque l'on éclaire notre atome avec des impulsions π , $C = 72(\pm 3)\%$, on cherche à remonter dans ces conditions à la quantité de photons émis sur une transition π . Soit $A_{\sigma\perp}$ (respectivement $A_{\sigma\parallel}$), la partie de l'aire du pic de fluorescence détectée en polarisation \perp (respectivement \parallel) due à des photons émis sur une transition σ . Soit A_π la partie de l'aire du pic de fluorescence détectée en polarisation \parallel uniquement due à des photons émis sur une transition π . Si l'on applique la définition de C donnée au paragraphe 4.2.1 :

$$C = \frac{A_{\sigma\perp} - A_{\sigma\parallel} - A_\pi}{A_{\sigma\perp} + A_{\sigma\parallel} + A_\pi} = n_\sigma C_\sigma - n_\pi$$

où $n_\pi = \frac{A_\pi}{(A_{\sigma\perp} + A_{\sigma\parallel} + A_\pi)}$ est la quantité de photons polarisés π

et $n_\sigma = 1 - n_\pi = \frac{A_{\sigma\perp} + A_{\sigma\parallel}}{(A_{\sigma\perp} + A_{\sigma\parallel} + A_\pi)}$ est la quantité de photons polarisés σ

On déduit aisément des formules précédentes la valeur de n_π et on trouve que $2,8(\pm 1,7)\%$ des photons collectés sont émis avec une polarisation π . Nous attribuons cela aux phénomènes de dépompage vers $(5^2S_{1/2}, F = 1)$ et repompage vers le niveau $(5^2P_{3/2}, F = 2, m_F = -2)$. Parmi les photons émis lors du repompage de $F = 1$ vers $F = 2$, puis lors du retour vers la transition cyclante, quelques photons sont émis avec une polarisation π . Bien qu'il soit difficile de remonter à partir de ce chiffre au temps exactement passé par l'atome unique sur la transition fermée, le faible pourcentage de photons polarisés π trouvé, confirme qu'il y passe la plus grande fraction du temps.

Simulation : modèle à deux niveaux

Jusqu'à présent, tout semble indiquer que notre atome se comporte à peu près comme un atome à deux niveaux, ces derniers étant le niveau fondamental $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2)$ et le niveau excité, $(5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = -3)$. Nous allons tenter de valider cette hypothèse en simulant notre expérience d'oscillations de Rabi. Nous allons utiliser pour cela le formalisme de la matrice densité ρ . Dans le cas où on s'intéresse à un système à deux niveaux, $|f\rangle$ (fondamental) et $|a\rangle$ (excité), la matrice densité ρ est une matrice 2×2 :

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{aa} & \rho_{af} \\ \rho_{af}^* & \rho_{ff} \end{bmatrix}$$

avec $\rho_{ff} + \rho_{aa} = 1$. ρ_{ff} et ρ_{aa} sont les *populations* des deux niveaux, les probabilités pour que l'atome soit dans l'état fondamental ou excité. ρ_{fa} est la *cohérence*, qui est directement reliée au dipôle rayonné par l'atome :

$$\langle \widehat{D} \rangle = \text{Tr}(\rho \widehat{D}) = \text{Re}(2 \vec{d} \rho_{af})$$

où \widehat{D} est l'opérateur dipolaire électrique, et \vec{d} l'élément de matrice dipolaire.

Supposons un atome plongé dans un champ électrique de fréquence ω_L . La cohérence, comme le dipôle, va évoluer avec une fréquence caractéristique proche de ω_L . Posons alors :

$$\rho_{af} = \sigma_{af} e^{-i\omega_L t}$$

Une fois l'*approximation séculaire*, consistant à négliger les termes non résonnants, faite, on obtient les équations d'évolution de Bloch optiques [80] :

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{aa} &= -\Gamma \rho_{aa} - \Omega \text{Im}(\sigma_{af}) \\ \dot{\sigma}_{af} &= -\frac{\Gamma}{2} \sigma_{af} + i\delta_L \sigma_{af} + i\frac{\Omega}{2}(\rho_{aa} - \rho_{bb}) \end{cases} \quad (4.4)$$

où $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ est le désaccord du laser par rapport à la transition atomique ω_0 . $\Omega = -d\mathcal{E}/\hbar = -\Gamma\sqrt{I/2I_{sat}}$ est la fréquence de Rabi dont nous avons déjà parlé et \mathcal{E} est l'amplitude du champ électrique. Γ est la largeur naturelle du niveau excité. La résolution de ces équations en l'absence de relaxation ($\Gamma = 0$) aboutit aux oscillations de Rabi dont nous avons donné la formule en 4.3.

Nous allons résoudre les équations avec relaxation numériquement. Ce que nous mesurons lors de nos expériences d'oscillations de Rabi est la fluorescence induite par la source impulsionnelle.

Or, pour un atome à deux niveaux, le flux de photons émis est $\Gamma\rho_{aa}$. Le flux de photons détecté sera donc lui aussi proportionnel à la population dans l'état excité, ρ_{aa} . Nous allons d'abord étudier l'effet d'une impulsion de 4 ns sur la fluorescence d'un atome unique. Nous allons donc résoudre numériquement le système d'équations différentielles 4.4 en imposant que Ω ne soit non nul que pendant les 4 premières nanosecondes. Autrement dit Ω évolue dans le temps et :

$$\Omega(t) = -\Gamma\sqrt{\frac{I}{2I_{sat}}}f(t)$$

où $f(t)$ est nulle partout sauf entre 0 ns et 4 ns où elle vaut 1. Pour simuler les données à résonance, nous choisissons $\delta_L = 0$. Enfin, nous prendrons $\omega_0 = 2\pi \times 384,2$ THz, correspondant à la transition atomique $(5^2S_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3)$ du ^{87}Rb [84]. La population dans l'état excité calculée pour diverses valeurs de l'intensité I est reproduite sur la figure 4.19.

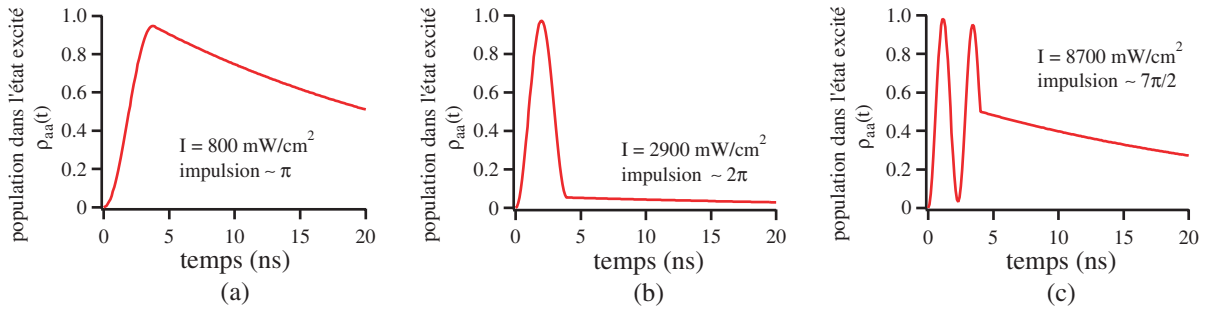


FIG. 4.19 – Population dans l'état excité $\rho_{aa}(t)$ induite calculée à partir du modèle de l'atome à deux niveaux pour trois valeurs de l'impulsion excitatrice de 4 ns, correspondant à peu près une impulsion π (a), 2π (b) et $7\pi/2$ (c). La taux de fluorescence collectée est proportionnelle à $\rho_{aa}(t)$.

On remarque que pendant les 4 ns durant lesquelles l'impulsion illumine les atomes, ceux-ci effectuent un certain nombre d'oscillations de Rabi dépendant de l'intensité de l'impulsion. Une fois l'impulsion éteinte, on observe une décroissance exponentielle dont l'inverse du temps caractéristique est Γ , correspondant à l'émission spontanée. La résolution minimum de notre carte de comptage étant actuellement de $5 \mu\text{s}$, nous ne sommes pas capable de résoudre ces structures. Nous mesurons en fait la fluorescence intégrée sur au minimum 25 impulsions. La fluorescence mesurée sur les figures 4.16 et 4.17 est en fait proportionnelle à l'intégrale des courbes de la figures 4.19. Pour simuler réellement notre mesure nous calculons donc le nombre de photons émis par impulsions par l'intégrale :

$$\int_0^\infty \Gamma \rho_{aa}(t) dt \quad (4.5)$$

Sur la figure 4.20 (a) est tracée la valeur de cette intégrale en fonction de la racine carrée de l'intensité.

Une différence flagrante existe entre les données expérimentales (figure 4.16 (a)) et la simulation (figure 4.20 (a)). Les données expérimentales, contrairement à la simulation, sont amorties. Cette réduction du contraste expérimentale est essentiellement due à des fluctuations dans la puissance des impulsions. Nous avons mesuré des fluctuations relatives d'intensité de $\pm 10\%$ et nous allons essayé de les introduire dans notre simulation. Pour cela, nous convoluons la courbe de la figure 4.20 (a) avec une gaussienne en intensité dont l'écart type augmente avec l'intensité, mais reste toujours égal à 10% de l'intensité. On obtient la courbe en trait plein de la figure

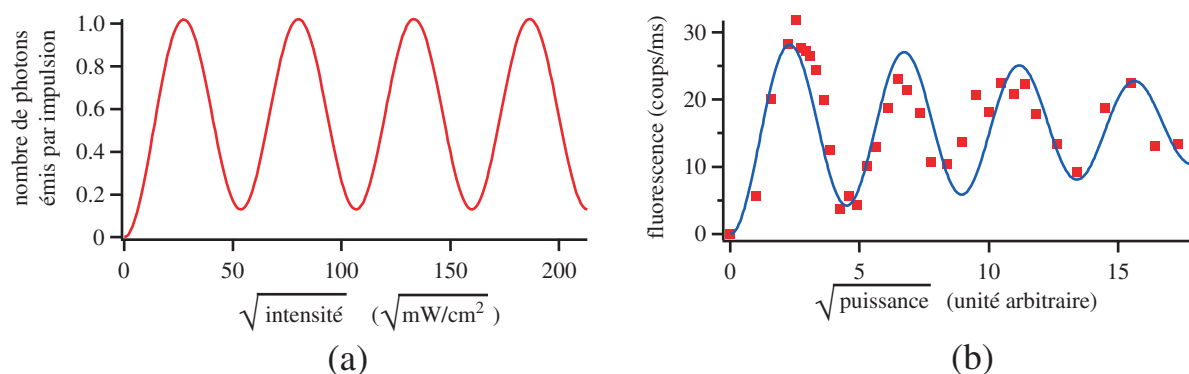


FIG. 4.20 – (a) Nombre de photons émis par impulsion calculé à partir du modèle de l'atome à 2 niveaux, en fonction de la puissance. (b) La courbe en trait plein est un ajustement des données expérimentales de la figure 4.16 (a) (carrés) basé sur le modèle simple de l'atome à deux niveaux, en présence de fluctuations relatives de 10 % de l'intensité des impulsions.

4.20 (b) que l'on a ajusté aux oscillations de Rabi expérimentales représentées par les carrés.

La première remarque que l'on peut faire est que le modèle simple de l'atome à deux niveaux reproduit correctement les tendances de nos données expérimentales. Néanmoins, le désaccord entre la courbe simulée et les données n'est pas le fait du bruit expérimental, la barre d'erreur sur nos données étant de l'ordre de 3 coups/ms. L'écart entre la courbe simulée et expérimentale, supérieur à cette valeur en certains points, est sans doute dû au fait que l'atome s'échappe de temps en temps de la transition fermée, et qu'il explore la structure complexe des niveaux atomiques du ^{87}Rb .

Par ailleurs, nous constatons sur la courbe de la figure 4.20 (a) que le nombre maximum de photons émis par impulsion est légèrement supérieur à 1 soit un taux d'émission de 1 photon toutes les 200 ns. Pour ajuster les données à la courbe expérimentale, on est obligé de ramener ce maximum à 28 coups/ms. Ainsi, si l'on suppose que les oscillations de Rabi ont une efficacité de 100 %, ceci nous donne une efficacité de collection de 5,6 %. Ces valeurs sont bien compatibles avec celles trouvées précédemment.

Notons que notre façon de mettre en évidence les oscillations de Rabi n'est pas forcément très commune. Fréquemment les signaux expérimentaux d'oscillations de Rabi sont obtenus par des mesures de quantité d'atomes ou de probabilité de présence d'atomes dans un état donné, après une impulsion lumineuse, alors que notre signal expérimental est la quantité de fluorescence induite. Un équivalent pour nous d'un signal plus classique d'oscillations de Rabi serait de mesurer le taux de fluorescence de notre atome juste à la fin de l'impulsion lumineuse (autrement dit la valeur du taux de fluorescence à rigoureusement $t = 4$ ns sur les courbes de la figure 4.19). En effet, ce signal est directement proportionnel à la probabilité que l'atome soit dans l'état excité à la fin d'une impulsion, mais cette mesure nécessiterait une résolution temporelle inférieure à la nanoseconde. Le signal que nous mesurons est proportionnel à l'aire des courbes de la figure 4.19, mais pas directement proportionnel à la probabilité que l'atome soit dans l'état excité après une impulsion. La partie de la courbe correspondant à la décroissance radiative de l'émission spontanée est une exponentielle décroissante de durée de vie Γ . Son aire est donc bien proportionnelle à la probabilité pour l'atome d'être dans l'état excité après l'impulsion qui correspond à sa hauteur. En revanche, la première partie de la courbe, la partie oscillante ne

l'est pas. Notre façon de visualiser les oscillations de Rabi peut donc paraître surprenante ou indirecte.

4.3.3 Oscillations de Rabi dans le domaine temporel

Au vu des courbes de la figure 4.19, nous voudrions essayer d'observer l'allure de la fluorescence induite par une impulsion pendant la durée de celle-ci. Nous serions alors en mesure d'observer des oscillations de Rabi en temps peut-être plus parlantes que les précédentes, le signal obtenu étant directement proportionnel à la probabilité pour l'atome d'être dans l'état excité. Il nous faut cependant modifier radicalement notre système d'acquisition pour atteindre des résolutions temporelles largement inférieures à 1 ns.

Carte de comptage de haute résolution

Nous avons donc installé une carte de comptage de haute résolution. Il s'agit de la carte PCI TimeHarp 200 de la société PicoQuant. Elle permet de mesurer de façon très précise le délai entre deux impulsions électroniques, l'une que nous nommerons START et l'autre que nous nommerons STOP. Il est alors possible de construire l'histogramme des temps d'arrivée de photons à la suite d'une excitation impulsionnelle. Il suffit pour cela que le START (ou le STOP) corresponde au signal de synchronisation des impulsions excitatrices et que le STOP (ou le START) corresponde au signal électronique de photodétection (issu de la photodiode à avalanche). Il est de même possible de construire un histogramme des délais d'arrivée entre deux photons si l'on branche deux photodétecteurs sur les entrées START et STOP. Ceci sera mis à profit dans le prochain chapitre.

Le fonctionnement de la carte repose sur le schéma de la figure 4.21. L'étage TDC (Time to Digital Converter) fournit une valeur digitale à l'analyseur multi-canal, proportionnelle à la durée entre START et STOP. L'analyseur multi-canal incrémente ensuite la cellule de mémoire (ou le canal) correspondant au délai mesuré. L'information est ensuite transmise à un ordinateur via un bus PCI. Un logiciel fourni avec la carte permet à la fois de régler les paramètres de la carte et d'afficher en temps réel l'histogramme en construction. En ce qui concerne les spécifications techniques, la résolution temporelle τ_{res} peut être ajustée entre 30 ps et 4 ns. Le nombre de canaux de l'analyseur est de 4096. Lorsqu'un START déclenche le TDC, celui-ci attend un STOP. Lorsqu'aucun STOP n'est apparu au bout de $4096 \times \tau_{res}$, le TDC est remis à zéro, et attend à nouveau un START. En revanche, si un STOP apparaît au bout de $i \times \tau_{res}$, $i < 4096$, le TDC incrémente le $i^{ième}$ canal de l'histogramme avant de se remettre à zéro et d'attendre un nouveau START (après un temps mort inférieur à 350 ps). Notons enfin que la cadence maximale est de 4 MHz pour l'entrée START, de 125 MHz pour l'entrée STOP et que le temps d'acquisition peut être choisi entre 1 ms et 10 heures.

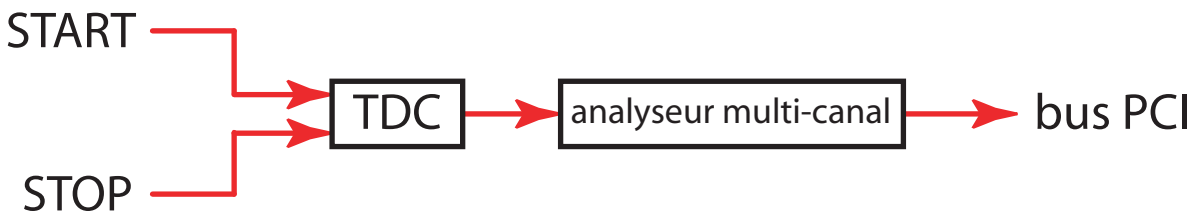


FIG. 4.21 – Schéma de fonctionnement de la carte de comptage de haute résolution.

Nous avons donc la résolution nécessaire pour observer le comportement de l'atome pendant

la durée de l'impulsion et pendant la décroissance radiative par émission spontanée. Pour reconstruire le spectre temps des photons émis par l'atome, nous allons connecter la photodiode à avalanche à l'entrée START et le signal de synchronisation des impulsions lumineuses à l'entrée STOP. Cette astuce permet de limiter la quantité de temps morts et de ne pas dépasser la cadence maximale du TDC. En effet, rappelons que le signal de synchronisation des impulsions lumineuses est constitué par une horloge à 5 MHz (voir paragraphe 4.3.1). Le flux de photons détectés à la suite d'impulsions π est quant à lui d'environ 30 coups/ms (voir figure 4.16). Ainsi le TDC se déclenchera rarement, mais sera systématiquement stoppé par l'impulsion suivante. En conséquence, les délais que l'on mesurera ne seront pas ceux entre l'impulsion et l'arrivée du photon, mais ceux entre le photon et la prochaine impulsion. Ceci ne constitue pas un problème puisque les impulsions laser arrivent périodiquement et que, connaissant la période, on peut aisément passer des délais mesurés à ceux que l'on voulait mesurer.

La mesure

Pour visualiser les spectres temps, nous choisissons une séquence temporelle similaire à celle utilisée pour observer les oscillations de Rabi en fonction de la puissance de la source impulsionnelle (voir paragraphe 4.3.2). La seule différence réside dans le fait que la source impulsionnelle n'illumine pas l'atome de façon continue, pendant une milliseconde. La séquence alterne des périodes d'excitation impulsionnelle avec des périodes de refroidissement par les faisceaux de la mélasse, afin de maximiser le temps passé dans le piège par un atome unique. Les détails de cette séquence temporelle seront exposés dans le prochain chapitre dans lequel l'intérêt d'un tel aménagement apparaîtra plus clairement. La carte de comptage est synchronisée à l'aide de l'ordinateur gérant l'ensemble de l'expérience (voir paragraphe 1.3.4 du chapitre 1) de telle manière qu'elle n'enregistre les délais que pendant les périodes d'excitation impulsionnelle.

Nous avons enregistré des spectres temps pour des valeurs croissantes de la puissance de la source impulsionnelle. L'ensemble des résultats obtenus est résumé sur la figure 4.22. Pour ces courbes, la résolution temporelle est de 146 ps. La puissance de piégeage est de 2 mW. Chaque courbe correspond à l'histogramme des temps d'arrivée des photons après une impulsion, accumulés sur 1000 séquences temporelles (excepté pour les trois dernières courbes, correspondant respectivement à l'accumulation de 4016, 3042 et 1948 séquences temporelles). Notons que seuls les photons de polarisation \perp sont détectés.

En ajustant la puissance de la source, on observe un nombre variable d'oscillations de Rabi durant l'impulsion excitatrice, suivies d'une décroissance exponentielle due à l'émission spontanée, une fois l'impulsion terminée. Ceci est en accord qualitatif avec les simulations de la figure 4.19.

Là encore, la figure 4.22 met en évidence, dans le domaine temporel, des *oscillations de Rabi observées sur des atomes uniques*.

Le traitement des données

Les courbes de la figure 4.22 ne sont pas les données brutes. Pour pouvoir les comparer, un certain nombre de traitements ont été effectués :

- correction des courbes de la lumière parasite induite par les impulsions ;
- normalisation des courbes par rapport au nombre d'impulsions excitatrices reçues pendant l'expérience ;
- normalisation des courbes par rapport à la probabilité de présence de l'atome unique au cours de l'expérience.

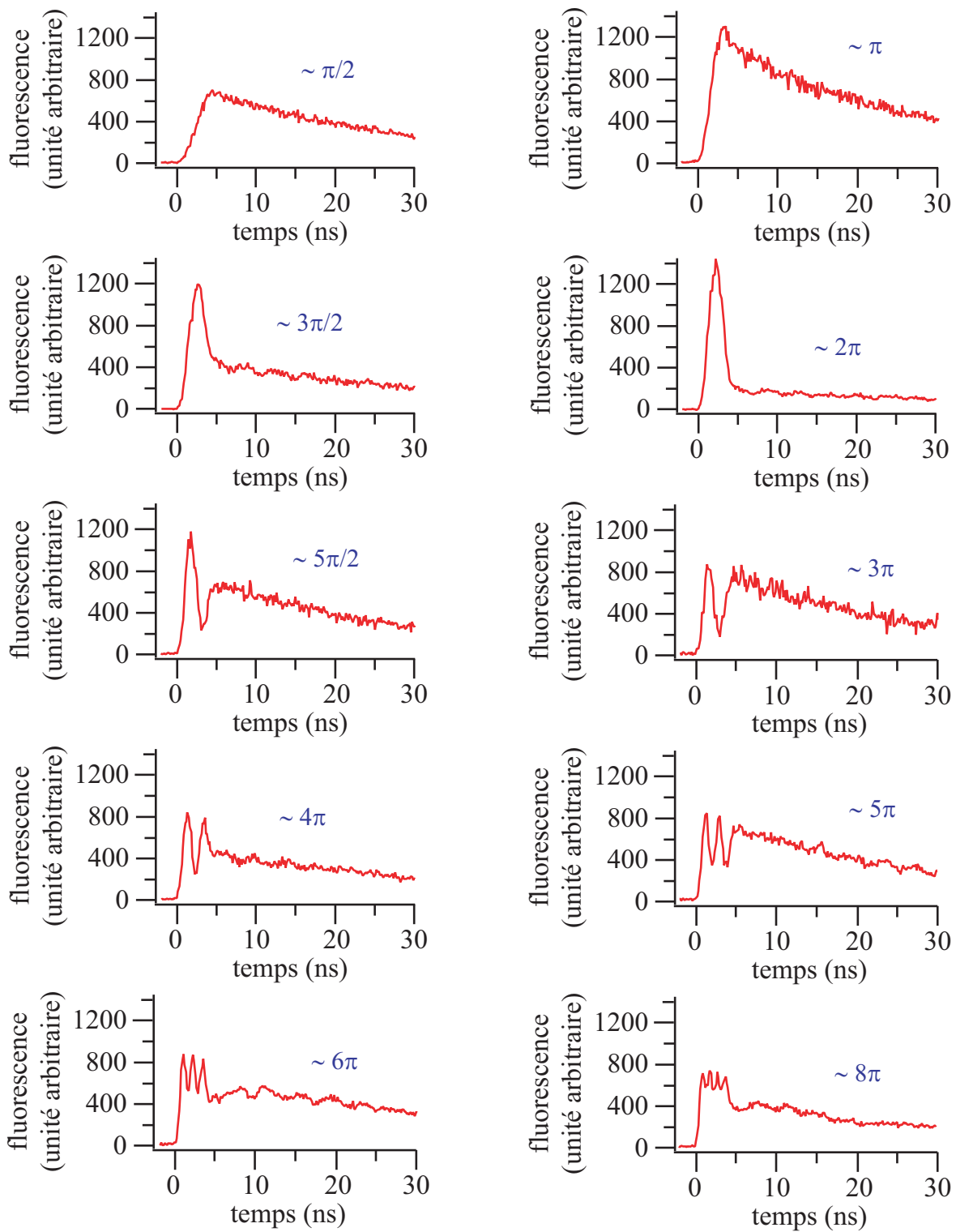


FIG. 4.22 – Fluorescence de l'atome unique induite par la source impulsionnelle, pendant et juste après l'impulsion. On observe des oscillations de Rabi durant l'impulsion, suivies de la décroissance radiative due à l'émission spontanée, une fois l'impulsion finie. En augmentant progressivement la puissance, on est ainsi capable de réaliser des impulsions $\pi/2$, π , $3\pi/2$, 2π , $5\pi/2$, 3π , 4π , 5π , 6π et 8π . Les courbes ont été normalisées.

Nous allons détailler chacun de ces traitements successivement.

- **Correction de la lumière parasite.** Pour les puissances les plus élevées, on observe de la lumière parasite autour de $t = 0$, venant de l'impulsion elle-même. Cette lumière parasite a été soustraite pour les trois dernières courbes de la figure 4.22, pour lesquelles elle n'est pas négligeable.
- **Normalisation par rapport au nombre d'impulsions excitatrices.** La plupart des courbes correspondent à l'histogramme des photodétections accumulées sur 1000 séquences temporelles. Là encore, seules les trois dernières courbes pour lesquelles plus de 1000 séquences temporelles ont été accumulées doivent être multipliées par un facteur correctif.
- **Normalisation par rapport à la probabilité de présence de l'atome.** À la suite d'impulsions $(2n + 1)\pi$, l'atome, en principe excité à coup sûr, subit un chauffage beaucoup plus important (et sera donc éjecté hors du piège beaucoup plus rapidement) que pour des impulsions $2n\pi$ pour lesquelles il n'est en principe pas excité. Afin de mettre en évidence ce phénomène, on enregistre aussi la fluorescence moyenne au cours de l'ensemble de la séquence expérimentale, en installant un diviseur électronique en sortie de la photodiode à avalanche. Le signal électronique contenant l'information sur la fluorescence collectée est ainsi dupliqué avant d'être envoyé à la fois vers la carte de comptage de haute résolution construisant les spectres temps, et vers la carte de comptage classique dont on s'est servi jusqu'à présent pour enregistrer la fluorescence moyenne obtenue au cours d'une séquence temporelle.

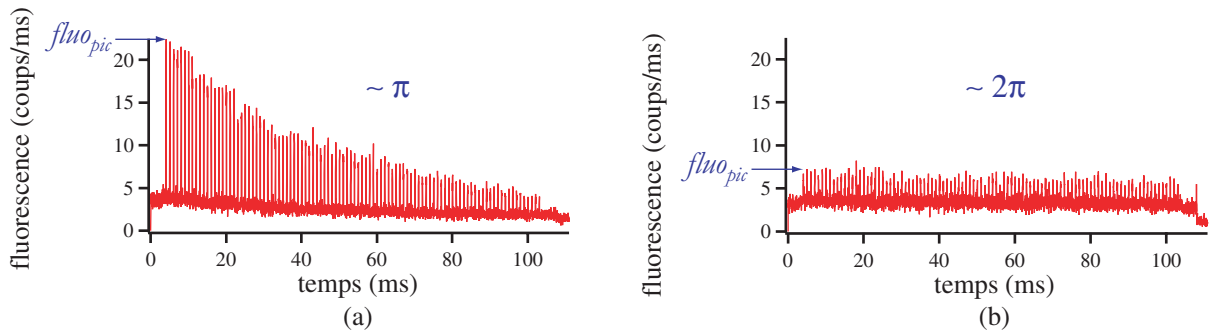


FIG. 4.23 – Allure de la fluorescence collectée moyenne au cours d'une séquence temporelle, pour des impulsions proches de π (a) et 2π (b). On distingue bien une alternance de pics d'excitation impulsionnelle et de refroidissement par la mélasse pendant lesquelles la fluorescence est réduite. Pendant les périodes d'excitation, des impulsions de 4 ns sont envoyées sur l'atome toutes les 200 ns.

La figure 4.23 représente l'allure de la fluorescence moyenne obtenue pendant la durée de la séquence pour des impulsions proches de π et 2π . Les quatre premières millisecondes servent à piéger un atome et mettre en place le champ magnétique $B_z = +4,2$ G. On distingue bien, ensuite les pics de fluorescence, correspondant aux périodes d'excitation impulsionnelle, séparés par des périodes de refroidissement, de plus faible fluorescence induite par les faisceaux de la mélasse. La différence est flagrante entre les deux courbes. Pour des impulsions proches de π , l'atome est très souvent excité. Le taux de fluorescence est donc élevé en début de séquence, mais chute rapidement, car l'atome est aussi fortement chauffé par l'émission spontanée. Le taux de recapture d'environ 15 % est d'ailleurs faible (il est mesuré par la méthode conventionnelle

exposée au paragraphe 1.4.4 du chapitre 1). En revanche, pour des impulsions proches de 2π , l'atome est très rarement excité à la fin d'une impulsion. Le taux de fluorescence est donc plus faible que précédemment et reste constant, car l'atome est à peine chauffé pendant la séquence, et le taux de recapture d'environ 59 % est beaucoup plus élevé. Notons en outre que la courbe de la figure 4.23 (a) a été obtenue en même temps que celle de la figure 4.22 correspondant à l'impulsion π . Il s'agit de la fluorescence enregistrée pendant la même expérience, la première par notre carte de comptage classique, la seconde par la carte de comptage de haute résolution. Il en va de même pour la courbe de la figure 4.23 (b) et celle de la figure 4.22 correspondant à l'impulsion 2π .

Une conséquence du paragraphe précédent est que dans le cas d'impulsions π , l'atome unique est beaucoup moins présent que dans le cas d'impulsions 2π . Nous devons donc normaliser les courbes de la figure 4.22 par rapport à la probabilité de présence de l'atome. Pour chaque courbe, nous calculons la fraction du temps où un atome était présent dans le potentiel. Il suffit pour cela de connaître la fluorescence du premier pic d'excitation impulsionnelle que l'on appelle $fluo_{pic}$ (voir figure 4.23), et le nombre total de photons détectés pendant les périodes d'excitation impulsionnelle que l'on appelle γ_{diff} (γ_{diff} est donc simplement la somme de l'aire de chacun des pics d'excitation impulsionnelle sur la figure 4.23). Pour s'affranchir de la lumière parasite, on effectue la même expérience que celle de la figure 4.23, mais en l'absence d'atome unique (on n'observe alors pas de pic, mais des creux pendant les périodes d'excitation impulsionnelle). On calcule les mêmes paramètres $fluo_{pic}^{fond}$ et γ_{diff}^{fond} , et on obtient la probabilité de présence d'un atome unique durant l'expérience par la formule :

$$\alpha = \frac{\gamma_{diff} - \gamma_{diff}^{fond}}{(fluo_{pic} - fluo_{pic}^{fond}) T_{exc}}$$

où $T_{exc} = 11,5$ ms est la durée totale des périodes d'excitation impulsionnelle lors de ces expériences. La figure 4.22 est obtenue en divisant chacune des courbes brutes par ce paramètre.

Ajustement des données et discussion

Un fois la normalisation des courbes réalisée, il est possible de les comparer. De façon assez frappante, le contraste des courbes chute avec la puissance. On pourrait tout d'abord attribuer ceci aux fluctuations de puissance évoquées plus haut. Cependant des fluctuations de puissance n'ont pas pour effet de faire chuter le contraste sur l'ensemble des oscillations (comme pour la courbe de la figure 4.22 correspondant à une impulsion 8π), mais de faire chuter le contraste progressivement au cours des 4 ns d'impulsion. En effet, si l'on compare deux courbes à des puissances différentes (comme celles de la figure 4.19), elles ne contiennent pas le même nombre d'oscillations mais démarrent de la même manière. La différence entre les deux courbes augmente pendant la durée de l'impulsion. Une moyenne de plusieurs courbes à des puissances différentes aura un contraste qui diminue progressivement au cours de l'impulsion. Par ailleurs les 10 % de fluctuation relative d'intensité mesurés sur notre source n'expliquent pas des chutes de contraste aussi importantes que celles observées sur les spectres temps de la figure 4.22. La contribution majeure à la chute du contraste vient du fait que, lors de la détection d'un photon, le délai au bout duquel la photodiode à avalanche donne naissance à une impulsion électronique fluctue. Cette *gigue électronique* ou *jitter* est de l'ordre de quelques centaines de picosecondes pour les photodiodes à avalanche classique. La gigue électronique est forcément présente lors de l'enregistrement des délais par notre carte de comptage de haute résolution et peut fortement perturber les structures que l'on observe qui ont une échelle de temps de l'ordre de la nanoseconde. Nous

allons donc tenter d'améliorer la simulation qui nous a donné les courbes théoriques de la figure 4.19 pour tenir compte à la fois de la gigue électronique et des fluctuations de puissance, tout en restant dans le cadre d'un système à deux niveaux.

La prise en compte des fluctuations relatives d'intensité de 10 % est très simple. Pour une intensité donnée I_0 , nous calculons, avec notre modèle à deux niveaux, 20 courbes représentant $\rho_{aa}(t)$ (comme pour les courbes de la figure 4.19) avec des intensités prises au hasard dans une gaussienne centrée autour de I_0 et d'écart-type $0.1 \times I_0$. La moyenne de ces 20 courbes nous donne une courbe théorique pour $\rho_{aa}(t)$, en présence de fluctuations d'intensité. Nous observons effectivement une atténuation du contraste des oscillations de Rabi au cours de l'impulsion.

La gigue électronique des photodiodes à avalanche est quant à elle modélisée en convoluant simplement la courbe de $\rho_{aa}(t)$ (en présence de fluctuations d'intensité) avec une gaussienne en temps, centrée sur $t = 0$ et d'écart-type τ_{jitter} , le temps caractéristique de la gigue électronique. Les courbes obtenues nous permettent alors d'ajuster « à l'œil » les données expérimentales comme le montre la figure 4.24. Sur celle-ci apparaissent les courbes de la figure 4.22 correspondant aux impulsions $3\pi/2$, 5π et 8π (points) avec leurs ajustements respectifs (trait plein). On remarque que notre modèle reproduit très bien l'expérience. On retrouve notamment la chute du contraste. Les paramètres laissés libres pour cet ajustement sont l'intensité lumineuse qui est indiquée pour chaque courbe sur la figure 4.24 et τ_{jitter} que l'on doit prendre égal à 300 ps pour reproduire l'ensemble de nos expériences. Notons que cette valeur est obtenue avec une précision de l'ordre de 50 ps. et permet de modéliser correctement l'ensemble des résultats de la figure 4.22. Enfin, remarquons que c'est une valeur typique de la gigue électronique d'une photodiode à avalanche.

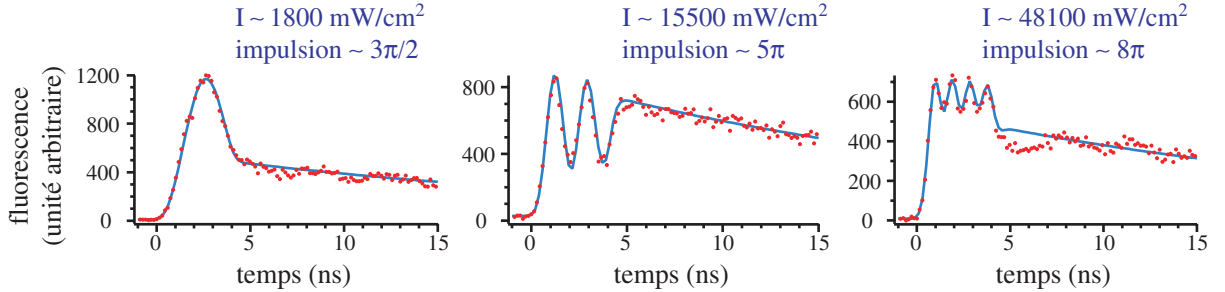


FIG. 4.24 – Spectres temps obtenus pour une excitation par des impulsions $3\pi/2$, 5π et 8π , ainsi que leur ajustement par un modèle incluant fluctuations d'intensité de la source et gigue électronique de l'APD. L'ajustement nous donne l'intensité lumineuse dans chacun des cas ainsi qu'une gigue électronique de 300 ps.

Sur certaines courbes de la figure 4.22, on distingue des oscillations dans la décroissance radiative. Elles s'expliquent par un phénomène de battement quantique qui sera détaillé dans le prochain paragraphe.

Enfin, si l'on suppose que l'efficacité des oscillations de Rabi est de 100 %, notre ajustement nous permet aussi d'estimer l'efficacité globale de collection et de détection. L'échelle des figures 4.22 et 4.24 correspond au nombre de photons détectés à la suite de 1000 séquences temporelles, soit au bout de $N_{pulse} = 5,75 \times 10^7$ impulsions excitatrices, en considérant que l'atome est présent tout le temps (du fait de la normalisation). Le pas de résolution est de $\tau_{res} = 146$ ps. Si l'on appelle $données(t)$ notre courbe expérimentale, le nombre de photons détecté par seconde et par

impulsion est donc :

$$\gamma_{coll}(t) = \frac{\text{données}(t)}{N_{pulse} \tau_{res}}$$

Le nombre de photons émis par seconde et par impulsion est $\gamma_{em}(t) = \Gamma \rho_{aa}(t)$ où $\rho_{aa}(t)$ est notre courbe théorique d'ajustement. Pour ajuster correctement nos données expérimentales, il a fallu multiplier $\rho_{aa}(t)$ par le facteur :

$$\frac{\text{données}(t)}{\rho_{aa}(t)} = 1250$$

On en déduit l'efficacité de collection :

$$\eta_{coll} = \frac{\gamma_{coll}(t)}{\gamma_{em}(t)} = 4 \text{ ‰}$$

Nous retrouvons donc une valeur proche de celle estimée au paragraphe 4.2.3 de ce chapitre et qui s'en rapprochera encore plus si l'on suppose que l'efficacité des oscillations de Rabi n'est pas de 100 ‰.

Durée de vie de l'état excité

Un dernier paramètre auquel il est possible de remonter à partir des courbes de la figure 4.22 est la durée de vie de l'état excité du ^{87}Rb . Dans le cadre du modèle de l'atome à deux niveaux, la résolution des équations de Bloch optiques (système d'équations 4.4), une fois l'impulsion terminée ($\Omega = 0$) est très simple et donne, pour $t > 4$ ns, c'est-à-dire après l'impulsion, l'expression suivante pour la population dans l'état excité :

$$\rho_{aa}(t) = \rho_{aa}(t_0) \exp[-\Gamma(t - t_0)]$$

où $t_0 = 4$ ns correspond à la fin de l'impulsion. Il s'agit simplement de l'émission spontanée. En ajustant la décroissance radiative par une exponentielle décroissante, on remonte ainsi à $\tau = 1/\Gamma$, la durée de vie dans l'état excité. A l'aide de l'ensemble des courbes de la figure 4.22, nous trouvons $\tau = 27 \pm 2$ ns, en accord avec la durée de vie de l'état excité de 26,2 ns [84].

4.3.4 Battements quantiques

Observations

Sur certaines courbes de la figure 4.22, obtenues en collectant la fluorescence de polarisation \perp , on distingue des oscillations dans la décroissance radiative. Si maintenant on reproduit l'expérience en observant les photons polarisés \parallel , la fluorescence enregistrée est celle de la figure 4.25. Aucune normalisation n'a ici été effectuée. Il s'agit des courbes brutes, qui comme dans le paragraphe précédent, ont été obtenues après 1000 séquences temporelles, avec une résolution de 146 ps et une puissance de piégeage de 2 mW.

Les oscillations aperçues précédemment sont ici nettement visibles. En outre, leur fréquence de 267 MHz correspond exactement à l'écartement entre les deux niveaux excités ($5^2P_{3/2}, F = 2$) et ($5^2P_{3/2}, F = 3$). Il s'agit donc vraisemblablement de battements quantiques. Nous sommes déjà conscients que du fait d'un champ magnétique résiduel, ou d'impuretés dans la polarisation de notre source impulsionnelle combinées à sa largeur spectrale d'environ 250 MHz, il est possible de peupler le niveau excité ($5^2P_{3/2}, F = 2$) (voir paragraphe 4.2). Le champ rayonné par l'atome peut donc provenir de l'émission spontanée à partir des niveaux excités $F = 3$ ou $F = 2$. Les deux composantes du champ d'une différence de fréquence de 267 MHz vont battre ensemble. C'est ce battement que nous observons sur la figure 4.25.

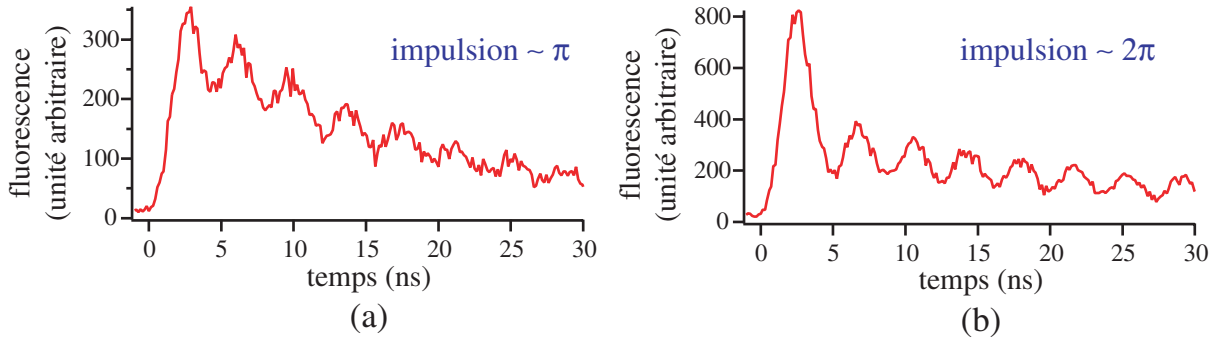


FIG. 4.25 – Fluorescence induite par des impulsions π et 2π observée en polarisation \parallel . On observe des battements quantiques.

Modélisation simple

Afin de comprendre ce phénomène, nous allons modéliser l'atome unique par un système à 3 niveaux, deux états excités $|a\rangle$ et $|b\rangle$, et un état fondamental $|f\rangle$. Deux approches sont alors possibles. Une approche classique consiste à dire que l'impulsion excitatrice prépare l'atome dans une superposition des deux états excités $|a\rangle$ et $|b\rangle$ et qu'un fois l'impulsion terminée, nous sommes en présence de dipôles classiques distincts : $\vec{d}_{af}(t)$ le dipôle correspondant aux photons émis sur la transition $|a\rangle \rightarrow |f\rangle$, de pulsation ω_{af} , et $\vec{d}_{bf}(t)$ le dipôle correspondant aux photons émis sur la transition $|b\rangle \rightarrow |f\rangle$, de pulsation ω_{bf} . Nous l'avons déjà vu, classiquement le champ rayonné par un dipôle est proportionnel à la projection de l'accélération de la particule rayonnante sur le plan perpendiculaire à la direction de propagation. Dans notre cas, la particule est un électron tournant autour de l'atome avec un mouvement harmonique. La fréquence de ce mouvement est, en présence d'une excitation laser, celle du laser (mouvement forcé) et en son absence, celle de la transition atomique. Le dipôle est lui-même proportionnel à la position de la particule et oscille donc à la même fréquence. Si l'on omet le caractère vectoriel du champ rayonné, on peut écrire son expression (en particulier pour le dipôle $d_{af}(t)$) de la manière suivante :

$$\mathcal{E}_{af}(r, t) = \frac{\mu_0 \omega_{af}^2}{4\pi r} d_{af}(t - \frac{r}{c}) \quad (4.6)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide et c la célérité de la lumière. Une fois l'impulsion terminée, ce champ oscille à la pulsation ω_{af} . Cette expression n'est valable qu'à grande distance r devant la longueur d'onde, $r = 0$ correspondant à la position de l'atome émetteur. Si l'on tient compte du caractère vectoriel du champ, il faut compléter l'expression 4.6 par un facteur dépendant de la polarisation et du diagramme de rayonnement, ce que nous avons déjà fait dans le paragraphe 4.2.1. Si l'on applique la formule précédente à notre atome à trois niveaux, on obtient :

$$\mathcal{E}(r, t) = \eta_{af} d_{af}(t_r) + \eta_{bf} d_{bf}(t_r)$$

$$\text{où le temps retardé est } t_r = t - r/c, \quad \eta_{af} = \frac{\mu_0 (\omega_{af})^2}{4\pi r} \quad \text{et} \quad \eta_{bf} = \frac{\mu_0 (\omega_{bf})^2}{4\pi r}.$$

L'intensité lumineuse que nous mesurons avec notre photodiode à avalanche s'écrit alors, en notation complexe :

$$\mathcal{I}(r, t) = |\mathcal{E}(r, t)|^2 = \eta_{af}^2 |d_{af}(t_r)|^2 + \eta_{bf}^2 |d_{bf}(t_r)|^2 + 2\eta_{af}\eta_{bf} \text{Re}[d_{af}(t_r)d_{bf}^*(t_r)]$$

Les deux premiers termes de cette expression n'ont pas de fréquence caractéristique et correspondent à l'intensité rayonnée par chacun des deux dipôles. Le dernier terme tourne en revanche à la fréquence $\Delta = |\omega_{af} - \omega_{bf}|$, le désaccord entre les deux niveaux excités et explique les battements. Il s'agit d'un terme d'interférence entre les deux champs rayonnés.

Dans une approche quantique, et si l'on s'intéresse à un atome à deux niveaux ($|f\rangle$, fondamental et $|a\rangle$, excité) d'élément de matrice dipolaire d , le champ rayonné par l'atome a pour expression [80, 116, 121] :

$$\widehat{E}_{af}^{(\pm)}(t, r) = \frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi r} d \mathcal{S}_{a\mp}(t - \frac{r}{c}) \quad (4.7)$$

où $\mathcal{S}_{a+}(t)$ et $\mathcal{S}_{a-}(t)$ sont, dans le point de vue de Heisenberg, les opérateurs dont l'expression initiale est respectivement :

$$\mathcal{S}_{a+}(0) = \mathcal{S}_{a+} = |a\rangle\langle f| \quad \text{et} \quad \mathcal{S}_{a-}(0) = \mathcal{S}_{a-} = |f\rangle\langle a|$$

Ces opérateurs apparaissent en fait dans la définition de l'opérateur dipolaire d'un atome à deux niveaux, d'élément de matrice dipolaire d :

$$\widehat{D} = \vec{\epsilon} \begin{bmatrix} 0 & d \\ d & 0 \end{bmatrix} = \vec{\epsilon} d (\mathcal{S}_{a+} + \mathcal{S}_{a-})$$

La formule 4.7 est l'analogie quantique de la formule classique 4.6.

Intéressons nous maintenant au modèle de l'atome à trois niveaux. En généralisant ce qui précède, l'opérateur dipolaire s'écrit :

$$\widehat{D} = \vec{\epsilon} \begin{bmatrix} 0 & 0 & d_{af} \\ 0 & 0 & d_{bf} \\ d_{af} & d_{bf} & 0 \end{bmatrix} = \vec{\epsilon} [d_{af}(\mathcal{S}_{a+} + \mathcal{S}_{a-}) + d_{bf}(\mathcal{S}_{b+} + \mathcal{S}_{b-})]$$

En ce qui concerne l'expression du champ total rayonné par l'atome, deux dipôles d_{af} et d_{bf} y contribuent maintenant, et en s'appuyant sur l'équation 4.7 on peut écrire :

$$\widehat{E}^{(\pm)}(t, r) = \eta_{af} d_{af} \mathcal{S}_{a\mp}(t_r) + \eta_{bf} d_{bf} \mathcal{S}_{b\mp}(t_r)$$

On obtient l'intensité totale rayonnée de la manière suivante :

$$\begin{aligned} I(r, t) &= \langle \widehat{E}^{(-)}(t, r) \widehat{E}^{(+)}(t, r) \rangle \\ &= \eta_{af}^2 d_{af}^2 \langle \mathcal{S}_{a+}(t_r) \mathcal{S}_{a-}(t_r) \rangle + \eta_{bf}^2 d_{bf}^2 \langle \mathcal{S}_{b+}(t_r) \mathcal{S}_{b-}(t_r) \rangle \\ &\quad + \eta_{af} d_{af} \eta_{bf} d_{bf} [\langle \mathcal{S}_{a+}(t_r) \mathcal{S}_{b-}(t_r) \rangle + \langle \mathcal{S}_{b+}(t_r) \mathcal{S}_{a-}(t_r) \rangle] \end{aligned}$$

Nous allons maintenant utiliser la matrice densité ρ pour calculer les moyennes des produits d'opérateurs apparaissant dans l'expression précédente.

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} & \rho_{af} \\ \rho_{ab}^* & \rho_{bb} & \rho_{bf} \\ \rho_{af}^* & \rho_{bf}^* & \rho_{ff} \end{bmatrix}$$

Pour tout observable A dont l'opérateur en représentation de Schrödinger est noté \hat{A}_S et $\hat{A}_H(t)$ en représentation de Heisenberg, l'évolution de la valeur moyenne vérifie :

$$\langle A \rangle(t) = \text{Tr}[\rho(t) \hat{A}_S] = \text{Tr}[\rho(0) \hat{A}_H]$$

Dans ces conditions :

$$\langle \mathcal{S}_{a+}(t_r) \mathcal{S}_{a-}(t_r) \rangle = \text{Tr}[\rho(0) \mathcal{S}_{a+}(t_r) \mathcal{S}_{a-}(t_r)] = \text{Tr}[\rho(t_r) |a\rangle \langle f|f\rangle \langle a|] = \rho_{aa}(t_r)$$

Des raisonnements similaires pour les autres valeurs moyennes de produits d'opérateurs nous permettent finalement de déduire que :

$$I = \eta_{af}^2 d_{af}^2 \rho_{aa}(t_r) + \eta_{bf}^2 d_{bf}^2 \rho_{bb}(t_r) + 2 \eta_{af} d_{af} \eta_{bf} d_{bf} \text{Re}[\rho_{ab}(t_r)] \quad (4.8)$$

Les deux premiers termes, une fois intégrés sur le diagramme de rayonnement donnent $\Gamma(\rho_{aa} + \rho_{bb})$ [116]. Il s'agit de la somme des contributions de deux atomes à deux niveaux (voir formule 4.5 du paragraphe 4.3.2). Le dernier terme est celui qui fait apparaître le battement.

Discussion

L'origine du battement quantique est la possibilité pour l'atome d'être transféré, lors d'un cycle d'excitation-désexcitation, d'un état initial à un état final en passant par deux chemins différents, associés à deux états excités différents. Dans nos expériences, l'axe de quantification est défini par un champ magnétique constant et l'atome est illuminé par une lumière majoritairement polarisée σ^- . L'atome aura donc tendance à peupler essentiellement les sous-niveaux Zeeman pour lesquels le nombre quantique m_F est le plus faible. Ceci rend un certain nombre de processus menant à des interférences quantiques plus probables que d'autres, comme le montre la figure 4.26.

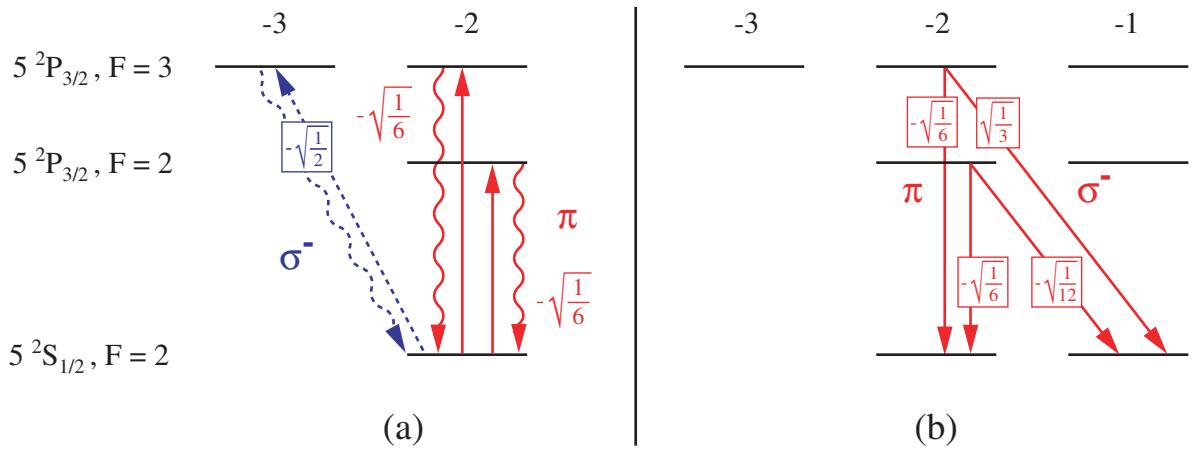


FIG. 4.26 – Processus physiques possibles à l'origine des battements quantiques pour une source impulsionnelle polarisée majoritairement σ^- . Les éléments de matrice dipolaire entrant en jeu sont donnés dans une unité arbitraire [84].

Le processus illustré sur la figure 4.26 (a) peut par exemple se produire si l'on suppose que, la source impulsionnelle contient quelques photons polarisés π , du fait du petit angle que fait sa direction de propagation avec l'axe de quantification. Un atome initialement dans l'état fondamental ($5^2S_{1/2}, F=2, m_F=-2$) peut alors être transféré dans l'un ou l'autre des états excités ($5^2P_{3/2}, F=2, m_F=-2$) et ($5^2P_{3/2}, F=3, m_F=-2$) avant de retomber dans son état initial en émettant des photons polarisés π . On observera alors des battements dans la lumière rayonnée dus à la présence de ces deux cycles possibles d'excitation-désexcitation.

Le processus illustré sur la figure 4.26 (b) peut se produire dans les deux sens. Du niveau ($5^2S_{1/2}, F=2, m_F=-2$) vers le niveau ($5^2S_{1/2}, F=2, m_F=-1$), l'excitation s'explique de

la même manière qu'au paragraphe précédent. En revanche, le champ rayonné est polarisé σ^- . Ce cas de figure pourrait être à l'origine des traces de battements apparaissant sur la figure 4.22 lorsque les photons sont détectés en polarisation \perp . À la suite d'une excitation σ^- , le déroulement inverse peut se produire. Les battement quantiques apparaissent alors dans la lumière polarisée π .

Enfin, souvenons-nous que 12 % des photons émis en polarisation σ^- sont projetés par MIGOU sur la polarisation \parallel (paragraphe 4.2.1). Sur la figure 4.26 (a), la flèche en pointillé indique que cette fraction projetée des photons émis sur la transition fermée peut également battre avec les photons émis par un atome subissant le cycle d'excitation-déexcitation $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 2, m_F = -2) \rightarrow (5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2)$.

La contribution relative de ces divers chemins susceptibles d'interférer n'a pas été clairement identifiée. L'origine des oscillations observées sur la figure 4.25 est sans doute une combinaison de plusieurs de ces processus. En outre la phase des battements quantiques n'est pas la même pour tous les cas de figure envisagés. Une étude quantitative paraît donc difficile, et nous nous limiterons aux remarques qualitatives précédentes.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'il était possible de préparer, puis de détecter, un atome unique, dans un des deux sous-niveaux fondamentaux, $F = 1$ ou $F = 2$, avec une efficacité proche de 100 %. Toutefois, la durée de vie dans ces deux états semble limitée à environ 3,3 ms par un fond de lumière parasite.

La mise en place d'un champ magnétique constant nous a permis d'imposer l'axe de quantification selon la direction verticale. L'atome peut alors être pompé optiquement vers la transition fermée de façon efficace, à l'aide d'un faisceau sonde polarisé σ . Ceci nous a permis d'estimer notre efficacité globale de collection et de détection : $\eta_{coll} \sim 0,6$ %.

Grâce à la chaîne laser impulsionnelle que nous avons conçue, nous avons atteint un très bon contrôle cohérent de la transition optique fermée $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3)$. L'atome unique est ainsi réduit à un système à deux niveaux, sur lequel nous avons observé des oscillations de Rabi [117, 122, 123]. Le nombre d'oscillations est facilement ajustable avec la puissance de la source impulsionnelle. Si l'on éclaire l'atome unique avec des impulsions π d'une durée de 4 ns, l'efficacité quantique d'excitation est très proche de 100 %. En attendant 200 ns entre chaque impulsion, l'atome rayonne alors, par émission spontanée, des photons uniques qui sont émis dans 90 % des cas sur la transition fermée. Il reste toutefois à caractériser la qualité de cette source de photons uniques, ce qui fait l'objet du chapitre suivant.

Enfin, nous avons observé des battements quantiques dans la lumière rayonnée par l'atome unique, qui reflètent les interférences entre plusieurs chemins possibles lors d'un cycle d'excitation-déexcitation.

La prochaine étape est de faire de l'atome unique un bit quantique. Une idée consiste à contrôler de façon cohérente, les transitions entre deux sous-niveaux Zeeman fondamentaux (l'un en $F = 1$, l'autre en $F = 2$), à l'aide d'ondes radiofréquences. On peut également utiliser des transitions Raman. Une des particularités de notre système est que le faisceau piège peut être utilisé comme l'un des faisceaux Raman. Ceci permet d'obtenir facilement des fréquences de Rabi importantes, et ainsi de réaliser des transitions Raman sur des échelles de temps de l'ordre de 1 μ s.

Utilisation de l'atome unique comme une source de photons uniques

Sommaire

5.1	Caractéristiques de notre source de photons uniques	143
5.2	L'outil de diagnostic : la fonction d'autocorrélation en intensité . .	145
5.3	Dégroupement de photons en régime continu	154
5.4	Dégroupement de photons en régime impulsionnel	160

Il est apparu dans le chapitre précédent que l'un de nos objectifs était de faire de l'atome unique une source de photons uniques déclenchable à volonté. Nous avons ainsi conçu une source laser impulsionnelle et observé des oscillations de Rabi entre l'état fondamental et l'état excité (paragraphe 4.3 du chapitre 4), afin de pouvoir transférer, à la demande, un atome unique dans l'état excité à l'aide d'une impulsion π . Après chaque impulsion, l'atome émet un et un seul photon par émission spontanée.

Dans un premier temps, nous allons exposer les caractéristiques d'une telle source de photons uniques.

Certaines propriétés restent cependant à diagnostiquer en mesurant la fonction de corrélation en intensité. Nous développerons donc quelques outils théoriques permettant de relier la corrélation du signal lumineux à celle du dipôle atomique.

La première expérience de ce chapitre consistera à mesurer le signal de corrélation de photons émis par un atome sous excitation continue par les faisceaux de la mélasse. Ceci permettra de mettre en évidence le phénomène de groupement de photons et de retrouver les oscillations de Rabi.

Enfin nous mesurerons la fonction de corrélation lorsque l'atome est éclairé périodiquement par des impulsions π . Ceci permettra de caractériser la qualité de la source de photons uniques. Les mesures seront enfin comparées aux prédictions théoriques.

5.1 Caractéristiques de notre source de photons uniques

Le principe de notre source de photons uniques a déjà été abordé au paragraphe 4.3 du chapitre précédent. Nous allons maintenant revenir sur ce principe et analyser notre système sous l'éclairage des exigences requises pour une telle source, exposées en introduction. Nous résumerons ainsi les résultats obtenus au chapitre précédent.

Le principe physique utilisé consiste à exciter un dipôle l'atome unique, avec une impulsion laser. Si le dipôle unique est un système quantique à deux niveaux, initialement dans l'état fondamental, il est porté dans l'état excité par l'impulsion. Il y reste en moyenne pendant la durée de vie du niveau excité, puis retombe vers l'état fondamental en émettant un photon. Il y demeure jusqu'à la prochaine impulsion.

L'étude faite au paragraphe 4.3 du chapitre précédent montre que l'atome unique plongé dans un champ magnétique constant $B_z = +4,2$ G et éclairé par notre source impulsionnelle polarisée σ^- se comporte comme un atome à deux niveaux. Lorsque l'on ajuste la puissance de notre source pour réaliser des impulsions π , 90 % de celles-ci se font sur la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = -3$).

En illuminant l'atome avec des impulsions π , on obtient une efficacité d'excitation proche de 100 % (94(\pm 6) %). Remarquons que nous aurions également pu transférer l'atome dans l'état excité avec une bonne efficacité à l'aide d'un passage adiabatique rapide. Une source de photons uniques déclenchés a d'ailleurs été conçue sur ce principe [66].

L'atome étant pompé optiquement sur la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = -3$) par la source impulsionnelle, les photons uniques sont émis avec une polarisation σ^- bien définie. Soulignons cependant que l'objectif de collection de grande ouverture en projette 88 % sur la polarisation \perp et 12 % sur la polarisation \parallel .

Le mode spatial des photons émis est également bien défini en principe. L'atome dans le piège dipolaire explore une région de dimension inférieure à la réponse percussive de MIGOU (tâche d'Airy dont la diamètre est de l'ordre de la longueur d'onde). L'objectif étant limité par la diffraction, le mode spatial dans lequel sont collectés les photons est la réponse de l'objectif à une source ponctuelle.

En ce qui concerne l'indiscernabilité des photons émis, il faut s'intéresser à leurs propriétés spectrales. Tous les photons sont émis à la même longueur d'onde, celle de la transition atomique. La source de photons uniques possède donc un élargissement spectral homogène de Γ , la largeur naturelle du niveau excité. Toutefois, les atomes ont une température non nulle et par conséquent un mouvement thermique au sein du potentiel de piégeage. Ceci se traduit, on l'a vu au chapitre 3, par une dispersion de la transition atomique, soit un élargissement spectral inhomogène. Par ailleurs, l'excitation même de l'atome par la source impulsionnelle induit un chauffage qui amplifie cette dispersion. L'indiscernabilité des photons émis reste donc à prouver.

Nous utilisons des impulsions de 4 ns, courtes devant la durée de vie de 26,4 ns de l'état excité, pour limiter la probabilité d'une double excitation produisant deux photons d'émission spontanée à la suite d'une impulsion. Toutefois, cette probabilité est non nulle et il nous faut l'estimer.

Enfin, pour maximiser le flux de photons uniques, tout en étant sûr que l'atome est retombé dans l'état fondamental entre deux impulsions, le taux de répétition est fixé à 5 MHz. Si l'on tient compte de l'efficacité des impulsions π de 94 % et de l'efficacité globale de collection et de détection d'environ 6 ‰, on peut espérer un flux maximum de 28 500 photons par seconde, quand un atome est dans le piège dipolaire. Nous verrons dans ce chapitre que ce flux peut être atteint.

5.2 L'outil de diagnostic : la fonction d'autocorrélation en intensité

Les oscillations de Rabi observées expérimentalement au chapitre précédent indiquent déjà que nous pouvons réaliser une source de photons uniques de bonne qualité. Toutefois, pour prouver que notre système constitue bien un émetteur unique efficace, une analyse approfondie de la statistique de sa lumière de fluorescence est indispensable. L'outil théorique dont nous allons nous servir est la fonction de corrélation temporelle en intensité encore appelée fonction de corrélation temporelle du second ordre.

Nous allons d'abord décrire quelques propriétés des corrélations d'un signal classique. Nous relierons, dans le cadre quantique, le signal d'autocorrélation du rayonnement d'un atome unique aux corrélations du dipôle atomique et mettrons en évidence un certain nombre de propriétés quantiques. Enfin nous décrirons le montage expérimental permettant de faire la mesure.

5.2.1 Pour un champ classique

Les définitions

Soit $\vec{\mathcal{E}}(t)$ un champ électrique classique, défini en notation complexe de fréquence ω . L'intensité de ce champ est donnée par la norme du vecteur de Poynting qui lui est associée. $\mathcal{I}(t)$ la moyenne de cette intensité sur une période du champ $T = 2\pi/\omega$ a pour expression :

$$\mathcal{I}(t) = \mathcal{E}^*(t)\mathcal{E}(t)$$

On définit alors la fonction de corrélation temporelle normalisée du second ordre par :

$$g^{(2)}(t_1, t_2) = \frac{\langle \mathcal{E}^*(t_1)\mathcal{E}^*(t_2)\mathcal{E}(t_2)\mathcal{E}(t_1) \rangle}{\langle |\mathcal{E}(t_1)|^2 \rangle \langle |\mathcal{E}(t_2)|^2 \rangle} = \frac{\langle \mathcal{I}(t_1)\mathcal{I}(t_2) \rangle}{\langle \mathcal{I}(t_1) \rangle \langle \mathcal{I}(t_2) \rangle} \quad (5.1)$$

où les crochets $\langle \rangle$ définissent une moyenne d'ensemble.

Dans le cas où le champ est stationnaire, $\langle \mathcal{I}(t_1) \rangle = \langle \mathcal{I}(t_2) \rangle$. La fonction de corrélation temporelle normalisée du second ordre ne dépend plus que de $t_1 - t_2 = \tau$, et on peut alors écrire :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \mathcal{E}^*(t)\mathcal{E}^*(t+\tau)\mathcal{E}(t+\tau)\mathcal{E}(t) \rangle}{\langle \mathcal{E}(t)\mathcal{E}^*(t) \rangle^2} = \frac{\langle \mathcal{I}(t)\mathcal{I}(t+\tau) \rangle}{\langle \mathcal{I}(t) \rangle^2} \quad (5.2)$$

qui ne dépend en réalité pas de la valeur de t .

Intéressons-nous maintenant au contenu physique de ces fonctions de corrélation. Plaçons un photodétecteur en un point de l'espace où règne un champ électrique $\vec{\mathcal{E}}(t)$. D'après la théorie semi-classique de la photodétection [124, 125], la probabilité d'obtenir une photodétection, entre les instants t et $t + dt$, est proportionnelle à $\langle \mathcal{I}(t) \rangle$, et la probabilité d'obtenir deux photodétections, se produisant respectivement entre t_1 et $t_1 + dt_1$ et entre t_2 et $t_2 + dt_2$, est proportionnelle à $\langle \mathcal{I}(t_1)\mathcal{I}(t_2) \rangle$.

La fonction $g^{(2)}$ renseigne donc sur la probabilité d'une photodétection au temps t_2 lorsqu'une première s'est produite au temps t_1 . Cette probabilité est normalisée par le produit des probabilités de photodétection aux temps t_1 et t_2 . Soit $P_1(t)$, la probabilité de simple photodétection en t et $P_2(t_1, t_2)$, la probabilité de double photodétection en t_1 et t_2 , alors :

$$g^{(2)}(t_1, t_2) = \frac{P_2(t_1, t_2)}{P_1(t_1)P_1(t_2)} \quad (5.3)$$

qui devient, dans le cas stationnaire :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{P_2(t, t + \tau)}{P_1(t)^2} = \frac{P_2(t + \tau | t)}{P_1(t)} \quad (5.4)$$

où $P_2(t + \tau | t)$ est la probabilité conditionnelle de détecter un photon à l'instant $t + \tau$ sachant qu'un premier a été détecté à l'instant t .

Remarquons que la valeur $g^{(2)}(t_1, t_2) = 1$ correspond à une absence de corrélation entre deux photodétections. Les deux photons sont détectés par hasard au même instant, correspondant à un processus aléatoire.

Quelques propriétés

Établissons quelques propriétés simples de la fonction de corrélation en intensité.

– Du fait de la symétrie des définitions 5.1 et 5.2, il apparaît clairement que :

$$g^{(2)}(t_2, t_1) = g^{(2)}(t_1, t_2) \quad \text{ou} \quad g^{(2)}(-\tau) = g^{(2)}(\tau) \quad (5.5)$$

– Par ailleurs, en utilisant l'inégalité :

$$\langle [\mathcal{I}(t) - \langle \mathcal{I}(t) \rangle]^2 \rangle \geq 0$$

on obtient :

$$g^{(2)}(t_1, t_1) \geq 1 \quad \text{ou} \quad g^{(2)}(\tau = 0) \geq 1 \quad (5.6)$$

– Enfin, dans le cas d'un champ stationnaire, remarquons que :

$$\langle [\mathcal{I}(t) - \mathcal{I}(t + \tau)]^2 \rangle \geq 0$$

permet d'écrire :

$$g^{(2)}(\tau) \leq g^{(2)}(0) \quad (5.7)$$

L'inégalité 5.6 montre que, classiquement, pour $t_1 = t_2$, la corrélation ne peut qu'être plus grande que celle d'un processus aléatoire. Pour un champ qui vérifie strictement l'inégalité 5.7, on parle de *groupement de photons*. Elle signifie en effet que le nombre de photodétections simultanées est plus grand que le nombre de photodétections non simultanées. Soulignons d'ores et déjà que les inégalités 5.6 et 5.7 ne sont valables que dans le cadre classique. En revanche un champ quantique, notamment un champ réduit à un photon unique, peut violer ces deux inégalités. Le fait de ne pas satisfaire l'inégalité 5.6 est qualifié d'*anti-corrélation* car, à un instant donné, le nombre de photodétections simultanées est plus petit que le minimum classique, associé à un processus aléatoire. La violation de l'inégalité 5.7 est appelée *dégroupement* (le nombre de photodétections simultanées est plus petit que le nombre de photodétections non simultanées). Nous verrons que ces deux propriétés sont étroitement liées à la nature corpusculaire de la lumière.

5.2.2 Pour un champ quantique

La quantification du champ

La quantification du champ électromagnétique, effectuée en jauge de Coulomb, montre que chaque mode de la partie transverse (de divergence nulle) du champ est formellement équivalent à un oscillateur harmonique quantique à une dimension. Leur quantification implique

l'introduction, pour chacun des modes, d'un opérateur non hermitien de destruction d'un quanta d'excitation appelé photon. L'hermitique conjugué de cet opérateur est un opérateur de création d'un photon dans le mode considéré [126]. L'expression du champ électrique transverse, en représentation de Heisenberg, est alors la suivante :

$$\widehat{\vec{E}}(\vec{r}, t) = i \sum_l \mathcal{E}_l [\vec{\epsilon}_l \widehat{a}_l(t) e^{i\vec{k}_l \vec{r}} - \vec{\epsilon}_l^* \widehat{a}_l^\dagger(t) e^{-i\vec{k}_l \vec{r}}]$$

$\widehat{a}_l(t)$ et $\widehat{a}_l^\dagger(t)$ sont respectivement les opérateurs d'annihilation et de création de photons dans le mode l , à l'instant t . Le mode l est quant à lui défini par le vecteur d'onde \vec{k}_l et le vecteur polarisation (éventuellement complexe) $\vec{\epsilon}_l$. Remarquons ici que le caractère transverse du champ électrique impose $\vec{k}_l \cdot \vec{\epsilon}_l = 0$. En outre \mathcal{E}_l est donné par la relation :

$$\mathcal{E}_l = \sqrt{\frac{\hbar \omega_l}{2\epsilon_0 V}}$$

où ω_l est la pulsation du mode l ($\omega_l = ck_l$ pour un champ libre), ϵ_0 est la constante diélectrique du vide et V le volume de quantification auquel on se restreint impliquant la sommation discrète sur l . Enfin, les opérateurs $\widehat{a}_l(t)$ et $\widehat{a}_l^\dagger(t)$, pris au même instant, vérifient les relations de commutation :

$$[\widehat{a}_l(t), \widehat{a}_{l'}^\dagger(t)] = \delta_{l,l'} \quad \text{et} \quad [\widehat{a}_l(t), \widehat{a}_{l'}(t)] = [\widehat{a}_l^\dagger(t), \widehat{a}_{l'}^\dagger(t)] = 0 \quad (5.8)$$

On pose usuellement :

$$\widehat{\vec{E}}(\vec{r}, t) = \widehat{\vec{E}}^{(+)}(\vec{r}, t) + \widehat{\vec{E}}^{(-)}(\vec{r}, t) \quad (5.9)$$

où $\widehat{\vec{E}}^{(+)}$ contient les opérateurs d'annihilation et $\widehat{\vec{E}}^{(-)} = (\widehat{\vec{E}}^{(+)})^\dagger$ contient les opérateurs de création.

La fonction d'autocorrélation quantique en intensité

Une fois la quantification du champ électromagnétique effectuée, d'après la théorie quantique de la photodétection [80, 124], la probabilité d'obtenir une photodétection, entre les instants t et $t + dt$, est proportionnelle à :

$$\langle \widehat{\vec{E}}^{(-)}(t) \widehat{\vec{E}}^{(+)}(t) \rangle$$

et la probabilité d'obtenir deux photodétections, se produisant respectivement entre t_1 et $t_1 + dt_1$ et entre t_2 et $t_2 + dt_2$, est proportionnelle à :

$$\langle \widehat{\vec{E}}^{(-)}(t_1) \widehat{\vec{E}}^{(-)}(t_2) \widehat{\vec{E}}^{(+)}(t_2) \widehat{\vec{E}}^{(+)}(t_1) \rangle$$

Les moyennes se font ici sur l'état quantique du système. Remarquons que dans les expressions précédentes, il faut faire attention à respecter l'ordre normal des opérateurs : les opérateurs de création doivent être placés à gauche des opérateurs d'annihilation. En outre, dans l'expression de la probabilité de détection double, il faut en toute rigueur respecter un ordre temporel bien défini : les champs doivent être rangés avec des temps croissants de l'extérieur vers l'intérieur, autrement dit, $t_2 > t_1$ [80, 124]. On peut s'abstenir de respecter cette règle si les rayonnements considérés sont libres. En effet, dans ces conditions, les champs ne contiennent que des opérateurs \widehat{a}_l et \widehat{a}_l^\dagger et $\widehat{\vec{E}}^{(-)}(t_1)$ (respectivement $\widehat{\vec{E}}^{(+)}(t_1)$) commute avec $\widehat{\vec{E}}^{(-)}(t_2)$ (respectivement $\widehat{\vec{E}}^{(+)}(t_2)$). Toutefois, dans certains cas, il peut être intéressant d'inclure les sources de rayonnement, si l'on veut par exemple relier les signaux de détection à des fonctions de corrélation d'un

dipôle émetteur qui peut être un atome unique. $\hat{a}_l(t)$ et $\hat{a}_l^+(t)$ contiennent alors des opérateurs atomiques et $\hat{E}^{(-)}(t_1)$ (respectivement $\hat{E}^{(+)}(t_1)$) peut ne plus commuter avec $\hat{E}^{(-)}(t_2)$ (respectivement $\hat{E}^{(+)}(t_2)$). Il faut alors respecter l'ordre temporel. Intuitivement, l'ordre temporel revient à la détection (donc l'annihilation) des photons dans l'ordre chronologique.

On définit alors quantiquement la fonction de corrélation temporelle en intensité d'ordre 2 par l'expression :

$$g^{(2)}(t_1, t_2) = \frac{\langle \hat{E}^{(-)}(t_1) \hat{E}^{(-)}(t_2) \hat{E}^{(+)}(t_2) \hat{E}^{(+)}(t_1) \rangle}{\langle \hat{E}^{(-)}(t_1) \hat{E}^{(+)}(t_1) \rangle \langle \hat{E}^{(-)}(t_2) \hat{E}^{(+)}(t_2) \rangle}$$

À nouveau dans le cas d'un processus stationnaire, $\langle \hat{E}^{(-)}(t_1) \hat{E}^{(+)}(t_1) \rangle = \langle \hat{E}^{(-)}(t_2) \hat{E}^{(+)}(t_2) \rangle$ et $g^{(2)}$ ne dépend que de $t_2 - t_1 = \tau$:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{E}^{(-)}(t) \hat{E}^{(-)}(t + \tau) \hat{E}^{(+)}(t + \tau) \hat{E}^{(+)}(t) \rangle}{\langle \hat{E}^{(-)}(t) \hat{E}^{(+)}(t) \rangle^2} \quad (5.10)$$

qui ne dépend en réalité pas de t . Là encore, on peut écrire ces fonctions à l'aide des probabilités de photodétection double et simple à l'aide des formules 5.3 et 5.4.

Soulignons ici que, du fait de la normalisation, la fonction d'autocorrélation est indépendante de l'efficacité de détection du montage expérimental. En outre, l'ordre temporel évoqué plus haut impose que la propriété 5.5, valable pour les champs classiques, reste vraie dans le cadre quantique.

5.2.3 Cas du champ rayonné par un atome unique

Lien entre le champ rayonné et le dipôle émetteur

Plaçons-nous dans le cadre du modèle de l'atome à deux niveaux ($|f\rangle$ fondamental et $|a\rangle$ excité). L'atome, dont la transition a pour énergie $\hbar\omega_0$, est plongé dans un champ laser de pulsation ω_L . Le désaccord $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ est négligeable devant ω_L et ω_0 . Posons :

$$\mathcal{S}_+ = |a\rangle\langle f| \quad \text{et} \quad \mathcal{S}_- = |f\rangle\langle a|$$

Si \vec{d} est l'élément de matrice dipolaire entre l'état fondamental et l'état excité, l'opérateur dipolaire électrique a pour expression (voir paragraphe 4.3.4 du chapitre précédent) :

$$\hat{D} = \vec{d}(\mathcal{S}_+ + \mathcal{S}_-)$$

Nous avons vu au chapitre précédent, que, classiquement, le champ rayonné par l'atome est proportionnel au dipôle :

$$\mathcal{E}(\vec{r}_D, t) \propto d(t_r) \quad \text{avec} \quad t_r = t - r_D/c$$

Dans une approche quantique, cette équation devient [80, 116] :

$$\hat{E}^{(\pm)}(\vec{r}_D, t) \propto \mathcal{S}_{\mp}(t_r) \quad (5.11)$$

où tous les opérateurs sont considérés dans le point de vue de Heisenberg.

Nous supposons désormais que l'atome est plongé dans un champ laser permanent, et que le champ rayonné atteint un état stationnaire. En combinant les formules 5.10 et 5.11, on obtient :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \mathcal{S}_+(t_r) \mathcal{S}_+(t_r + \tau) \mathcal{S}_-(t_r + \tau) \mathcal{S}_-(t_r) \rangle}{\langle \mathcal{S}_+(t_r) \mathcal{S}_-(t_r) \rangle^2} \quad (5.12)$$

Soulignons à nouveau que cette formule n'est valable que pour $\tau \geq 0$, car nous calculons le champ rayonné à partir du dipôle de l'atome unique. Remarquons alors que pour $\tau = 0$:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle \mathcal{S}_+(t_r) \mathcal{S}_+(t_r) \mathcal{S}_-(t_r) \mathcal{S}_-(t_r) \rangle}{\langle \mathcal{S}_+(t_r) \mathcal{S}_-(t_r) \rangle^2}$$

Or $\mathcal{S}_-(t_r) \mathcal{S}_-(t_r) = [\mathcal{S}_- \mathcal{S}_-](t_r) = [|f\rangle\langle a|f\rangle\langle af|](t_r)$ est un opérateur identiquement nul. Par conséquent, $g^{(2)}(0) = 0$. Le champ rayonné viole donc l'inégalité 5.6 et satisfait la propriété d'anti-corrélation expliquée au paragraphe 5.2.1.

Lorsque l'atome émet un photon, il est immédiatement projeté sur l'état $|f\rangle$. Il ne peut donc en émettre un nouveau immédiatement. Il doit d'abord être transféré dans l'état excité. Ceci est intimement lié au fait que l'atome émette des photons un par un, donc à la nature corpusculaire de la lumière.

Calcul du signal de corrélation

La formule 5.12 de la fonction d'autocorrélation de l'intensité rayonnée fait intervenir des moyennes de produits de 4 et 2 opérateurs \mathcal{S}_+ et \mathcal{S}_- . On peut montrer [80, 121] que l'évolution des moyennes $\langle \mathcal{S}_+ \rangle$ et $\langle \mathcal{S}_- \rangle$ de ces opérateurs est gouvernée par les équations de Bloch optiques vues au chapitre précédent (paragraphe 4.3.2). Pour déterminer les valeurs moyennes de produits d'opérateurs, on peut résoudre les équations d'évolutions de Heisenberg qui couplent tous les opérateurs intervenant dans le système. On aboutit alors aux équations de Heisenberg-Langevin [80, 116, 121]. Nous utiliserons toutefois une autre approche à partir de la matrice densité du système global, « atome + champ de rayonnement », que nous appellerons ρ_{tot} [80].

Dans l'équation 5.12, les opérateurs sont considérés dans le point de vue de Heisenberg. Si l'on appelle $U(t)$ l'opérateur unitaire d'évolution du système, alors tout opérateur $\widehat{O}_H(t)$ en représentation de Heisenberg (noté \widehat{O}_S en représentation de Schrödinger) s'écrit :

$$\widehat{O}_H(t) = U^\dagger(t) \widehat{O}_S U(t)$$

En représentation de Schrödinger, l'évolution de l'opérateur densité est donnée par :

$$\rho_{tot}(t) = U(t) \rho_{tot}(0) U^\dagger(t)$$

Intéressons-nous d'abord au numérateur $G^{(2)}(\tau)$ de la fonction $g^{(2)}(\tau)$. Compte tenu de l'invariance d'une trace par permutation circulaire et sachant que $U(t_r + \tau) U^\dagger(t_r) = U(\tau)$:

$$G^{(2)}(\tau) = \text{Tr}[U^\dagger(t_r) \mathcal{S}_+ U^\dagger(\tau) \mathcal{S}_+ \mathcal{S}_- U(\tau) \mathcal{S}_- U(t_r) \rho_{tot}(0)] \quad (5.13)$$

$$= \text{Tr}[\mathcal{S}_+ \mathcal{S}_- U(\tau) \mathcal{S}_- \rho_{tot}(t_r) \mathcal{S}_+ U^\dagger(\tau)] \quad (5.14)$$

Nous nous intéressons au champ rayonné par le dipôle, dans les modes du rayonnement. L'évolution va donc coupler l'atome avec les modes du rayonnement et peut intriquer les deux

sous-systèmes. Ceci apparaît de façon très nette lorsque l'on écrit les équations de Heisenberg-Langevin. Les opérateurs agissent donc dans l'espace des états du système global. Par exemple :

$$\mathcal{S}_+ \mathcal{S}_- = |a\rangle\langle a| \otimes \sum_{\{n_i\}} |\{n_i\}\rangle\langle\{n_i\}| = \sum_{\{n_i\}} |a; \{n_i\}\rangle\langle a; \{n_i\}|$$

où l'ensemble des $|\{n_i\}\rangle$ est la base des états nombre ou états de Fock du rayonnement. $|\{n_i\}\rangle = |n_{1_i}, \dots, n_{l_i}, \dots\rangle$ est l'état qui contient n_{1_i} photons dans le mode 1, ..., n_{l_i} photons dans le mode l , ... $\mathcal{S}_+ \mathcal{S}_-$ agit donc sur l'atome comme la projection sur l'état excité, et sur les modes du rayonnement comme l'identité. On peut alors expliciter la trace figurant dans 5.14 :

$$G^{(2)}(\tau) = \sum_{\{n_i\}} \langle a; \{n_i\} | U(\tau) \mathcal{S}_- \rho_{tot}(t_r) \mathcal{S}_+ U^\dagger(\tau) | a; \{n_i\} \rangle$$

Jusqu'ici, nous n'avons fait aucune approximation. Nous allons maintenant négliger, au temps t_r , les corrélations entre l'atome et le réservoir des modes du rayonnement. Nous approximons la matrice densité du système global par :

$$\rho_{tot}(t_r) = \rho_{at}(t_r) \otimes |\{0\}\rangle\langle\{0\}| \quad (5.15)$$

où $\rho_{at}(t_r)$ est la matrice densité de l'atome seul, et $|\{0\}\rangle$ le vide du rayonnement. Une telle approximation est justifiée par le fait que les corrélations entre l'atome et le réservoir des modes du rayonnement, à l'instant t , s'évanouissent au bout d'un temps de l'ordre du temps de corrélation du champ de rayonnement [80]. Or, on peut montrer que, si l'état du champ est vide (ce qui correspond à notre problème d'émission spontanée), ce temps de corrélation est très court, plus court que la période $2\pi/\omega_0$ de la transition atomique [126].

Remarquons que le même type d'approximation est utilisé pour établir le théorème de régression quantique, qui permet, à partir des équations de Heisenberg-Langevin, de calculer également $G^{(2)}(\tau)$.

L'approximation précédente permet d'écrire :

$$\mathcal{S}_- \rho_{tot}(t_r) \mathcal{S}_+ = |f; \{0\}\rangle\langle a | \rho_{at}(t_r) | a \rangle \langle f; \{0\}|$$

Nous obtenons finalement :

$$G^{(2)}(\tau) = \langle a | \rho_{at}(t_r) | a \rangle \times \sum_{\{n_i\}} |\langle a; \{n_i\} | U(\tau) | f; \{0\} \rangle|^2 \quad (5.16)$$

Discussion physique

Interprétons les deux facteurs apparaissant dans ce produit :

- le premier facteur n'est autre que la population dans l'état excité $|a\rangle$ à l'instant t_r . Rappelons ici que nous nous plaçons dans le cas stationnaire où le laser est branché continuellement. La population dans l'état excité atteint donc très rapidement une valeur stationnaire ρ_{aa}^{st} . Celle-ci est calculée à partir des équations de Bloch optiques pour l'atome à deux niveaux (système d'équations 4.4 du chapitre précédent), en annulant les dérivées. On obtient :

$$\rho_{aa}^{st} = \frac{\Omega^2/4}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4 + \Omega^2/2}$$

- le deuxième facteur représente la probabilité pour que l'atome soit dans l'état excité à l'instant τ , sachant qu'à l'instant 0, l'atome était dans l'état fondamental, et le champ de rayonnement dans l'état vide. Là encore, cette quantité se calcule à l'aide des équations de Bloch optiques (système d'équations 4.4 du chapitre précédent) : il s'agit de la population dans l'état excité lorsqu'initialement, l'atome est dans l'état fondamental. Nous la noterons $\rho_{aa}(\tau)|_f$.

Si l'on s'intéresse maintenant au dénominateur de la formule 5.12, un calcul similaire mais un peu plus court que le précédent permet de montrer que :

$$\langle \mathcal{S}_+(t_r) \mathcal{S}_-(t_r) \rangle = \langle a | \rho_{at}(t_r) | a \rangle \quad (5.17)$$

Nous obtenons finalement :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\rho_{aa}(\tau)|_f}{\rho_{aa}^{st}} \quad (5.18)$$

On remarque que quand τ tend vers l'infini, $g^{(2)}(\infty) = 1$, ce qui est satisfaisant physiquement. Il n'existe plus de corrélation entre les champs rayonnés pris à des instants éloignés.

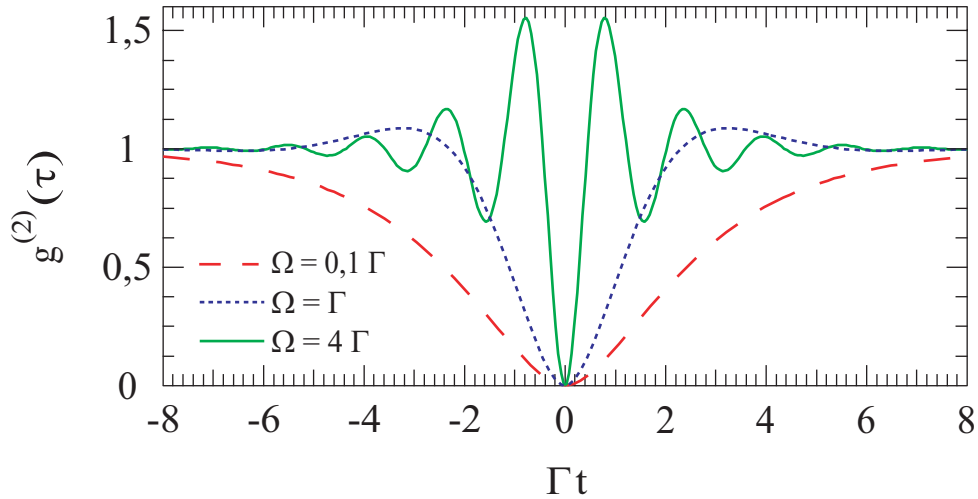


FIG. 5.1 – Fonctions d'autocorrélation en intensité du champ rayonné par un atome unique, avec un laser à résonance ($\delta_L = 0$). Le comportement est purement amorti pour $\Omega < \Gamma/4$, et oscillatoire amorti pour $\Omega > \Gamma/4$.

Pour un laser à résonance ($\delta_L = 0$), il existe une solution analytique relativement simple des équations de Bloch optiques [121]. On pourra en effet vérifier à partir du système d'équations 4.4 du chapitre précédent, et en se souvenant de la propriété 5.5, que :

$$g^{(2)}(\tau) = 1 - e^{-3\Gamma|\tau|/4} [\cosh(\kappa|\tau|) + \frac{3\Gamma}{4\kappa} \sinh(\kappa|\tau|)] \quad (5.19)$$

en posant $\kappa = \sqrt{(\Gamma/4)^2 - \Omega^2}$. Comme le montre la figure 5.1, entre $g^{(2)}(0) = 0$ et $g^{(2)}(\infty) = 1$, la fonction d'autocorrélation en intensité est purement amortie à faible intensité ($\Omega < \Gamma/4$, κ réel), ou oscillante et amortie à forte intensité ($\Omega > \Gamma/4$, κ imaginaire). On retrouve sur ce signal les oscillations de Rabi, caractéristiques du régime transitoire d'un système atomique à deux niveaux.

Pour un laser hors résonance ($\delta_L \neq 0$), les équations de Bloch optiques ont toujours une solution analytique, mais elle est beaucoup moins simple. Celle-ci est calculée dans les références [127] et [128]. La formule, beaucoup plus obscure que la précédente est :

$$g^{(2)}(\tau) = 1 - \frac{4 + 4\theta^2 + 2\lambda}{2\lambda} \left\{ \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j \neq k}}^3 \frac{e^{\frac{p_i \Gamma |\tau|}{2}} (2 + p_i) [(1 + p_i)^2 + \theta^2]}{(p_i - p_j)(p_i - p_k)p_i} \right\} = 1 + f(\Omega, \delta_L, \Gamma, \tau) \quad (5.20)$$

où l'on a posé :

$$\begin{aligned} p_1 &= -\frac{4}{3} + \eta_+ + \eta_- \\ p_2 &= -\frac{4}{3} - \frac{1}{2}(\eta_+ + \eta_-) + i\frac{\sqrt{3}}{2}(\eta_+ - \eta_-) \\ p_3 &= p_2^* \\ \eta_{\pm} &= \frac{1}{3} \left\{ \left(\frac{9}{2}\lambda - 9\theta^2 - 1 \right) \pm \left[\left(\frac{9}{2}\lambda - 9\theta^2 - 1 \right)^2 + (3\lambda + 3\theta^2 - 1)^3 \right]^{1/2} \right\}^{1/3} \\ \lambda &= \frac{4\Omega^2}{\Gamma^2} \\ \theta &= \frac{2\delta_L}{\Gamma} \end{aligned}$$

Nous nous servons de cette formule pour ajuster nos données expérimentales.

La première observation expérimentale du phénomène de dégroupement de photons a été réalisée en 1977 à partir d'un jet atomique de sodium de très faible intensité [128, 129, 130]. L'anticorrélation n'était cependant pas parfaite ($g^{(2)}(0) \neq 0$) à cause de la statistique des atomes présents dans la zone d'observation.

En 1985, le phénomène d'anticorrélation a été observé à partir d'une cascade radiative d'un atome de calcium, lors de laquelle deux photons sont émis successivement [125, 131]. La détection de l'un des photons active la mesure d'anticorrélation sur le second photon.

Les deux propriétés précédentes ont été observées simultanément en 1987, à partir du rayonnement d'un ion unique dans un piège électromagnétique [132, 133].

Les premières expériences de dégroupement de photons à partir de molécules uniques ont eu lieu en 1992 [134]. La molécule utilisée était du pentacène dans une matrice hôte de paraterphényl, refroidie à 1,5 K.

L'observation de ces phénomènes a également été réalisée à partir de la lumière émise par un unique atome neutre de césium, piégé dans une piège magnéto-optique très confinant ([135, 136, 137]. Le dispositif expérimental utilisé est relativement proche du notre.

Enfin, le dégroupement de photons a été observé à partir de systèmes solides. Dans les références [138] et [139], la fluorescence étudiée est celle de boîtes quantiques individuelles, localisées sur des nanocristaux de semiconducteur (CdSe) et les expériences sont réalisées à température ambiante. Dans les références [119] et [140], l'émetteur unique est un centre coloré NV (Nitrogen Vacancy) d'un cristal de diamant.

5.2.4 Le montage de Hanbury Brown et Twiss

Le montage usuellement utilisé dans les expériences d'autocorrélation a été introduit en 1956 par Hanbury Brown et Twiss [141], lors de la première mesure de corrélation de deux intensités

lumineuses.

Son adaptation à notre dispositif d'imagerie est schématisée sur la figure 5.2. La lumière à analyser est divisée en deux faisceaux à l'aide d'une lame séparatrice 50/50, ou bien, comme dans notre cas, de la combinaison d'une lame demi-onde et d'un cube à séparation de polarisation. On enregistre ensuite le délai qui sépare deux photodétections à l'aide de deux photodiodes à avalanche (APD) placées de part et d'autre de la séparatrice.

L'intérêt d'un montage à deux photodiodes est d'atteindre une meilleure résolution temporelle qu'avec une seule photodiode. En effet, après une photodétection, une photodiode à avalanche souffre d'un temps mort, une période pendant laquelle elle ne voit plus la lumière. Ce temps mort peut-être de quelques dizaines ou quelques centaines de nanosecondes. On ne peut donc résoudre les corrélations à ces échelles de temps, qui sont typiquement celles que l'on veut étudier. En revanche, suite à la détection d'un photon par une première photodiode, une deuxième pourra détecter un photon qui arrivera pendant ce temps mort. La résolution temporelle d'un tel montage reste cependant limitée par la gigue temporelle des photodiodes à avalanche, que nous avons déjà évoqué dans le paragraphe 4.3.3 du chapitre 4. On passe ainsi d'une résolution de 100 ns (temps mort) à 300 ps.

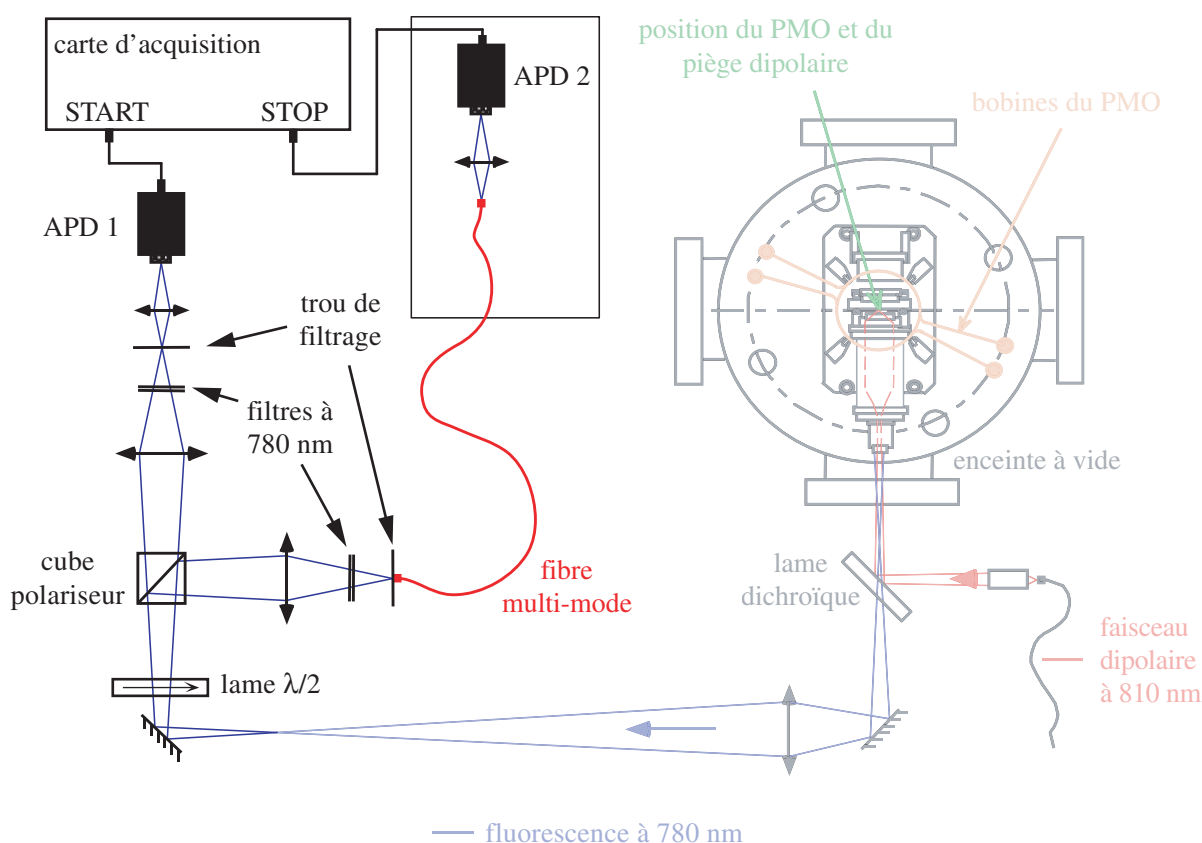


FIG. 5.2 – Dispositif d'imagerie de type Hanbury Brown et Twiss, permettant de mesurer des fonctions d'autocorrélation en intensité.

Sur la figure 5.2, un ajustement de la lame demi-onde permet d'égaliser l'intensité sortant des deux voies du cube. L'une des photodiodes est celle déjà présente dans le système (voir figure 1.8 du chapitre 1). Le dispositif d'imagerie associée à la première APD est ensuite dupliqué pour amener une partie de la lumière vers une autre APD. La conjugaison entre cette APD et le trou

de filtrage associé est assurée par une fibre multi-mode. Celle-ci possède un diamètre de cœur de $100\ \mu\text{m}$, de la même taille que celui du trou de filtrage.

La sortie des deux photodiodes est branchée sur la même carte de comptage de haute résolution dont nous nous sommes servis pour observer les oscillations de Rabi temporelles dans le chapitre précédent. L'une, branchée sur l'entrée START de la carte déclenche le TDC, l'autre, branchée sur l'entrée STOP l'arrête, et la carte reconstruit l'histogramme des délais d'arrivée entre deux photons, proportionnel à la probabilité de détecter un photon à l'instant τ sur une photodiode, alors qu'un premier a été détecté à l'instant 0 sur l'autre. Si le flux de photons est suffisamment faible, on mesure bien de cette manière la fonction d'autocorrélation en intensité. Si le flux de photons est trop important, et que deux photons STOP arrivent à la suite d'un START, un seul des deux sera enregistré, et l'on ne reconstruira pas rigoureusement la fonction de corrélation. Cet effet appelé « pile-up » sera discuté lors de l'analyse des données.

5.3 Dégrouperement de photons en régime continu

Une fois le montage de Hanbury Brown et Twiss mis en place, notre première expérience a été la mesure de la fonction de corrélation temporelle en intensité du second ordre en *régime continu*. Définissons ce que l'on entend par régime continu. On se place en régime de blocage collisionnel. Les faisceaux de la mélasse sont simplement allumés en permanence, ainsi que le piège dipolaire. Comme expliqué au chapitre 1, nous voyons les atomes arriver un par un dans le piège. Dans ces conditions, on enregistre continûment l'histogramme des délais entre les photons détectés à l'aide de notre carte de comptage de haute résolution.

Une fois la mesure faite, nous corrigerons les données expérimentales, afin de remonter à la fonction de corrélation normalisée $g^{(2)}(\tau)$, puis nous discuterons les résultats avant de conclure.

5.3.1 Mesure brute

La fluorescence des atomes est donc induite par les faisceaux de la mélasse. Remarquons que, dans ces conditions, l'atome ne peut être assimilé à un système à deux niveaux. Dans une mélasse, l'atome explore tous les sous-niveaux hyperfins fondamentaux et excités, ainsi que tous leurs sous-niveaux Zeeman. Par ailleurs, le champ excitateur (alternativement les faisceaux principaux de la mélasse et les faisceaux repompeur) n'est pas à résonance avec la transition atomique.

Les résultats expérimentaux sont représentés sur la figure 5.3. L'ordonnée $C(\tau)$ des deux histogrammes donne le nombre de coïncidences par pas de résolution, intégré sur toute la durée de l'expérience. Pour la courbe de gauche, les paramètres expérimentaux sont ceux habituellement utilisés en régime d'atomes uniques, à savoir :

- puissance du piège dipolaire : $P_{PDO} = 2\ \text{mW}$;
- désaccord des faisceaux de la mélasse par rapport à la transition ($5^2S_{1/2}, F = 2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3$) : $\delta_{PMO} \sim 2\pi \times 30\ \text{s}^{-1}$, soit environ 5Γ , où Γ est la largeur naturelle du niveau excité.

L'histogramme présenté a été obtenu après environ 1 h 27 min d'acquisition. Sa résolution temporelle est de 1,17 ns.

Pour la courbe de droite, nous avons fait varier le paramètre δ_{PMO} en changeant la fréquence acoustique envoyée dans le modulateur acousto-optique du laser maître injectant les faisceaux de la mélasse. Le seul paramètre qui diffère par rapport à l'expérience précédente est alors $\delta_{PMO} \sim 2\pi \times 16\ \text{s}^{-1}$, soit environ $2,6\Gamma$. Pour cette courbe, le temps d'intégration est d'environ 1 h 43 min. Sa résolution temporelle est de 1,17 ns. Il est à noter que, dans ces conditions nous

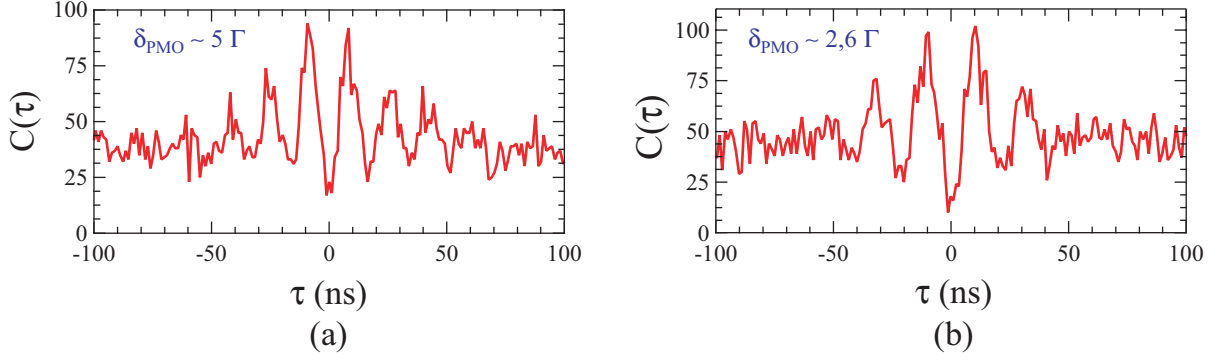


FIG. 5.3 – Histogramme des délais entre deux photons émis par un atome unique mettant en évidence un dégroupement de photons. La résolution temporelle est de 1,17 ns. Pour la courbe (a), le désaccord des faisceaux de la mélasse par rapport à la transition $(5^2S_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3)$ est de $\delta_{PMO} \sim 5\Gamma$. Pour la courbe (b), il est de $\delta_{PMO} \sim 2,6\Gamma$.

étions plutôt en régime de faible chargement qu'en régime de blocage collisionnel. Nous estimons que l'atome n'était présent dans le piège dipolaire que 1/3 du temps.

Les deux courbes ont bien l'allure de la courbe théorique de la figure 5.1, pour laquelle $\Omega = 4\Gamma$. La différence essentielle porte sur la fréquence des oscillations qui est plus importante sur la courbe (a) que sur la courbe (b). Notons d'ores et déjà que le caractère quantique de la lumière rayonnée par notre atome unique apparaît à travers la violation de l'inégalité 5.7 : $\forall \tau, C(0) < C(\tau)$. Ces deux courbes mettent en évidence le phénomène de dégroupement de photons. Toutefois, nous n'avons pas encore la preuve que l'émetteur est unique, qui correspond à la condition $g^{(2)}(0) = 0$. Il faut au préalable normaliser les courbes brutes et soustraire la contribution d'un éventuel fond de lumière parasite pour obtenir la fonction d'autocorrélation telle que nous l'avons définie précédemment.

5.3.2 Normalisation

L'idée qui gouverne la normalisation est que pour une source poissonnienne (par exemple une onde plane progressive sinusoïdale), nous savons que : $\forall \tau, g^{(2)}(\tau) = 1$. Or, pour une telle source, les temps d'arrivée des photons sur un photodétecteur sont aléatoires, et uniformément répartis dans le temps. Par conséquent, le nombre de coïncidences mesurées dans une fenêtre d'observation temporelle de taille w (correspondant au pas de résolution de l'histogramme), lors d'une expérience de durée totale T , s'écrit $N_1 N_2 w T$, où N_1 et N_2 sont les flux de photons sur chacune des photodiodes à avalanche du montage de Hanbury Brown et Twiss. La courbe normalisée $C_N(\tau)$ est donc reliée à la courbe brute de la manière suivante :

$$C_N(\tau) = \frac{C(\tau)}{N_1 N_2 w T}$$

Nous avons déjà mentionné plus haut le temps d'intégrations, ainsi que la taille d'un canal de l'histogramme pour chacune des deux expériences précédentes. Il nous reste donc à estimer N_1 et N_2 . Chacun de ces signaux se décompose en deux parties : une partie est due au fond de lumière parasites et aux coups d'obscurité des photodiodes à avalanche que l'on résumera sous le terme de *bruit*, une autre partie est, que l'on appellera *signal*, est due à l'atome unique. Intéressons nous tout d'abord à l'expérience de la figure 5.3 (a) pour laquelle $\delta_{PMO} \sim 5\Gamma$. Elle a été réalisée

dans les conditions usuelles du régime de blocage collisionnel (voir paragraphe 1.4 du chapitre 1). Nous savons alors que le piège contient un atome la moitié du temps et qu'il est vide l'autre moitié. L'ensemble des contributions mesurées, du bruit et du signal, à N_1 et N_2 est résumé dans le tableau 5.1. Notons que les flux apparaissant dans ce tableau peuvent paraître faibles

	bruit (coups/s)	signal d'atome unique (coups/s)
N_1 détecté sur APD 1	$N_1^{bruit} = 500$	$N_1^{signal} = 2500$
N_2 détecté sur APD 2	$N_2^{bruit} = 1000$	$N_2^{signal} = 2500$

TAB. 5.1 – Contributions du bruit et du signal d'atome unique au flux de photons N_1 et N_2 détectés par chacune des deux APD, lors de l'expérience de la figure 5.3 (a).

par rapport aux signaux classiques d'atome unique (voir figure 1.10 du chapitre chap :manip). Souvenons-nous que dans cette expérience l'ensemble de la fluorescence collectée est réparti sur les deux photodiodes à avalanche. Comme l'atome n'est présent que la moitié du temps dans le piège dipolaire, on en déduit que :

$$N_1 = \frac{N_1^{bruit}}{2} + \frac{N_1^{bruit} + N_1^{signal}}{2} = 1750 \text{ coups/ms}$$

$$N_2 = \frac{N_2^{bruit}}{2} + \frac{N_2^{bruit} + N_2^{signal}}{2} = 2250 \text{ coups/ms}$$

Le facteur de normalisation vaut ainsi $N_1 N_2 w T \sim 24$ coïncidences par canal de l'histogramme. Après la normalisation, $C_N(0) = C(0)/24 \sim 0,75$. Nous ne pouvons donc encore affirmer que nous sommes en présence d'une source de photons uniques. Il nous reste encore à tenir compte de l'effet du fond de lumière parasite.

Auparavant, intéressons-nous à la normalisation de la courbe de la figure 5.3 (b). Là encore, les contributions mesurées, du bruit et du signal, à N_1 et N_2 sont résumées dans le tableau 5.2. Le désaccord des faisceaux de la mélasse n'étant plus que de $\delta_{PMO} \sim 2,6\Gamma$, le signal d'atome

	bruit (coups/s)	signal d'atome unique (coups/s)
N_1 détecté sur APD 1	$N_1^{bruit} = 500$	$N_1^{signal} = 3000$
N_2 détecté sur APD 2	$N_2^{bruit} = 1000$	$N_2^{signal} = 3000$

TAB. 5.2 – Contributions du bruit et du signal d'atome unique au flux de photons N_1 et N_2 détectés par chacune des deux APD, lors de l'expérience de la figure 5.3 (b).

unique est plus intense. En revanche, ce réglage n'étant pas celui du régime de blocage collisionnel habituel, nous ne connaissons pas la probabilité que le piège dipolaire contienne un atome. Nous soupçonnons qu'elle est plus faible que 0,5, et nous supposons qu'elle est de 1/3. Durant 2/3

du temps le piège est vide, et durant 1/3 du temps, il contient un atome. On en déduit ainsi :

$$\begin{aligned} N_1 &= \frac{7N_1^{bruit}}{10} + \frac{3(N_1^{bruit} + N_1^{signal})}{10} = 1500 \text{ coups/ms} \\ N_2 &= \frac{7N_2^{bruit}}{10} + \frac{3(N_2^{bruit} + N_2^{signal})}{10} = 2000 \text{ coups/ms} \end{aligned}$$

Le facteur de normalisation vaut ainsi $N_1 N_2 w T \sim 22$ coïncidences par canal de l'histogramme. Après la normalisation, $C_N(0) = C(0)/24 \sim 0,8$.

5.3.3 Correction du fond

Le fond de lumière parasite correspond au signal mesuré sur les photodiodes à avalanche lorsqu'aucun atome ne se trouve dans le piège dipolaire. Il est essentiellement dû à des réflexions des faisceaux de la mélasse sur les montures de MIGOU, collectées par celui-ci. Les coups d'obscurité des photodiodes et de la lumière parasite venant des diverses sources de lumière se trouvant dans la salle de manipulation y contribuent aussi. Nous supposons ce fond parasite *poissonnien*, donc *sans aucune corrélation, ni avec lui-même, ni avec le signal d'atome unique*. Les tableaux 5.1 et 5.2 nous indiquent que la contribution du signal d'atome unique est la même sur chacune des photodiodes, mais qu'en revanche, le fond de lumière parasite est différent. Nous noterons donc $S(t) + B_1(t)$ (respectivement $S(t) + B_2(t)$) l'intensité lumineuse vue par la première (respectivement deuxième) photodiode, où $S(t)$ correspond au signal d'atome unique et $B_i(t)$ correspond au fond parasite.

La mesure, une fois normalisée, nous donne la fonction d'autocorrélation suivante :

$$C_N(\tau) = \frac{\langle [S(t) + B_1(t)][S(t + \tau) + B_2(t + \tau)] \rangle}{\langle S(t) + B_1(t) \rangle \langle S(t) + B_2(t) \rangle}$$

Or, la fonction d'autocorrélation qui nous intéresse est la suivante :

$$C_N^{corr}(\tau) = \frac{\langle S(t)S(t + \tau) \rangle}{\langle S(t) \rangle^2}$$

Posons :

$$A = \frac{\langle S(t) + B_1(t) \rangle \langle S(t) + B_2(t) \rangle}{\langle S(t) \rangle^2} = \frac{\langle S(t) \rangle^2 + \langle S(t) \rangle \langle B_1(t) \rangle + \langle S(t) \rangle \langle B_2(t) \rangle + \langle B_1(t) \rangle \langle B_2(t) \rangle}{\langle S(t) \rangle^2}$$

Toutes les quantités intervenant dans l'expression de A ont été mesurées et apparaissent dans les tableaux 5.1 et 5.2 du paragraphe précédent. $\langle B_1(t) \rangle$ correspond à N_1^{bruit} et $\langle B_2(t) \rangle$ correspond à N_2^{bruit} . En ce qui concerne $\langle S(t) \rangle$, il faut se souvenir que l'atome ne passe qu'une fraction du temps dans le piège dipolaire. Par conséquent :

$$\begin{aligned} - \text{ pour la première expérience } (\delta_{PMO} \sim 5\Gamma), \quad \langle S(t) \rangle &= \frac{N_1^{signal}}{2} = \frac{N_2^{signal}}{2} \\ - \text{ pour la deuxième expérience } (\delta_{PMO} \sim 2,6\Gamma), \quad \langle S(t) \rangle &= \frac{N_1^{signal}}{3} = \frac{N_2^{signal}}{3} \end{aligned}$$

La quantité désirée se déduit alors de la mesure par :

$$C_N^{corr}(\tau) = A \cdot C_N(\tau) + 1 - A$$

Les courbes brutes ainsi corrigées apparaissent sur la figure 5.4. Après correction, les courbes descendent bien jusqu'à zéro, ce qui est la signature d'un émetteur unique.

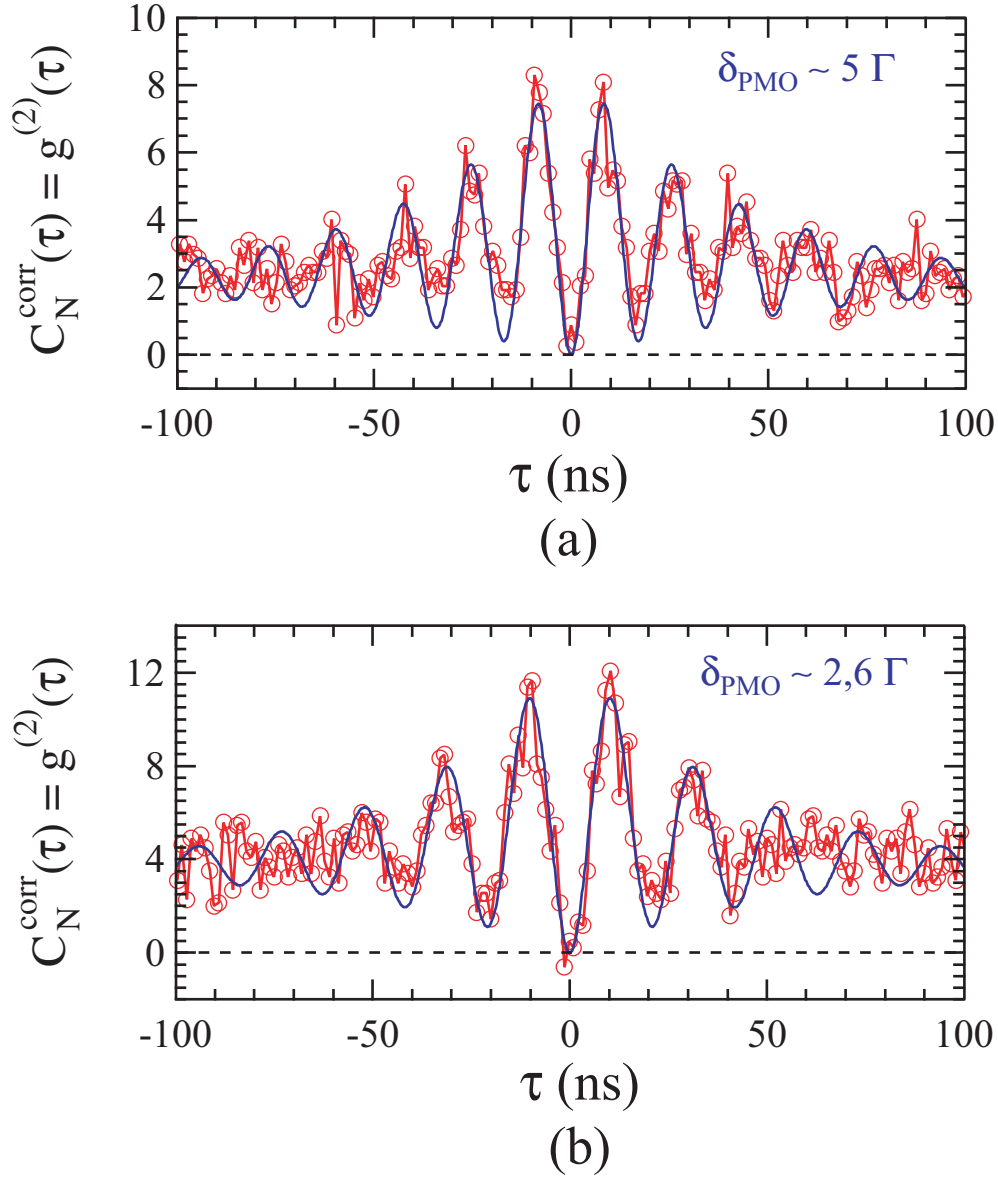


FIG. 5.4 – Courbes de dégroupement de photons en régime continu, normalisées et corrigées du fond. Le fait que $g^{(2)}(0) = 0$ est la signature d'un émetteur unique. Les courbes en trait plein sont des ajustement à l'aide de la formule D.2 de l'annexe D.

5.3.4 Discussion

Groupement de photons

Sur la figure 5.4, il semble que, dans les deux cas, la fonction d'autocorrélation en intensité ne tende pas vers 1 quand le retard $|\tau|$ augmente, contrairement à ce que prédit la théorie (voir figure 5.1). Ceci s'explique par le fait que l'atome n'est dans le piège qu'une fraction du temps. Le signal s'éteint et s'allume avec le départ et l'arrivée de l'atome dans le piège. Il en résulte un effet de groupement de photons. Ce phénomène de clignotement et la façon dont il modifie la fonction d'autocorrélation en intensité est détaillé dans l'annexe D.

Nous sommes capables d'estimer T_{on} , la durée de vie d'un atome unique dans le piège et T_{off} , le temps caractéristique durant lequel le piège est vide, à partir du signal d'atome unique (figure 1.10 du chapitre 1). Pour les deux expériences de la figure 5.3, T_{off} et T_{on} sont supérieures à 100 ms. Or, en observant attentivement les courbes de la figure 5.3, on distingue également un effet de groupement de photons sur une échelle de temps relativement courte, de l'ordre de 200 ns de part et d'autre de $\tau = 0$. La figure D.2 de l'annexe D permet de mieux distinguer cet effet. Ce deuxième phénomène de clignotement est attribué au dépompement de l'atome unique vers le sous-niveau hyperfin fondamental $F = 1$ et au repompement vers le sous-niveau hyperfin fondamental $F = 2$.

Ajustements des courbes

L'annexe D explique comment il faut modifier la formule 5.20, pour pouvoir ajuster nos données en tenant compte des deux phénomènes de clignotement. On aboutit à la formule D.2. Les courbes en trait plein de la figure 5.4 sont des ajustements des données expérimentales corrigées à l'aide de cette formule.

Résultats. Résumons les informations fournies par l'ajustement des données expérimentales de la première expérience ($\delta_{PMO} \sim 5\Gamma$) :

- $\Omega \sim 150 \text{ s}^{-1}$;
- $T_{off}/T_{on} \sim 0,8$;
- $t_{off} \sim 450 \text{ ns}$;
- $t_{on} \sim 1,3 \mu\text{s}$.

La valeur de T_{off}/T_{on} obtenue est en bon accord avec la valeur de 1 attendue en principe, lorsque l'on est dans le régime d'atome unique classique.

En ce qui concerne la deuxième expérience ($\delta_{PMO} \sim 2,6\Gamma$), les résultats de l'ajustement donnent :

- $\Omega \sim 170 \text{ s}^{-1}$;
- $T_{off}/T_{on} \sim 1,9$;
- $t_{off} \sim 520 \text{ ns}$;
- $t_{on} \sim 1,5 \mu\text{s}$.

Une fois encore, T_{off}/T_{on} est en bon accord avec la valeur attendue de 2, dans le cas où l'atome n'est présent que 1/3 du temps. En outre les deux fréquences de Rabi trouvées sont proches, ce à quoi on s'attend, puisque les faisceaux de la mélasse irradiant l'atome ont la même puissance dans les deux cas.

Phénomène t_{off}/t_{on} . Pour les deux expériences, il semble que le signal de l'atome unique oscille entre un état « éteint » de quelques centaines de nanosecondes (t_{off}) et un état « allumé » de quelques microsecondes (t_{on}). Nous attribuons ceci au phénomène de dépompement de l'atome unique vers le sous-niveau hyperfin fondamental $F = 1$ et de repompement vers le sous-niveau hyperfin fondamental $F = 2$. Nous avons en effet vu au chapitre précédent (lors de l'étude des oscillations de Rabi, et du temps passé par l'atome sur la transition cyclante au paragraphe 4.3.2) que lorsque l'atome était dépompé en $F = 1$, il fallait quelques centaines de nanosecondes (340 ns) pour que l'atome ait 90 % de chance d'être à nouveau en $F = 2$. Cet ordre de grandeur reste valable pour les expériences de ce chapitre, puisque la puissance du faisceau repompement reste la même. L'atome ne fluoresce donc plus pendant ce laps de temps et ceci explique la valeur de t_{off} . La valeur de t_{on} , nous indique alors que lorsque l'atome est à nouveau pompé en $F = 2$, il émet des photons pendant environ $1,5 \mu\text{s}$, temps au bout duquel il est dépompé en $F = 1$.

5.3.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons mesuré avec succès la fonction d'autocorrélation du second ordre de la lumière rayonnée par un atome unique et mis en évidence les propriétés quantiques de celle-ci. De cette étude, nous avons déduit le temps passé dans le sous-niveau hyperfin fondamental $F = 2$ ainsi que le temps passé dans le sous-niveau hyperfin fondamental $F = 1$, par un atome piégé dans un potentiel dipolaire, soumis aux faisceaux de la mélasse. Nous avons pu également estimer notre efficacité globale de collection et de détection.

Les ajustements des données expérimentales se basent sur le modèle simple de l'atome à deux niveaux. Il est remarquable que celui-ci reproduise aussi bien le comportement d'un atome, dans un piège dipolaire, excité par les faisceaux d'une mélasse. En effet, sous de telles conditions, l'atome explore l'ensemble des sous-niveaux hyperfins fondamentaux et excités ainsi que l'ensemble de leurs sous-niveaux Zeeman. Des mesures similaires aux nôtres ont été faites, à partir de la lumière rayonnée par un atome unique piégé dans un piège magnéto-optique très confinant, sans potentiel dipolaire [135, 136, 137]. Là aussi, les données expérimentales étaient en très bon accord avec le modèle à deux niveaux. Une explication théorique fournie dans la référence [136], est que dans un piège magnéto-optique, un atome passe le plus clair de son temps sur les transitions fermées, entre sous-niveaux Zeeman de nombres quantiques m_F maximum. Ceci vient d'une part de la structure complexe d'un atome à plusieurs niveaux et du jeu des probabilités de transitions associées qui sont maximale pour les transitions cyclantes. D'autre part le profil d'interférences complexe induit par les faisceaux d'un piège magnéto-optique en trois dimensions semble donner naissance à des réseaux de potentiels optiques, où les puits présentent une polarisation essentiellement σ . Toutefois, tout ceci repose sur le fait que l'atome puisse se déplacer au sein du piège magnéto-optique à l'échelle de plusieurs longueurs d'onde et explorer le réseau optique complexe. Or dans notre expérience, l'atome est confiné dans un potentiel dipolaire dont la taille caractéristique est de l'ordre de la longueur d'onde. En outre les déplacements lumineux importants qui en résultent éloignent encore plus notre système du modèle de l'atome à deux niveaux.

Nous aurions cependant pu effectuer des mesures de corrélation dans des conditions plus proches de celles d'un système physique à deux niveaux. Il nous aurait suffi d'éclairer notre atome avec notre sonde polarisée σ^+ , en présence d'un champ magnétique définissant sans ambiguïté l'axe de quantification. Nous savons, depuis le chapitre précédent, que l'atome se comporte comme un système à deux niveaux, entre l'état fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +2$) et l'état excité ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$). Par ailleurs, en déclenchant la carte d'acquisition uniquement pendant les périodes d'excitation par la sonde, nous aurions pu éviter le groupement de photons dû à la statistique d'arrivée des atomes dans le piège dipolaire. Enfin, en ajustant le désaccord et l'intensité du faisceau sonde, nous aurions pu passer aisément du régime oscillatoire amorti au régime purement amorti, comme représenté sur la figure 5.1. Mais la priorité a été donnée à l'expérience en régime impulsionnel, décrite dans le paragraphe suivant.

5.4 Dégrouperement de photons en régime impulsionnel

Dans cette partie, nous allons montrer comment, à l'aide de la source impulsionnelle décrite au chapitre précédent, nous sommes en mesure de déclencher, à la demande, l'émission d'un photon unique par l'atome unique. La puissance de la source impulsionnelle est ajustée de manière à réaliser des impulsions π , la durée des impulsions étant fixée à 4 ns. Nous les envoyons sur notre atome avec un taux de répétition de 5 MHz (une impulsion toutes les 200 ns). Afin de caractériser la statistique de fluorescence de l'atome unique dans ces conditions, nous allons mesurer la

fonction d'autocorrélation temporelle en intensité en régime d'excitation impulsionnelle, à l'aide du montage de type Hanbury Brown et Twiss présenté précédemment.

Dans un premier temps, nous présenterons une séquence temporelle permettant d'optimiser le flux de photons. Une fois la mesure faite, et les données corrigées, nous aurons accès aux caractéristiques importantes de la source de photons uniques, telles que le flux de photons, ou la probabilité d'émettre deux photons à la suite d'une impulsion π . Enfin nous comparerons nos données à un calcul théorique de la fonction de corrélation en régime impulsionnel, ainsi qu'à un calcul fondé sur la méthode des « fonctions d'onde Monte Carlo ».

5.4.1 Séquence expérimentale optimisée

Le but de ce paragraphe est d'optimiser une séquence expérimentale temporelle, afin de maximiser le flux de photons uniques. Ceci implique d'une part de maximiser le taux de chargement du piège dipolaire, et d'autre part de maximiser le nombre de photons émis, avant que l'atome ne soit éjecté du piège du fait du chauffage induit par la source impulsionnelle.

Taux de chargement

La densité du piège magnéto-optique est ajustée de manière à être en régime de blocage collisionnel, avec une durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire (en présence des faisceaux de la mélasse) de quelques centaines de millisecondes. Il faut de même quelques centaines de millisecondes pour piéger un atome.

Séquence expérimentale

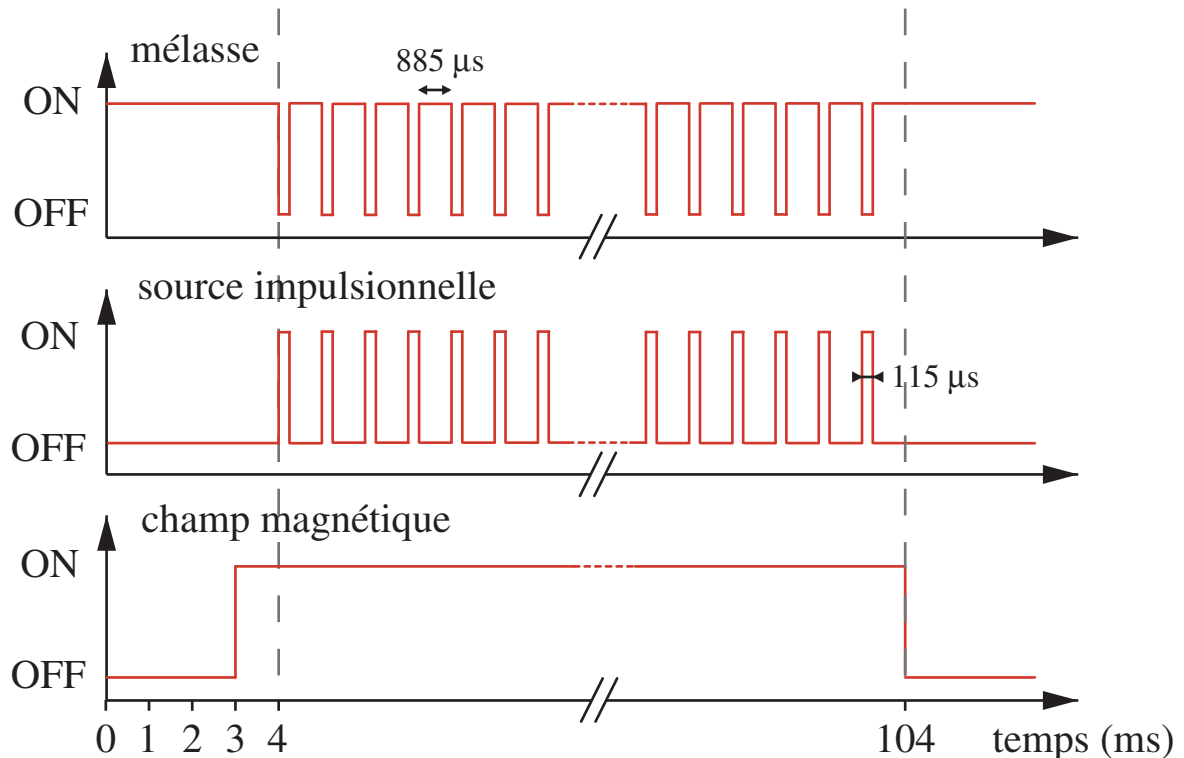


FIG. 5.5 – Séquence expérimentale optimisée permettant de maximiser le flux de photons uniques

Afin de maximiser le nombre de photons émis, la séquence alterne des périodes d'excitation par la source impulsionnelle avec des périodes de refroidissement par les faisceaux de la mélasse. Ceci permet de garder l'atome plus longtemps dans le piège dipolaire et de maximiser le nombre de photons émis par atome. Typiquement, une séquence temporelle se déroule de la manière suivante (voir figure 5.5) :

1. Une fois un atome unique piégé, le champ magnétique constant $B_z = +4,2$ G définissant l'axe de quantification est allumé.
2. Puis, durant 100 ms, on alterne des périodes d'excitation impulsionnelle de $115 \mu\text{s}$, avec des périodes de refroidissement par les faisceaux de la mélasse de $885 \mu\text{s}$.
3. Après 100 cycles d'excitation/refroidissement, le champ B_z est éteint.

Soulignons que le faisceau repompneur reste allumé tout au long de la séquence afin de recycler les atomes dépompés vers le niveau fondamental $F = 1$.

À la fin de cette séquence, les faisceaux de la mélasse sont rallumés, et on traque la présence d'un atome unique dans le piège (en enregistrant la fluorescence par tranche de 10 ms). Dès qu'un atome est piégé, on relance la séquence. Ceci permet de capturer en moyenne 3 atomes par seconde, donc de lancer 3 séquences par seconde.

La figure 5.6 représente le signal de fluorescence enregistré par l'une des photodiodes du montage d'autocorrélation au cours de la séquence, moyennée sur 25 432 cycles. On y distingue bien (en particulier sur l'agrandissement) des pics correspondant aux périodes de $115 \mu\text{s}$ d'excitation impulsionnelle, séparés par des périodes de fluorescence moins intense, induite par les faisceaux de la mélasse, lors des $885 \mu\text{s}$ de refroidissement.

À partir de la figure 5.6, on calcule que la durée de vie d'un atome unique dans le piège est de 34 ms. Ce chiffre est à comparer avec celui que l'on tire de la figure 4.18 du chapitre précédent. Pour cette expérience l'excitation impulsionnelle, continue pendant 1 ms, n'était pas alternée avec des périodes de refroidissement. Dans ces conditions, la durée de vie d'un atome unique dans le piège était de l'ordre de 1 ms seulement. L'intérêt de la séquence expérimentale alternée est évident.

Soulignons enfin que cette séquence expérimentale a également été utilisée pour l'observation des oscillations de Rabi dans le domaine temporel au paragraphe 4.3.3 du chapitre précédent.

Optimisation

Le choix de des durées des périodes d'excitation et de refroidissement n'est pas anodin. Les $115 \mu\text{s}$ d'excitation ont été choisies à la suite de mesures de durée de vie de l'atome illuminé par la source impulsionnelle. Au bout de ce laps de temps, l'atome est toujours dans le piège avec une forte probabilité.

L'expérience de la figure 5.6 a ensuite été reproduite pour différentes valeurs de la durée des séquences de refroidissement. La valeur de $885 \mu\text{s}$ nous a paru un bon compromis, permettant de garder l'atome suffisamment longtemps dans le piège, sans augmenter démesurément la durée de la séquence temporelle, et ainsi d'optimiser le flux global de photons uniques.

5.4.2 Les résultats expérimentaux

Fonction d'autocorrélation temporelle en intensité en régime impulsionnel

Afin de caractériser la statistique de la fluorescence rayonnée par l'atome, nous lançons l'expérience décrite au paragraphe précédent, et nous mesurons la fonction d'autocorrélation en intensité, à l'aide de notre dispositif d'autocorrélation. Afin d'égaliser le flux de photons uniques

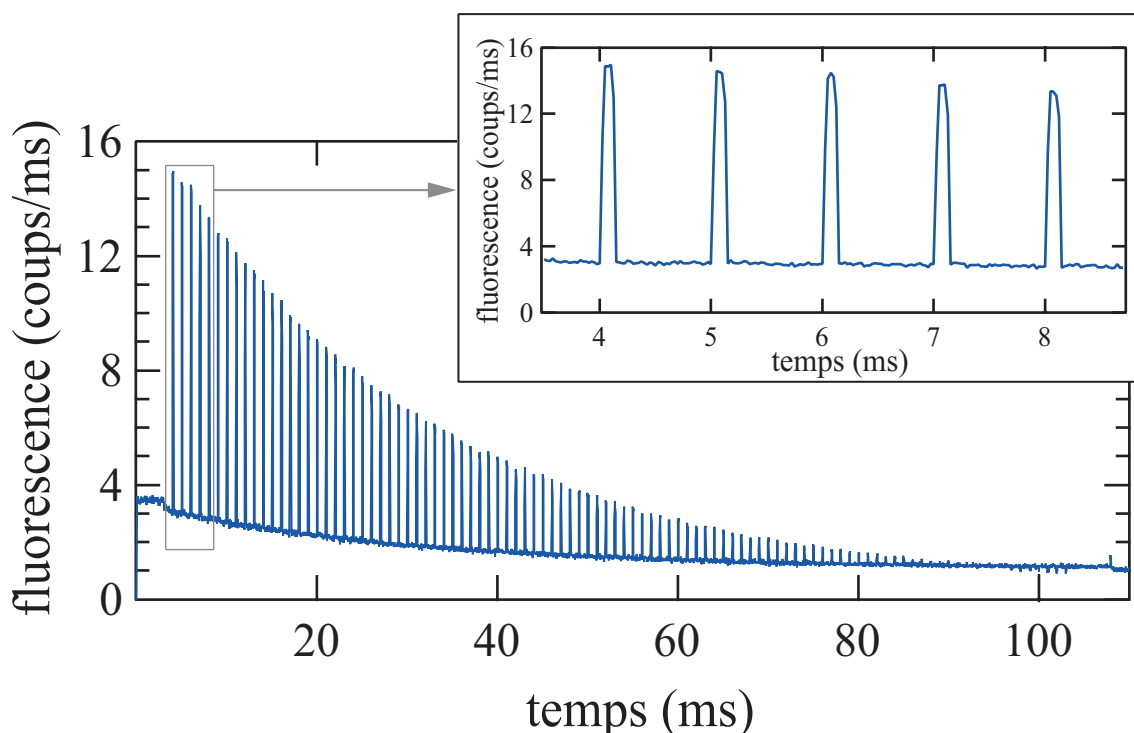


FIG. 5.6 – Fluorescence mesurée par l'une des photodiodes à avalanche du montage d'autocorrélation, moyennée sur 25 432 séquences. On observe des pics correspondant aux périodes de 115 μ s d'excitation impulsionnelle, séparés par des périodes de moindre fluorescence, induite par les faisceaux de la mélasse, lors des 885 μ s de refroidissement. Un grossissement de la courbe montre clairement l'alternance des périodes d'excitation et de refroidissement.

sur chacune des photodiodes à avalanche, nous reproduisons l'expérience de la figure 5.6 pour différents angles de la lame demi-onde du montage d'autocorrélation (voir figure 5.2). Nous comparons la fluorescence obtenue sur chacune des photodiodes et choisissons l'angle pour lequel le nombre total de photons collectés pendant les périodes d'excitation impulsionnelle (somme des aires des pics des périodes d'excitation) est le même.

La carte d'acquisition de haute résolution chargée d'enregistrer le nombre de coïncidences de photodétection en fonction du retard n'est allumée (déclenchée à l'aide d'un signal TTL) que pendant les périodes d'excitation impulsionnelle de 115 μ s. La résolution temporelle est réglée à son maximum, soit 1,17 ns. L'histogramme obtenu après 4 heures d'acquisition est reproduit sur la figure 5.7. Celui-ci met en évidence une série de pics séparés par la période des impulsions π , soit 200 ns. Le phénomène de dégroupement de photons apparaît très clairement : il n'y a pas de pic autour du délai nul. Lorsqu'un photon a été émis par émission spontanée, à la suite d'une impulsion π , il faut attendre le prochain cycle d'excitation et d'émission, soit 200 ns, pour collecter à nouveau un photon. L'atome émet bien des impulsions lumineuses, contenant un seul photon, déclenchées par les impulsions π . Ces remarques qualitatives nous montrent donc déjà que nous sommes en présence d'une source de photons uniques déclenchés très efficace. Une étude plus quantitative sera effectuée dans le prochain paragraphe.

Notons que, bien que l'expérience ait été réalisée avec une résolution temporelle de 1,17 ns, sur les données de la figure 5.7, les pas ont été combinés quatre par quatre, menant à une résolution effective de 4,68 ns. En outre, aucune correction de fond n'a été faite. Le fond plat de faible

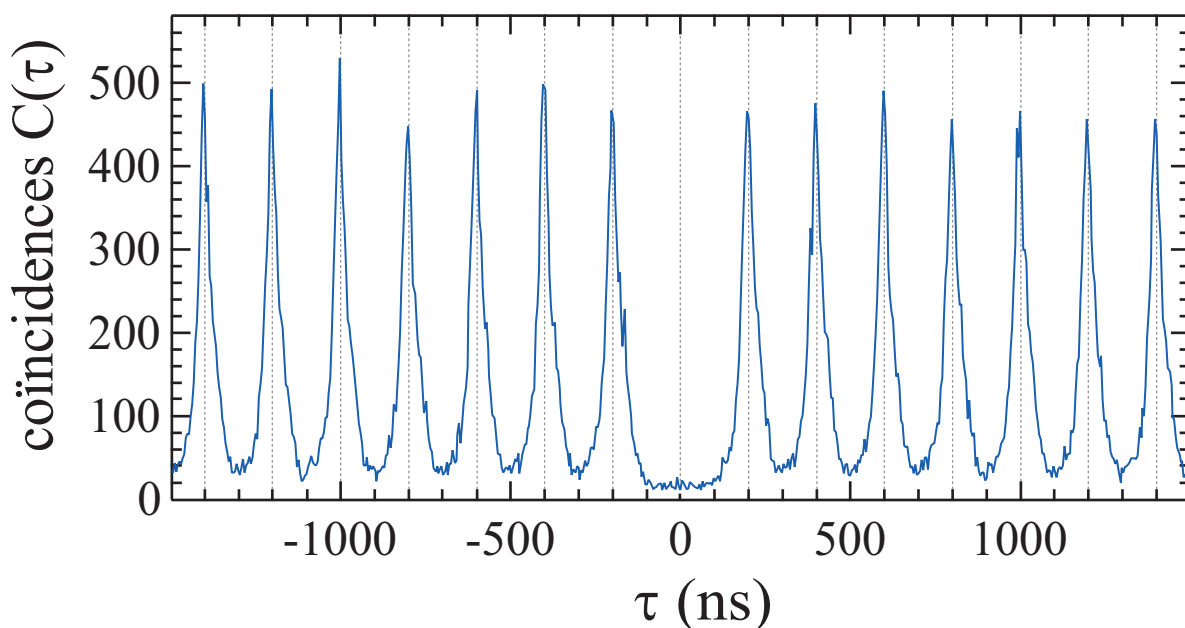


FIG. 5.7 – Histogramme des délais entre la détection de deux photons, obtenu à partir d'atomes uniques excités par la source impulsionnelle. L'absence de pic autour du délai nul montre que l'on a une source de photons uniques. Aucune correction du fond n'a été faite sur cette courbe.

amplitude apparaissant sur les données expérimentales est dû au fond de lumière parasite et aux événements induits par les coups d'obscurité des photodiodes à avalanche. Une correction sera faite au prochain paragraphe.

Quelques chiffres

Les deux figures 5.6 et 5.7 correspondent en réalité à la même expérience. Lors d'une expérience, les impulsions électroniques issues de l'une des photodiodes sont en fait dupliquées, de manière à ce qu'elles soient à la fois comptabilisées par la carte d'acquisition de haute résolution (permettant de mesurer la fonction d'autocorrélation), et par la carte d'acquisition classique grâce à laquelle l'ensemble de l'expérience est commandée (détection d'un atome unique, lancement des séquences expérimentales...). L'enregistrement des deux courbes des figures 5.6 et 5.7 a donc été fait en parallèle. Toutefois, pour des raisons informatiques, un certain nombre de séquences ne sont pas prises en compte par la carte d'acquisition classique. Pendant les quatre heures d'acquisition, 43 895 séquences temporelles se sont produites, toutes enregistrées par la carte d'acquisition de haute résolution (comme écrit précédemment, seules 25 432 l'ont été par la carte d'acquisition classique). L'histogramme n'a été construit qu'à partir des photons collectés pendant les périodes d'excitation impulsionnelle de $115 \mu\text{s}$. Sachant que chaque séquence contient 100 périodes d'excitation, il n'y a eu au cours de toute l'expérience que 505 s d'excitation impulsionnelle, qui ont permis de construire la fonction d'autocorrélation de la figure 5.7. Il est encore possible de pondérer ce chiffre par la probabilité de présence de l'atome. On a vu en effet que la durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire était de 34 ms lors de ces expériences. Sur les 100 ms d'alternance de périodes d'excitation et de refroidissement, l'atome n'est donc présent qu'un tiers du temps en moyenne. On peut donc conclure que $505/3 = 168$ s d'excitation impulsionnelle, sur un atome présent à coup sûr dans le piège, suffisent pour reconstruire l'histo-

gramme de la figure 5.7. Ces 2 min 48 s « utiles » sont à comparer avec les 4 heures nécessaires à l'expérience.

Flux de photons

Une façon de caractériser notre source est de donner le flux de photons uniques. Plusieurs flux de photons peuvent être calculés.

À partir de la courbe de la figure 5.6, on calcule le nombre moyen total de photons uniques collectés par l'atome piégé au cours d'une séquence. Il s'agit de la somme des aires des pics de fluorescence induits lors des périodes d'excitation impulsionnelle. On trouve en moyenne 55,1 photons sur une photodiode à avalanche, soit 110,2 photons au total (l'efficacité de collection étant de 0,6 %, le nombre moyen de photons émis par l'atome est d'environ 18 400). Au cours de l'ensemble des 43 895 séquences temporelles de l'expérience des figures 5.6 et 5.7, $110,2 \times 43\,895 \sim 4,84 \times 10^6$ photons uniques ont été détectés pendant 4 heures. On obtient alors un flux moyen sur la globalité de l'expérience de 322 photons/s.

On peut aussi définir le flux moyen de photons sur l'ensemble des périodes d'excitation impulsionnelle d'une unique séquence expérimentale. Chaque séquence contient 100 périodes d'excitation de 115 μ s. Par conséquent, 110,2 photons uniques sont collectés en moyenne après 11,5 ms d'excitation. On obtient un nouveau flux de 9 600 photons/s.

Enfin, il est possible de définir un taux maximum de photons uniques, en corrigeant le précédent de la probabilité de présence de l'atome. Ceci revient à prendre le flux de photons correspondant au premier pic de fluorescence de la courbe 5.6, pour lequel on sait que l'atome est présent à coup sûr, puisqu'on vient de le piéger. Ce pic s'élève à 14,4 coups/ms. Il correspond à la fluorescence détectée par une seule des photodiodes. Une fois multiplié par deux, on obtient un flux maximum de 29 000 photons uniques par seconde. Remarquons que c'est à peu de choses près le flux que l'on avait estimé dans le paragraphe 5.1 de ce chapitre, à partir de l'efficacité des impulsions π et de l'efficacité globale de collection et de détection mesurées au chapitre précédent.

Les différents flux estimés sont résumés dans le tableau 5.3.

sur les 4 h d'intégration	au cours d'une séquence temporelle	au début d'une séquence temporelle
322 photons/s	9 600 photons/s	29 000 photons/s

TAB. 5.3 – Récapitulatif des différents flux de photons.

5.4.3 Correction des données

Corrections du fond de lumière parasite

Un certain nombre de coïncidences comptabilisées sur la courbe de la figure 5.7 proviennent de corrélations entre le signal de photons uniques et le bruit ou de corrélations du bruit avec lui-même. Le bruit a deux origines : un fond de lumière parasite et les coups d'obscurité des photodiodes à avalanche. Les diverses contributions au bruit, que nous avons mesurées, sont résumées dans le tableau 5.4 pour chacune des deux photodiodes. Notons que dans ce tableau n'apparaît pas une éventuelle contribution de lumière due aux impulsions π , elles-mêmes. Des réflexions parasites sur les montures métalliques de MIGOU peuvent contribuer au bruit.

	coups d'obscurité (coups/s)	fond de lumière parasite (coups/s)	bruit total (coups/s)
APD 1	106	158	264
APD 2	192	195	387

TAB. 5.4 – *Diverses contributions au bruit sur les deux photodiodes à avalanche du montage d'autocorrélation.*

Nous ne chercherons pas ici à normaliser la courbe, comme nous l'avions fait pour le dégrouement de photons en régime continu, mais simplement à la corriger du fond. Si l'on reprend les notations du paragraphe 5.3.3, le nombre de coïncidences $C(\tau)$ mesurées sur la figure 5.7, en fonction du retard τ , a pour expression :

$$C(\tau) = \langle [S(t) + B_1(t)][S(t + \tau) + B_2(t + \tau)] \rangle$$

où $S(t)$ correspond au signal de photons uniques et $B_i(t)$ correspond au bruit sur chacune des photodiodes. Nous supposons qu'il n'existe aucune corrélation du bruit avec lui-même ou entre le bruit et le signal de photons uniques. La courbe corrigée que nous voulons tirer de la mesure a alors pour expression :

$$\begin{aligned} C'(\tau) &= \langle S(t)S(t + \tau) \rangle \\ &= C(\tau) - \langle S(t) + B_1(t) \rangle \langle B_2(t) \rangle - \langle B_1(t) \rangle \langle S(t) + B_2(t) \rangle + \langle B_1(t) \rangle \langle B_2(t) \rangle \end{aligned}$$

Toutes les quantités qui apparaissent dans le membre de droite de cette dernière égalité sont mesurables. Nous mesurons la corrélation du bruit avec lui-même, $\langle B_1(t) \rangle \langle B_2(t) \rangle$, en utilisant les mêmes séquences temporelles que pour la mesure de $C(\tau)$, mais déclenchées lorsqu'aucun atome n'est dans le piège (lorsque la fluorescence est en dessous du seuil indiquant la présence d'un atome). En ce qui concerne la mesure de $\langle S(t) + B_1(t) \rangle \langle B_2(t) \rangle$, on reproduit l'expérience qui nous a permis de mesurer $C(\tau)$, mais en dérégulant le système d'imagerie de la photodiode à avalanche 2, de manière à ce qu'elle ne détecte pas la fluorescence qui vient de la zone où se trouve le piège dipolaire, mais d'une région proche (séparée de quelques microns du piège). Elle ne détectera ainsi pas de signal atomique, mais uniquement du bruit. On fait ici l'hypothèse que le bruit au niveau du potentiel de piégeage est le même que celui venant d'un endroit séparé de quelques microns. Une mesure similaire donne accès à $\langle B_1(t) \rangle \langle S(t) + B_2(t) \rangle$.

L'ensemble de ces mesures destinées à la correction du fond n'ont été moyennées que sur 10 972 séquences (environ une heure d'acquisition chacune). Le nombre de coïncidences obtenu semble, pour les trois expériences, réparti uniformément sur l'ensemble des canaux de l'histogramme. Ceci nous conforte dans notre idée qu'il n'existe aucune corrélation du bruit avec lui-même, et entre le bruit et le signal. Nous faisons donc, pour les trois courbes, la moyenne du nombre de coïncidences par canal et nous utilisons cette valeur, pondérée par le nombre de séquences, pour corriger les données de la figure 5.7. Les valeurs obtenues sont :

- $\langle B_1(t) \rangle \langle B_2(t) \rangle = 0,22$ coïncidences par canal de 1,17 ns ;
- $\langle S(t) + B_1(t) \rangle \langle B_2(t) \rangle = 0,96$ coïncidences par canal de 1,17 ns ;
- $\langle B_1(t) \rangle \langle S(t) + B_2(t) \rangle = 1,02$ coïncidences par canal de 1,17 ns.

La résolution de la courbe de la figure 5.7 étant de 4,68 ns, il faudrait multiplier ces nombres par 4.

Corrections du phénomène de « pile-up »

Une expérience du type START-STOP (une photodétection sur l'APD 1 déclenche le TDC de la carte d'acquisition et la photodétection suivante sur l'APD 2 l'arrête), telle que nous l'avons faite, ne permet pas de reconstruire exactement la fonction d'autocorrélation en intensité. Lors de nos expériences, nous ne mesurons pas exactement la probabilité de détecter un photon à l'instant $t + \tau$, lorsqu'un premier a été détecté à l'instant t , mais plutôt la probabilité de détecter un photon à l'instant $t + \tau$, lorsqu'un premier a été détecté à l'instant t , et qu'aucun n'a été détecté entre t et $t + \tau$. En effet, un premier photon détecté par l'APD 1 déclenche le TDC, puis, le premier photon ensuite détecté par l'APD 2 arrête le TDC. Tous les photons suivants détectés par l'APD 2 ne sont pas comptabilisés, alors qu'ils participent à la statistique de la lumière. On montre alors que :

$$C(\tau) \propto \exp[-\eta_{coll} \dot{N}_\gamma(\tau + \delta\tau)] \times G^{(2)}(\tau)$$

où $G^{(2)}(\tau)$ est la fonction de corrélation non normalisée, \dot{N}_γ est le flux de photons et $\delta\tau \sim 1,6 \mu\text{s}$ est le délai électronique entre la voie START et la voie STOP.

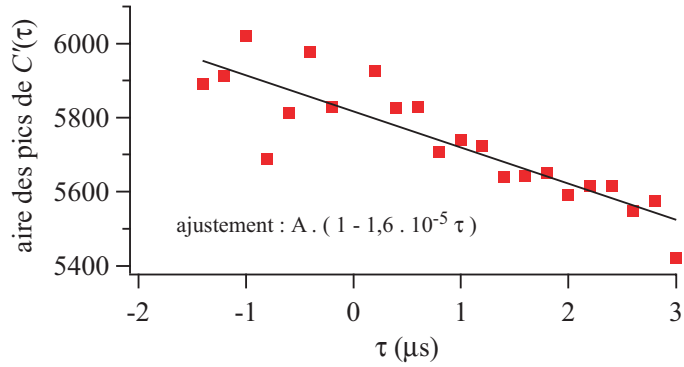


FIG. 5.8 – Aire des pics (intégrée sur 200 ns) des données expérimentales $C'(\tau)$ corrigées du fond. La courbe en trait plein est un ajustement linéaire ; A est une constante.

Pour corriger nos données expérimentales de cet effet – appelé « pile-up » – nous avons calculé l'aire de chacun des pics de la courbe $C'(\tau)$ (excepté celui autour du délai nul). L'aire \mathcal{A}_N du pic N est simplement la somme des coïncidences entre $N \cdot T - T/2$ et $N \cdot T + T/2$, où $T = 200$ ns est la période des pics. Nous observons une décroissance de l'aire des pics (voir figure 5.8). Cette décroissance, qui reflète le « pile-up », est presque linéaire car $\eta_{coll} \dot{N}_\gamma(\tau + \delta\tau) \ll 1$, à l'échelle de temps à laquelle on regarde. Un ajustement de la figure 5.8 par une droite nous donne :

$$\eta_{coll} \dot{N}_\gamma \sim 1,6 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

Les données expérimentales corrigées à la fois du fond et du « pile-up » :

$$C^{corr}(\tau) = C'(\tau) \exp[+\eta_{coll} \dot{N}_\gamma(\tau + \delta\tau)]$$

apparaissent sur la figure 5.9. Les corrections effectuées étant minimales, cette courbe est peu différente de la courbe brute de la figure 5.7.

Remarquons que l'étude précédente nous permet de remonter à une estimation de l'efficacité de collection. En supposant que notre source émet des photons réellement toutes les 200 ns ($\dot{N}_\gamma = 1/200$ photons/ns), on déduit une efficacité de collection $\eta_{coll} \sim 3 \%$, proche des valeurs obtenues auparavant.

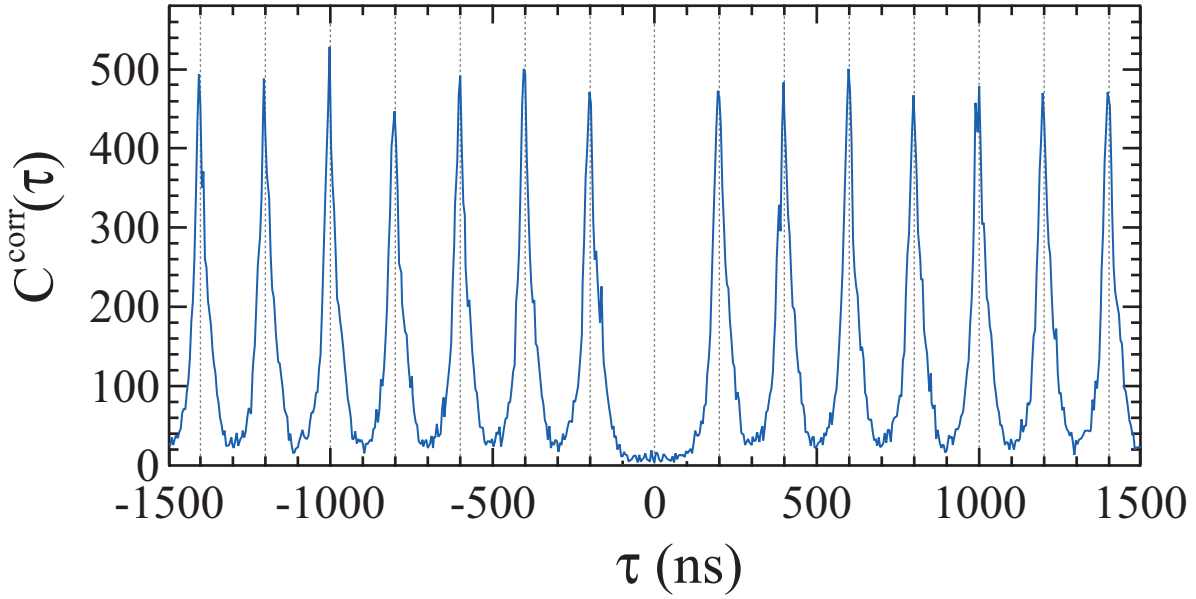


FIG. 5.9 – Histogramme des délais en régime impulsif, une fois la correction du fond et du phénomène de « pile-up » faites.

5.4.4 Analyse des données

Ajustement de la courbe expérimentale

Nous verrons dans la suite du manuscrit (paragraphe 5.4.5), qu'il est possible d'obtenir une formule analytique rigoureuse décrivant le signal de la figure 5.9. Cette formule, toutefois un peu compliquée est difficilement utilisable pour ajuster nos données. Afin de trouver une formule analytique simple décrivant grossièrement nos données, nous allons calculer la fonction d'autocorrélation temporelle en intensité *classique*, calculée à partir de l'intensité rayonnée. Nous connaissons, en effet, depuis le chapitre précédent, l'allure de l'intensité du champ rayonné par un atome unique. Nous l'avons en réalité mesurée lors de l'observation des oscillations de Rabi dans le domaine temporel (figure 4.22 du paragraphe 4.3.3). Dans le contexte de la source de photons unique, c'est le champ rayonné après une impulsion π qui nous intéresse. Afin de simplifier les calculs, nous supposons la durée de l'impulsion infiniment courte. Sous ces conditions, l'intensité du champ rayonné par l'atome est une simple somme d'exponentielles décroissantes, débutant toutes les 200 ns, de durée de vie $\Gamma^{-1} = 26,24$ ns [84], celle du niveau excité, soit :

$$\mathcal{I}(t) \propto \sum_n H(t - nT) \exp[-\Gamma(t - nT)]$$

où l'on a posé $T = 200$ ns et $H(t)$, la fonction de Heavyside, nulle lorsque t est négatif, et constante égale à 1, lorsque t est positif. On en déduit la fonction d'autocorrélation :

$$\begin{aligned} G^{(2)}(\tau) &= \langle \mathcal{I}(t)\mathcal{I}(t + \tau) \rangle \\ &\propto \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_n H(t - nT) e^{-\Gamma(t - nT)} \sum_m H(t + \tau - mT) e^{-\Gamma(t + \tau - mT)} dt \end{aligned}$$

On obtient finalement :

$$G^{(2)}(\tau) \propto \sum_n e^{-\Gamma|\tau - nT|}$$

On retrouve donc une somme de pics dont la durée de vie est celle du niveau excité de l'atome. Ce traitement purement classique ne fait bien évidemment pas apparaître le phénomène de dégroupement de photons autour du délai nul, lié à la nature corpusculaire de la lumière. Nous sommes donc obligés de l'introduire, ici, à la main. Toutefois, on remarque, même sur les données corrigées de la figure 5.9, qu'il semble subsister autour de $\tau = 0$, un pic de très faible amplitude. La courbe ne descend pas rigoureusement à 0. Nous ajusterons donc finalement nos données à l'aide de la formule :

$$a \times e^{-\Gamma|\tau|} + A \times \sum_{n \neq 0} e^{-\Gamma|\tau - nT|} \quad (5.21)$$

où A est l'amplitude des grands pics, et a est celle du pic résiduel autour du retard nul.

Durée de vie de l'état excité

D'après ce qui précède, la décroissance des pics de la figure 5.9 doit nous donner la valeur de la durée de vie de l'état excité $5^2P_{3/2}$ du ^{87}Rb . Nous avons ajusté individuellement les décroissances exponentielles de part et d'autre de chacun des pics. Une étude statistique sur l'ensemble de ces pentes nous donne finalement :

$$\Gamma^{-1} = 27,5 \pm 3 \text{ ns}$$

compatible avec la valeur de 26,24 ns donnée dans la référence [84].

La barre d'erreur relativement importante vient d'une asymétrie générale de la courbe : la décroissance de droite des pics est presque systématiquement plus lente que celle de gauche. Nous soupçonnons que ce problème a son origine dans une gigue électronique (jitter) asymétrique temporellement, mais nous n'avons pas eu le temps d'étudier ce problème plus en détail. Cette gigue temporelle est liée à la présence d'un ligne à retard électronique (d'environ 1,6 μs) sur la voie menant à l'entrée STOP de la carte d'acquisition de haute résolution qui permet de symétriser l'histogramme des délais autour du 0. Nous avons reproduit l'expérience avec une ligne à retard de seulement 400 ns. L'histogramme ne possède alors qu'un pic et demi à gauche du délai nul, mais donne Γ^{-1} avec une meilleure précision. On obtient finalement :

$$\Gamma^{-1} = 26,6 \pm 0,5 \text{ ns}$$

Pic à $\tau = 0$ et probabilité d'émettre 2 photons

Posons \mathcal{A}_{grand} , l'aire des grands pics, et \mathcal{A}_{petit} , l'aire du pic résiduel autour de $\tau = 0$. L'ajustement de la courbe de la figure 5.9 avec la formule 5.21 nous donne simplement :

$$\frac{\mathcal{A}_{petit}}{\mathcal{A}_{grand}} = \frac{a}{A} = 3,4 \pm 1,2 \% \quad (5.22)$$

Pour une source de photons uniques parfaite, la probabilité d'avoir deux photons dans une impulsion est nulle, et en conséquence, $\mathcal{A}_{petit} = 0$. Le fait de trouver une valeur non nulle pour \mathcal{A}_{petit} nous indique que certaines des impulsions rayonnées par l'atome contiennent plus de 1 photon. Ceci vient de la durée non nulle des impulsions π , pendant lesquelles l'atome peut émettre un photon par émission spontanée, être réexcité, puis émettre à nouveau un photon.

Remarquons toutefois, que si l'atome peut rayonner deux photons à la suite d'une impulsion π , ceux-ci ne sont pas émis rigoureusement en même temps. Ils sont séparés par un cycle d'absorption et d'émission. La fonction d'autocorrélation doit donc présenter une anti-corrélation

parfaite en $\tau = 0$. Autrement dit, le pic résiduel doit contenir un petit creux descendant rigoureusement à 0 en son centre. Sur la courbe 5.9, la statistique, autour de $\tau = 0$, n'est pas assez bonne pour que l'on distingue réellement ce creux.

Afin de dégager une information de l'aire du pic résiduel, nous allons nous intéresser à l'amplitude attendue des pics de la fonction d'autocorrélation. Posons p_i , la probabilité d'avoir i photons par impulsion. Nous supposons de plus que nous approchons déjà d'une bonne source de photons uniques et que donc $p_{i+1} \ll p_i$.

Les coïncidences enregistrées dans le pic autour du délai nul correspondent à des impulsions contenant au moins deux photons. Si l'on néglige les impulsions contenant au moins trois photons, quatre situations peuvent se produire au passage de l'impulsion à travers la lame séparatrice du montage de Hanbury Brown et Twiss (figure 5.10). Seules deux situations, où les photons ne vont pas dans le même bras, donnent lieu à l'enregistrement d'une coïncidence. Leur probabilité est donc :

$$\eta_{coll} \frac{p_2}{2}$$

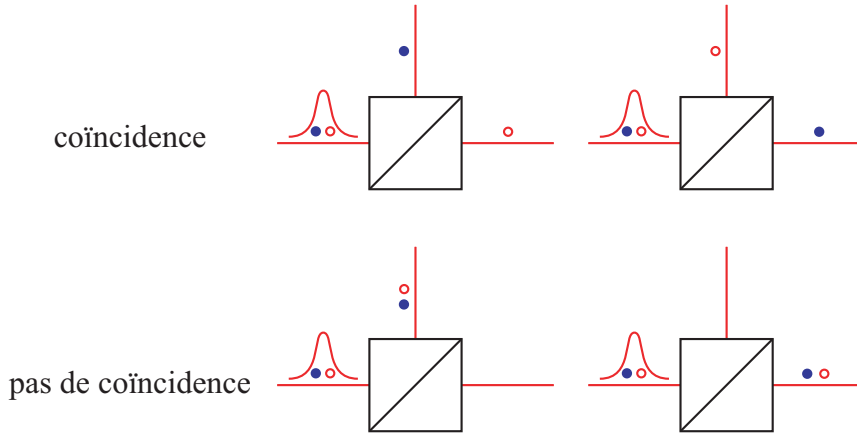


FIG. 5.10 – Coïncidences enregistrées pour une impulsion contenant deux photons.

En revanche, les coïncidences enregistrées dans les autres pics correspondent à la détection d'un photon à l'instant $\tau = 0$ et d'un autre autour de $\tau = nT$, n non nul. La probabilité associée à un tel événement est (en négligeant les impulsions contenant plus d'un photon) :

$$\eta_{coll} \frac{p_1}{2} \times \eta_{coll} \frac{p_1}{2}$$

Le facteur $1/2$ vient de la lame séparatrice du montage d'autocorrélation.

Le rapport des aires nous renseigne donc sur les probabilités d'avoir 1 et 2 photons dans une impulsion (si on néglige les probabilités d'en avoir 3 et plus) :

$$\frac{\mathcal{A}_{petit}}{\mathcal{A}_{grand}} = \frac{2 p_2}{p_1^2} = 3,4 \pm 1,2 \% \quad (5.23)$$

Après avoir étudié les oscillations de Rabi dans le chapitre précédent, nous savons que l'efficacité quantique d'excitation des impulsions π est proche de 100 %. Nous estimons donc que $p_1 \sim 1$. Dans ces conditions, la probabilité pour que l'atome unique émette deux photons à la suite d'une impulsion est :

$$p_2 = 1,7 \pm 0,6 \% \quad (5.24)$$

Une bonne source de photons uniques, est une source pour laquelle p_1 est proche de l'unité et $p_{i \geq 2}$ est nul. Une manière simple de s'approcher d'une source de photons uniques est d'utiliser une source poissonnienne (un laser) fortement atténuée. La probabilité d'avoir i photons dans une impulsion s'écrit :

$$p_i = e^{-\mu} \frac{\mu^i}{i!}$$

où μ est proportionnel à l'intensité lumineuse. Dans le cas où $\mu \ll 1$, on a :

$$p_1 \sim \mu \quad \text{et} \quad p_2 \sim \mu^2/2 = p_1^2/2 \quad (5.25)$$

En atténuant suffisamment un laser, on peut donc créer une source dont la plupart des impulsions contient 0 photon, de temps en temps 1 photon, et très rarement 2 photons. Pour une telle source, il est cependant impossible de satisfaire les critères : $p_1 \sim 1$ et $p_{i \geq 2} = 0$. En outre, d'après les relations 5.25 et l'étude précédente, tous les pics de la fonction d'autocorrélation d'une source poissonnienne atténuée ont la même aire.

Une manière de caractériser une source de photons uniques est donc de la comparer à une source poissonnienne. On compare pour cela les probabilités d'avoir des impulsions contenant deux photons, quand la probabilité p_1 d'avoir des impulsions contenant un photon est la même. Or ceci revient à faire le rapport des aires donné par la formule 5.22. Nous pouvons donc d'ores et déjà affirmer, pour notre source de photons uniques, *la probabilité d'avoir 2 photons dans une impulsion est atténuée d'un facteur 30 par rapport à une source poissonnienne.*

5.4.5 Comparaison avec la théorie

L'objectif de ce paragraphe est de comparer nos données expérimentales avec le calcul théorique de la fonction de corrélation en régime impulsionnel. Ceci permettra en particulier de vérifier que le pourcentage mesuré d'impulsions contenant deux photons est bien celui attendu.

Signal de corrélation en régime impulsionnel

Le calcul fait dans ce paragraphe est, en régime impulsionnel, le pendant de celui fait dans le cadre stationnaire au paragraphe 5.2.2.

Dans le paragraphe 5.2.2 de ce chapitre, nous avons dérivé la fonction d'autocorrélation non normalisée $G^{(2)}(\tau)$ de la lumière émise par un atome unique, dans le cadre stationnaire du régime continu. En régime impulsionnel, l'hypothèse de stationnarité n'est bien évidemment plus valable. Toutefois, tout le début du calcul reste valable (de la formule 5.12 à la formule 5.16), que nous modifions légèrement :

$$G^{(2)}(t_r, \tau) = \langle a | \rho_{at}(t_r) | a \rangle \times \sum_{\{n_i\}} |\langle a; \{n_i\} | U(\tau) | f; \{0\} \rangle_{|t_r}|^2 \quad (5.26)$$

où l'indice $|t_r$ de $|f; \{0\}\rangle_{|t_r}$ est là pour garder l'information que l'hypothèse d'absence de corrélation entre l'atome et le réservoir, constitué par les modes du rayonnement, (formule 5.15) a été faite à l'instant t_r . N'étant plus dans le cas stationnaire, on doit en effet conserver la mémoire de t_r , et $G^{(2)}$ dépend à la fois de τ et de t_r . On réinterprète alors un peu différemment les deux facteurs de la formule 5.26 :

- le premier facteur est la population dans l'état excité $|a\rangle$ à l'instant t_r , $\rho_{aa}(t_r)$, qui n'est plus stationnaire en régime impulsionnel ;

- le deuxième facteur est la probabilité que l'atome soit dans l'état excité à l'instant $t_r + \tau$, sachant qu'à l'instant t_r , il était dans l'état fondamental, et le champ de rayonnement était dans l'état vide. Là encore, ce terme dépend maintenant de t_r . Nous le noterons $\rho_{aa}(\tau|f@t_r)$.

Conserver l'information sur t_r dans la formule 5.26 revient à conserver l'information sur l'instant de détection du premier photon. Afin de reproduire la fonction d'autocorrélation mesurée en régime impulsif (figure 5.9), il nous faut moyenner la formule 5.26 sur l'instant de la première photodétection. On obtient alors :

$$G^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} G^{(2)}(t_r, \tau) dt_r = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{aa}(t_r) \times \rho_{aa}(\tau|f@t_r) dt_r \quad (5.27)$$

Pic résiduel autour du délai nul

Si l'on s'intéresse à l'allure du pic résiduel autour du délai nul de $G^{(2)}(\tau)$ (autocorrélation d'une impulsion rayonnée par l'atome avec elle-même), il suffit de calculer la fonction d'autocorrélation du champ rayonné par l'atome à la suite d'une unique impulsion excitatrice. Nous supposons l'atome initialement dans l'état fondamental et l'impulsion, à résonance, de durée t_π , débutant en $t = 0$. On en tire les deux conséquences suivantes :

- pour $t_r < 0$, $\rho_{aa}(t_r) = 0$, l'atome ne peut être excité en l'absence de champ laser ;
- pour $t_r > t_\pi$, $\rho_{aa}(\tau|f@t_r) = 0$, si l'atome se trouve dans l'état fondamental, une fois l'impulsion terminée, il y reste.

L'intégrale 5.27 se réduit donc à :

$$G^{(2)}(\tau) = \int_0^{t_\pi} \rho_{aa}(t_r) \times \rho_{aa}(\tau|f@t_r) dt_r$$

Pour poursuivre le calcul, il nous faut connaître la solution des équations de Bloch optiques (pour la population dans l'état excité) dans deux cas particuliers :

- dans le cas où l'atome est initialement dans l'état fondamental, soumis à un champ laser stationnaire, à résonance. Depuis la formule 5.19, nous savons que la population dans l'état excité est alors proportionnelle à $\pi_a(t)$, avec :

$$\pi_a(t) = \frac{\Omega^2}{\Gamma^2 + 2\Omega^2} \left[1 - e^{-3\Gamma t/4} \left[\cosh(\kappa t) + \frac{3\Gamma}{4\kappa} \sinh(\kappa t) \right] \right]$$

où $\kappa = \sqrt{(\Gamma/4)^2 - \Omega^2}$.

- dans le cas où la population dans l'état excité est initialement $\rho_{aa}(0)$, et qu'il n'y a pas de champ laser. La résolution des équations de Bloch optiques (système 4.4 du chapitre 4), avec $\Omega = 0$ et $\delta_L = 0$ donne simplement :

$$\rho_{aa}(t) = \rho_{aa}(0)e^{-\Gamma t}$$

On en déduit tout d'abord que :

$$\forall t_r \in [0, t_\pi], \rho_{aa}(t_r) = \pi_a(t_r)$$

Considérons ensuite les deux cas suivants :

1. **si** $\tau < t_\pi$:

– si $t_r < t_\pi - \tau$:

l'impulsion excitatrice est allumée durant tout l'intervalle de temps $[t_r, t_r + \tau]$. Par conséquent :

$$\rho_{aa}(\tau|f@t_r) = \pi_a(\tau)$$

– si $t_r > t_\pi - \tau$:

l'impulsion excitatrice n'est allumée qu'au début de l'intervalle de temps $[t_r, t_r + \tau]$, de t_r à t_π . Elle est ensuite éteinte de t_π à $t_r + \tau$. Par conséquent :

$$\rho_{aa}(\tau|f@t_r) = \pi_a(t_\pi - t_r) e^{-\Gamma[\tau - (t_\pi - t_r)]}$$

Il en résulte que :

$$G^{(2)}(\tau) = \int_0^{t_\pi - \tau} \pi_a(t_r) \times \pi_a(\tau) dt_r + \int_{t_\pi - \tau}^{t_\pi} \pi_a(t_r) \times \pi_a(t_\pi - t_r) e^{-\Gamma(\tau + t_r - t_\pi)} dt_r \quad (5.28)$$

2. si $\tau > t_\pi$:

l'impulsion π n'est, dans tous les cas, allumée qu'au début de l'intervalle de temps $[t_r, t_r + \tau]$, de t_r à t_π . Elle est ensuite éteinte de t_π à $t_r + \tau$. Par conséquent :

$$G^{(2)}(\tau) = \int_0^{t_\pi} \pi_a(t_r) \times \pi_a(t_\pi - t_r) e^{-\Gamma(\tau + t_r - t_\pi)} dt_r \quad (5.29)$$

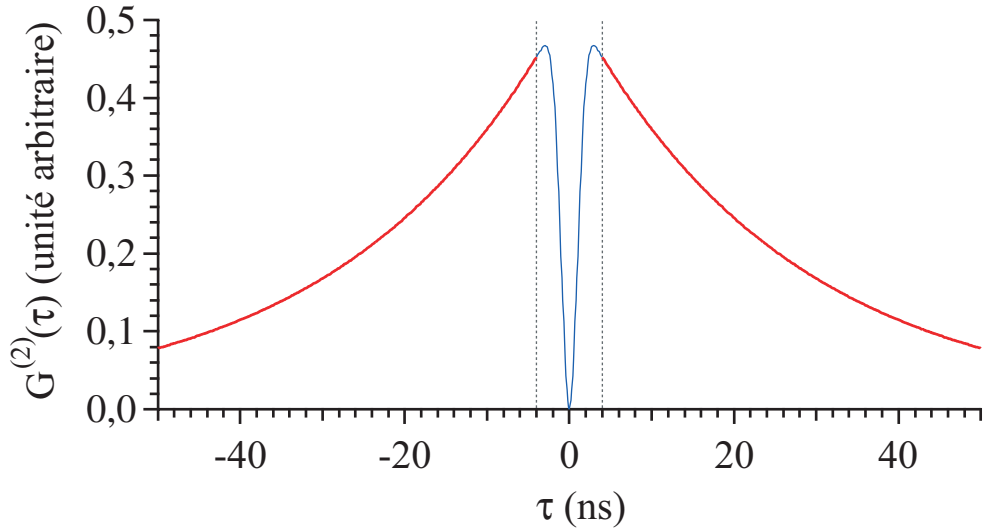


FIG. 5.11 – Courbe théorique du pic résiduel autour de $\tau = 0$. Le creux autour du délai nul est la marque d'un phénomène d'anticorrélation. Les deux lignes en pointillé, situées à ± 4 ns indiquent l'endroit où l'expression de la courbe change. Les valeurs en ordonnées sont celles obtenues à l'aide des formules 5.28 et 5.29 et des valeurs numériques données dans le texte.

Il est maintenant possible, grâce aux formules 5.28 et 5.29 de tracer la courbe théorique du pic de la fonction d'autocorrélation situé autour du délai nul. C'est ce que représente la figure 5.11. Le calcul précédent n'étant valable que pour $\tau > 0$, souvenons nous que, d'après la propriété 5.5, $G^{(2)}(-\tau) = G^{(2)}(\tau)$. Nous avons utilisées les valeurs numériques suivantes :

– $t_\pi = 4$ ns ;

- $\Omega/2\pi = 1/8$ GHz;
- $\Gamma/2\pi = 6,1$ MHz [84].

Comme nous l'avions prévu au paragraphe 5.4.4, la fonction d'autocorrélation présente une anticorrélation parfaite en $\tau = 0$, matérialisée par le creux situé au milieu, qui descend rigoureusement à 0. Notons que les intégrales des formules 5.28 et 5.29 peuvent s'intégrer formellement (à l'aide d'un programme de calcul formel). On obtient ainsi une formule analytique pour $G^{(2)}(\tau)$, toutefois un peu complexe.

Corrélation de deux impulsions successives

Afin de simuler complètement les données expérimentales de la figure 5.9, l'excitation étant périodique, il nous reste encore à calculer les corrélations de deux impulsions successives rayonnées par un atome unique. Deux impulsions successives étant indépendantes, leurs corrélations sont identiques aux corrélations de deux impulsions rayonnées par deux atomes différents :

$$G^{(1,1)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{aa}^{(1)}(t_r) \times \rho_{aa}^{(2)}(t_r + \tau) dt_r$$

où $\rho_{aa}^{(1)}(t_r)$ est proportionnel à la probabilité que l'atome (1) émette un photon à l'instant t_r , et $\rho_{aa}^{(2)}(t_r + \tau)$ est proportionnel à la probabilité que l'atome (2) émette un photon à l'instant $t_r + \tau$. Il s'agit ici de corrélations classiques entre deux champs rayonnés par deux atomes uniques, dont l'intensité est proportionnelle à la population dans l'état excité (voir la formule 5.17 de ce chapitre ou 4.5 du chapitre précédent).

Nous supposons que, deux atomes initialement dans l'état fondamental, sont illuminés par une impulsion π , de durée $t_\pi = 4$ ns, débutant à $t = 0$. Par conséquent, pour $t_r < 0$, $\rho_{aa}^{(1)}(t_r) = 0$ (l'atome ne peut être excité avant la mise en place du champ laser), et :

$$G^{(1,1)}(\tau) = \int_0^{+\infty} \rho_{aa}^{(1)}(t_r) \times \rho_{aa}^{(2)}(t_r + \tau) dt_r$$

Par ailleurs, en reprenant les notations du paragraphe précédent :

- $\forall t \in [0, t_\pi], \rho_{aa}^{(i)}(t) = \pi_a(t)$;
- $\forall t \in [t_\pi, +\infty], \rho_{aa}^{(i)}(t) = \pi_a(t_\pi) e^{-\Gamma(t-t_\pi)}$.

Il nous faut alors à nouveau considérer les deux cas de figure suivants :

1. **si** $\tau < t_\pi$:

$$\begin{aligned} G^{(1,1)}(\tau) &= \int_0^{t_\pi - \tau} \pi_a(t_r) \times \pi_a(t_r + \tau) dt_r + \int_{t_\pi - \tau}^{t_\pi} \pi_a(t_r) \times \pi_a(t_\pi) e^{-\Gamma(\tau + t_r - t_\pi)} dt_r \\ &+ \int_{t_\pi}^{\infty} \pi_a(t_\pi) e^{-\Gamma(t_r - t_\pi)} \times \pi_a(t_\pi) e^{-\Gamma(\tau + t_r - t_\pi)} dt_r \end{aligned} \quad (5.30)$$

2. **si** $\tau > t_\pi$:

$$\begin{aligned} G^{(1,1)}(\tau) &= \int_0^{t_\pi} \pi_a(t_r) \times \pi_a(t_\pi) e^{-\Gamma(\tau + t_r - t_\pi)} dt_r \\ &+ \int_{t_\pi}^{\infty} \pi_a(t_\pi) e^{-\Gamma(t_r - t_\pi)} \times \pi_a(t_\pi) e^{-\Gamma(\tau + t_r - t_\pi)} dt_r \end{aligned} \quad (5.31)$$

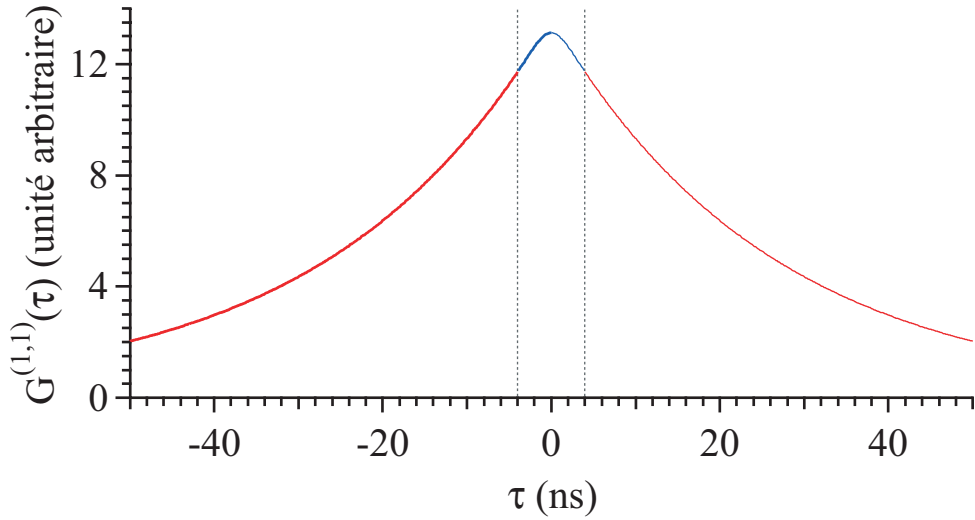


FIG. 5.12 – Courbe théorique des grand pics de la fonction d'autocorrélation en régime impulsionnel. Les deux lignes en pointillé, situées à ± 4 ns indiquent l'endroit où l'expression de la courbe change. Les valeurs en ordonnées sont celles obtenues à l'aide des formules 5.30 et 5.31 et des valeurs numériques données dans le texte.

Les formules 5.30 et 5.31, nous permettent d'obtenir l'allure théorique des grand pics de la fonction d'autocorrélation en régime impulsionnel. On utilise à nouveau la propriété $G^{(1,1)}(-\tau) = G^{(1,1)}(\tau)$ ainsi que les valeurs numériques du paragraphe précédent pour obtenir la courbe de la figure 5.12. Encore une fois, il est possible d'obtenir des formules analytiques pour $G^{(1,1)}(\tau)$.

Si l'on veut reproduire l'ensemble de la courbe expérimentale de la figure 5.9, il nous suffit de faire la somme d'un pic tel que celui de la figure 5.11 centré autour du délai nul, et de pics tels que celui de la figure 5.12, centrés autour des délais nT , où n est un entier, et $T = 200$ ns est la période de impulsions π . Une telle courbe est reproduite sur la figure 5.13. L'allure arrondie du sommet des grands pics (voir figure 5.12) reproduit bien les données expérimentales, contrairement à la formule approximative 5.21, que nous avons d'abord utilisée pour ajuster nos données, qui donnait des pics pointus. Signalons que cette allure arrondie vient du fait que l'impulsion π est de durée non nulle et que l'atome peut se desexciter avant qu'elle ne soit terminée.

Comparaison avec l'expérience et discussion

Il est maintenant possible de comparer expérience et théorie. Remarquons tout d'abord que la formule 5.31 est bien une exponentielle décroissante en τ :

$$G^{(1,1)}(\tau) = C \exp(-\Gamma\tau)$$

avec

$$C = \int_0^{t_\pi} \pi_a(t_r) \times \pi_a(t_\pi) e^{-\Gamma(t_r-t_\pi)} dt_r + \int_{t_\pi}^\infty \pi_a(t_\pi) e^{-\Gamma(t_r-t_\pi)} \times \pi_a(t_r) e^{-\Gamma(t_r-t_\pi)} dt_r$$

La décroissance des pics donne donc la largeur naturelle du niveau excité. Ceci légitime donc la mesure de la durée de vie faite au paragraphe 5.4.4. On peut faire la même remarque au sujet

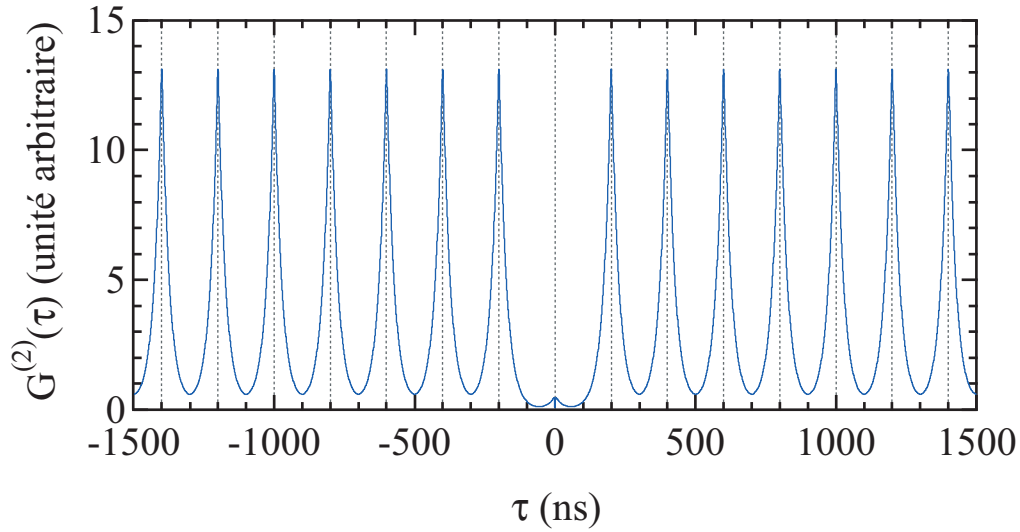


FIG. 5.13 – Fonction d'autocorrélation théorique en régime impulsif. Cette courbe est à comparer avec les données expérimentales de la figure 5.9.

de la formule 5.29.

Par ailleurs, nous pouvons déduire de notre calcul le rapport de l'aire du pic résiduel autour de 0, sur l'aire des grands pics, on obtient :

$$\frac{\mathcal{A}_{\text{petit}}}{\mathcal{A}_{\text{grand}}} = \frac{2p_2}{p_1^2} = 3,5 \% \quad (5.32)$$

ce qui est en très bon accord avec l'expérience (formule 5.23).

Nous voudrions également remonter aux valeurs théoriques de p_1 et p_2 . La formule 5.32 nous fournit une première relation. Pour en obtenir une deuxième, nous allons supposer à nouveau que la probabilité d'avoir 3 ou plus de photons par impulsion est négligeable devant p_1 et p_2 . Le nombre de photons émis par impulsion s'écrit alors :

$$N_\pi = p_1 + 2p_2$$

Or celui-ci s'obtient aisément à partir des équations de Bloch optiques. Ce calcul a d'ailleurs été fait au paragraphe 4.3.2 du chapitre 4. Nous y avons résolu les équations de Bloch optiques pour un système à deux niveaux, obtenu l'évolution de la population $\rho_{aa}(t)$ dans le niveau excité 4.19, ainsi que le nombre de photons émis par impulsion pour différentes valeurs de la puissance laser (figure 4.20). Dans le cas d'une impulsion π , on obtient (premier maximum de la figure 4.20 (a)) :

$$N_\pi = \int_0^\infty \Gamma \rho_{aa}(t) dt = p_1 + 2p_2 \sim 1,02 \text{ photons}$$

En combinant cela à la formule 5.32, on déduit :

$$p_1 = 0,984 \quad \text{et} \quad p_2 = 0,017$$

Autrement dit, environ 98,4 % des impulsions contiennent 1 photon et 1,7 % en contiennent 2, ce qui est en très bon accord avec les résultats expérimentaux (formule 5.24).

Par la méthode des « fonctions d'onde Monte Carlo »

Un calcul plus exact permet de s'affranchir de l'hypothèse $p_{i+1} \ll p_i$, où p_i est la probabilité qu'une impulsion contienne i photons. Ce calcul, développé dans l'annexe E, est fondé sur la méthode des « fonctions d'onde Monte Carlo ». Il permet notamment d'éviter que $p_1 + p_2$ soit supérieur à 1 comme dans le cas précédent, où dans le cas de la formule 5.24. Il donne en réalité accès aux différents p_i indépendamment. La démarche est l'inverse de la précédente : nous cherchons d'abord à connaître p_1 et p_2 , puis nous en déduisons le rapport d'aires attendue pour la courbe de corrélation. Nous ne donnerons ici que les résultats principaux, les calculs étant détaillés dans l'annexe E.

Pour une impulsion excitatrice d'une durée de 4 ns, de fréquence de Rabi $\Omega/2\pi = 1/8$ GHz et un désaccord nul, on obtient :

- $p_0 = 5,7 \times 10^{-4}$;
- $p_1 = 0,9813$;
- $p_{\geq 2} = 0,01818$, qui est la probabilité d'émettre *au moins deux* photons ;

Si l'on suppose que la probabilité d'avoir 3 photons dans une impulsion est négligeable, alors $p_2 \sim p_{\geq 2}$. On arrive alors aux conclusions suivantes :

- seuls 1,8 % des impulsions rayonnées par l'atome contiennent deux photons. Les autres en contiennent toutes un.
- Lors d'une mesure d'autocorrélation en intensité, le rapport de l'aire résiduelle du pic autour de $\tau = 0$ sur l'aire des autres pics doit être :

$$\frac{A_{\text{petit}}}{A_{\text{grand}}} = \frac{2p_2}{p_1^2} = 3,6 \%$$

Nos données expérimentales sont par conséquent en très bon accord avec les deux traitements théoriques précédents, à la fois pour le rapport d'aires, et pour l'estimation de p_2 .

5.4.6 Discussion

Les résultats obtenus dans cette partie apparaissent dans les références [122, 123]. Nous avons mesuré la fonction de corrélation en intensité de la lumière rayonnée par l'atome unique soumis à des impulsions π et démontré que nous avons conçu une source efficace de photons uniques à la demande. Nous savions déjà, depuis le chapitre précédent, que l'efficacité quantique d'excitation de l'atome unique était proche de 1. Combinée avec le taux de répétition de 5 MHz, et l'efficacité globale de collection et de détection de 0,6 %, ceci nous a permis d'atteindre un flux de photons appréciable. D'une valeur moyenne de 322 photons/s, sur la totalité de l'expérience, il atteint 29 000 photons/s lorsqu'un atome est présent dans le piège dipolaire. D'après les estimations faites au paragraphe 4.2.3 du chapitre 4, nous pourrions améliorer ce flux d'un facteur 4, en optimisant notre efficacité de collection. Beaucoup de lumière est, en effet, perdue au niveau du trou de filtrage placé devant les photodiodes à avalanche. Il est également possible d'augmenter le flux, en optimisant encore la séquence temporelle expérimentale décrite au paragraphe 5.4.1.

Dans notre expérience, les photons sont émis par « bouffées », quand un atome est présent dans le piège, et par périodes de 115 μs . C'est pendant ces « bouffées » que l'on atteint les flux maximum. Par ailleurs, grâce à un taux de répétition élevé de 5 MHz et du fait que la détection est synchronisée sur ces « bouffées », le bruit, dû au coups d'obscurité des APD, ou à la lumière parasite est très bas (voir figure 5.7 du paragraphe). Autrement dit, la plupart des photons détectés sont « utiles ».

Rappelons que les photons sont émis dans un mode de polarisation σ^+ , bien défini par la transition atomique. Toutefois du fait de notre système d'imagerie, 88 % de ces photons sont collectés avec la polarisation \perp .

La probabilité d'avoir deux photons dans une impulsion, d'environ 1,8 %, est atténuée d'un facteur 30 par rapport à une source poissonnienne. Il est important que ce chiffre soit le plus faible possible, si l'on désire intriquer des atomes ou réaliser de portes logiques de façon conditionnelle. La fidélité de l'opération en dépend [55]. Les mesures sont par ailleurs en très bon accord avec le calcul théorique de la fonction de corrélation du second ordre, ainsi qu'avec des calculs de type Monte Carlo quantique. Notons que la valeur de 1,8 % peut être améliorée. Il suffirait pour cela de réduire la durée des impulsions excitatrices, et ainsi la probabilité que l'atome se désexcite pendant l'impulsion π .

Enfin, souvenons-nous que les photons uniques sont obtenus par émission spontanée, à la suite d'un processus transférant l'atome dans l'état excité de façon cohérente.

Si l'on regarde les flux de photons uniques obtenus avec les sources du domaine de la physique du solide, telles que les centres colorés NV dans le diamant [74], les molécules dans des matrices hôtes [67, 68], ou les puits quantiques [142], on obtient quelques 10^4 voir 10^5 photons/s en moyenne. De tels flux sont nécessaires pour assurer, dans le domaine de la cryptographie quantique à variables discrète, des échanges de clés secrètes à vitesse suffisante. En comparaison, notre flux de photons est plus faible.

L'intérêt de notre source réside plus dans le fait qu'elle est une démonstration du très bon contrôle de l'émission d'un bit quantique potentiel. Nous bénéficions donc d'un outil indispensable pour mettre en œuvre les protocoles d'intrication conditionnelle [49, 51, 52, 55]. Notre système peut ainsi être intégré dans une architecture d'ordinateur quantique, alliant les qubits stationnaires (des atomes) et les qubits volants (des photons émis par ces atomes) [50, 53, 57].

On peut alors comparer notre source à des systèmes similaires, à savoir un atome [58, 60], ou un ion [59] couplé au mode d'une cavité optique. Tout d'abord, un aspect inédit de notre système est l'absence de cavité, ce qui constitue également une simplification technique. La présence de MIGOU nous permet de collecter suffisamment de photon, sans avoir besoin de stimuler l'émission par le mode d'une cavité.

De plus pour l'ensemble des systèmes cités plus haut l'émission d'un photon se produit à la suite d'un processus adiabatique Raman stimulé par le mode de la cavité. Ceci impose un taux de répétition plus bas que le nôtre, limité à environ 100 kHz. Une fois prises en compte les efficacités d'émission, de collection, et de détection, les flux atteints sont cependant du même ordre de grandeur que pour notre expérience, soit quelques centaines de photons par seconde [59, 61].

Avec les processus Raman utilisés dans les références [58, 59, 60], deux photons ne peuvent être émis par l'atome, à la suite d'un seul transfert adiabatique. En effet, après l'émission, l'atome se trouve dans un état découplé des faisceaux lasers. Il doit être ensuite recyclé pour à nouveau émettre un photon. Dans les expériences portant sur les atomes neutres, deux d'entre eux peuvent cependant se trouver simultanément dans la cavité avec une probabilité non nulle, donnant naissance à des impulsions contenant deux photons [58, 61]. Chez nous, cette situation ne peut se produire grâce au blocage collisionnel. De même ce problème ne se pose pas pour un ion piégé [59].

Enfin, remarquons que du fait d'un taux de répétition relativement élevé et de la façon dont nous synchronisons la détection, le bruit sur nos données expérimentales est relativement faible par rapport à celui observé dans les références [59, 60, 61].

Conclusion et perspectives

Au cours de ce travail de thèse, nous avons commencé à exploiter, dans la perspective du traitement quantique de l'information, un dispositif expérimental mis en place par Nicolas Schlosser [81], et caractérisé par Georges-Olivier Reymond [82]. Son originalité réside dans la possibilité de capturer des atomes de rubidium 87 dans un piège dipolaire optique de taille microscopique. Nous avons notamment tiré parti du fait que les atomes peuvent y être piégés un par un, en raison du blocage collisionnel.

L'un de nos objectifs a été de prouver que ce système est intéressant pour le stockage de bits quantiques atomiques. Nous avons donc montré qu'il était possible de le multiplier, en créant des réseaux de micro-pièges dipolaires, générés holographiquement, à partir d'un seul faisceau laser. Nous avons mis en évidence le piégeage d'atomes uniques dans ces structures. Le modulateur de phase spatial, programmable par ordinateur, permet de concevoir une bibliothèque de configurations de piégeage versatiles, facilement reconfigurables. Ce travail constitue un premier pas vers la création d'un nouveau type de registres quantiques.

Si nous voulons utiliser l'atome unique comme qubit, nous devons être capables de contrôler à la fois son état externe et interne. Nous avons donc mis au point des expériences visant à caractériser son mouvement dans le piège. Nous sommes par exemple capables de mesurer, en sondant l'atome, la profondeur et les fréquences d'oscillation du piège. Ceci nous donne accès, par l'intermédiaire du col du faisceau piège, au volume dans lequel il est confiné. Nous avons confronté nos mesures à des simulations numériques, qui nous ont aidés à interpréter les données expérimentales. Nous avons également mesuré, par des techniques de temps de vol, la température des atomes dans le potentiel, correspondant à l'amplitude de leur mouvement. À cette occasion, nous avons mis en place un intensificateur d'images, qui s'avère un outil de détection de la fluorescence atomique intéressant pour un ensemble d'atomes uniques utilisés comme qubits : il allie une bonne sensibilité et une bonne dynamique temporelle à une bonne résolution spatiale. Enfin des mesures de durée de vie nous donnent un moyen d'évaluer le chauffage des atomes induit par le piège dipolaire ou une excitation laser.

Dans la perspective de l'initialisation et de la lecture d'un qubit atomique, nous avons étudié la préparation et la détection d'un atome dans les sous-niveaux hyperfins fondamentaux. Nous avons estimé une efficacité de préparation de 98 %, et un temps de relaxation de 3,3 ms. Pour le contrôle des sous-niveaux Zeeman, nous avons mis en évidence la nécessité de définir l'axe de quantification de notre système à l'aide d'un champ magnétique. Nous avons ainsi observé un pompage optique efficace vers la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3$), à l'aide d'une sonde continue.

Plusieurs solutions existent, en vue d'intriquer deux qubits atomiques et de réaliser des portes logiques quantiques. Plutôt que de passer par une interaction directe, nous nous sommes orientés vers l'intrication conditionnelle, qui résulte d'une mesure appropriée de la lumière émise par deux atomes [52, 55]. Ces protocoles exigent de faire émettre au qubit, des photons un par un, et à la demande. Nous avons donc conçu une chaîne laser, délivrant des impulsions de quelques

nanosecondes avec un taux de répétition de 5 MHz, accordées sur la transition optique fermée du ^{87}Rb ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3$). Grâce à cette source, nous possédons un très bon contrôle cohérent des atomes sur la transition fermée. Nous avons ainsi observé des oscillations de Rabi sur des atomes uniques, ainsi que des battements quantiques. En ajustant la puissance de la source pour réaliser des impulsions π , l'atome est excité avec une efficacité proche de 100 % et émet un photon par émission spontanée, après chaque impulsion. De cette manière nous avons réalisé une source efficace et déclenchable de photons uniques, à partir d'un atome unique. Nous avons caractérisé cette source, et montré que la probabilité d'avoir deux photons à la suite d'une impulsion était réduite d'un facteur 30 par rapport à une source poissonnienne atténuée, en accord avec la théorie. Il s'agit d'un phénomène de dégroupement de photons, lié à la nature corpusculaire de la lumière. Le flux moyen atteint est de 322 photons/s, émis dans un mode de polarisation bien défini.

Nous avons également observé le dégroupement de photons dans la lumière de fluorescence des atomes uniques excités par un laser continu.

L'étape suivante serait de piéger deux atomes côte à côte (dans deux potentiels distincts générés holographiquement, ou à l'aide de deux faisceaux piège, comme on l'a vu au paragraphe 2), de leur faire émettre, en même temps, des photons uniques, et de tester les protocoles d'intrication conditionnelle [49, 50, 51, 52], ou de portes logiques conditionnelles [50, 53, 55, 56, 57]. Toutefois, une exigence reste à satisfaire. Tous ces protocoles nécessitent l'indiscernabilité des photons émis par les différents qubits, c'est-à-dire, la possibilité d'obtenir des interférences à deux photons, à partir de la lumière émise par deux atomes indépendants. Or, comme nous l'avons indiqué en introduction, l'indiscernabilité est assurée, à la condition que les photons soient émis dans le même mode de polarisation, dans le même mode spatial, et que leur largeur spectrale soit limitée par la transformée de Fourier de leur enveloppe temporelle.

Nous savons déjà que 88 % des photons uniques sont émis selon une polarisation et 12 % selon la polarisation orthogonale. Nous avons expliqué au début du chapitre 5 que le mode spatial est en principe bien défini, l'objectif étant limité par la diffraction, et l'atome dans le piège dipolaire explorant une région de dimension inférieure à sa réponse percussive. Le mode spatial de collection est donc théoriquement la réponse de l'objectif à une source ponctuelle. Ceci reste à vérifier expérimentalement. Pour que la largeur spectrale soit limitée par la transformée de Fourier de l'enveloppe temporelle, elle doit correspondre simplement à l'élargissement homogène dû à la largeur naturelle du niveau excité du qubit, soit $\Gamma/2\pi = 6$ MHz. Il existe une source évidente d'élargissement inhomogène : le mouvement des atomes dans le piège dipolaire, qui dépend de leur température. De plus, au cours d'une expérience de production de photons uniques, l'atome est chauffé par le processus d'émission spontanée. Nous espérons qu'à l'aide de séquences optimisées comme celle du paragraphe 5.4.1 du chapitre 5, nous serons capables de garder les atomes suffisamment froids et d'assurer l'indiscernabilité des photons.

Pour s'en assurer, nous devons mettre en œuvre une expérience d'interférences à deux photons, émis par deux atomes indépendants, du type de celle réalisée par Hong, Ou et Mandel en 1987 [143]. Récemment des expériences similaires ont été réalisées à partir de la lumière émise par un seul atome [62, 63], ou un seul puits quantique [73]. Aucune expérience de ce type n'a encore été réalisée à partir de la lumière émise par deux émetteurs uniques indépendants, et constituerait donc la suite logique du travail décrit dans ce manuscrit.

D'autres perspectives sont envisageables. Il nous reste encore à coder le qubit sur l'atome unique. Une idée consiste à contrôler, de façon cohérente, les transitions entre deux sous-niveaux Zeeman fondamentaux (l'un en $F = 1$, l'autre en $F = 2$), à l'aide d'ondes radiofréquence ou

de transitions Raman. Nous avons commencé à mettre en place un dispositif, dans lequel le piège dipolaire est utilisé comme l'un des faisceaux Raman. On peut donc, en principe, obtenir aisément des fréquences de Rabi importantes, et ainsi réaliser des transitions Raman à des échelles de temps de l'ordre de $1 \mu s$.

Grâce à ce dispositif nous envisageons de refroidir l'atome unique dans le niveau vibrationnel fondamental par refroidissement par bandes latérales. En effet, certaines propositions théoriques d'intrication conditionnelle [55] nécessitent que les atomes soient plus froids que leur température actuelle de $65 \mu K$.

En outre, des expériences en régime de fort chargement seraient intéressantes. L'une d'entre elles consisterait à tirer profit du refroidissement évaporatif observé au cours de la thèse de Georges-Olivier Reymond [82], pour « condenser » dans le niveau vibrationnel fondamental, un petit nuage d'une dizaine d'atomes froids. L'intensificateur d'images décrit dans ce manuscrit serait alors un instrument utile à l'étude de ces « nanonuages ». Enfin, une prolongation de ce travail de thèse, pourrait être l'utilisation de la chaîne laser impulsionnelle, détaillée au chapitre 4, pour étudier les propriétés de la lumière de fluorescence d'un petit nuage d'atomes froids, et observer des effets collectifs tels que la superradiance.

Annexes

A

Analyse des temps de vol sur la CCD

Sommaire

A.1	Analyse brute	185
A.2	Prise en compte de la durée de l'impulsion sonde	186
A.3	Prise en compte de la profondeur de champ de MIGOU	188
A.4	Résumé	191

L'objectif de cette annexe est d'analyser les temps de vol obtenus sur la caméra CCD (figure 3.23 du chapitre 3) à l'aide de l'intensificateur, et d'en déduire la température des atomes.

A.1 Analyse brute

L'analyse brute effectuée au paragraphe 3.2.4 du chapitre 3 consiste à supposer que le champ de MIGOU est infini, et que la durée de l'impulsion sonde est nulle. Dans ces conditions, l'allure des temps de vol est une gaussienne (voir paragraphe 3.2.1 du chapitre 3). On ajuste donc les données par des gaussiennes à deux dimensions, et on trace le carré des largeurs en fonction du carré des délais (figure A.1). On ajuste les points de cette figure par des droites dont la pente σ_v renseigne sur la température (formule 3.7 et 3.8).

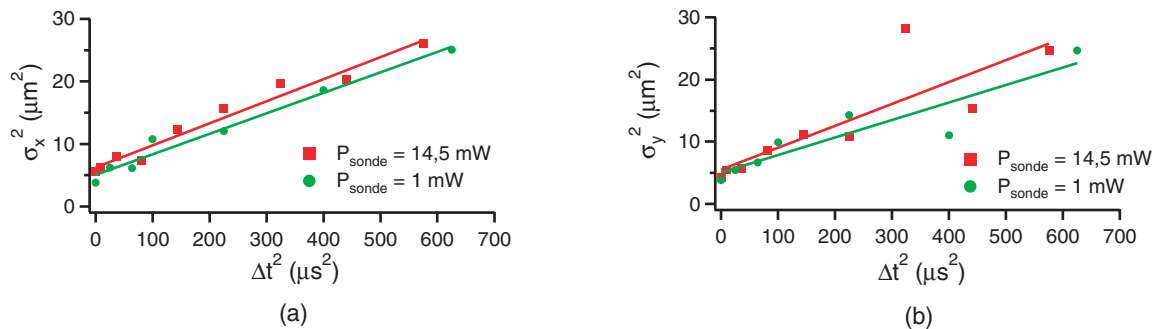


FIG. A.1 – Carré des largeurs des gaussiennes 2D ajustant les temps de vol en fonction du carré du délai Δt^2 pour deux valeurs de la puissance sonde : $P_{\text{sonde}} = 14,5 \text{ mW}$ (figure 3.23 du chapitre 3) ou $P_{\text{sonde}} = 1 \text{ mW}$. Ces courbes sont ajustées par des droites et la pente nous donne la température du nuage d'atomes froids. (a) Largeurs selon la direction x. (b) Largeurs selon la direction y.

Les pentes de σ_x^2 et σ_y^2 ainsi que les températures obtenues à la suite de cette analyse brute sont résumé dans le tableau A.1.

P_{sonde}	pente de σ_x^2	T_x	pente de σ_y^2	T_y
1 mW ($s \sim 1$)	0,032 $\mu\text{m}^2/\mu\text{s}^2$	340 μK	0,028 $\mu\text{m}^2/\mu\text{s}^2$	290 μK
14,5 mW ($s \sim 20$)	0,035 $\mu\text{m}^2/\mu\text{s}^2$	370 μK	0,035 $\mu\text{m}^2/\mu\text{s}^2$	370 μK

TAB. A.1 – Pentes de σ_x^2 et σ_y^2 , et températures obtenues à partir de l'analyse brute des temps de vol sur la CCD.

Toutefois, la mesure elle-même peut perturber les atomes. L'impulsion de sonde servant à faire un instantané du nuage peut en effet induire un chauffage des atomes d'autant plus qu'elle est puissante ou qu'elle dure longtemps. Or la puissance ($P_{sonde} = 14,5$ mW) et la durée de l'impulsion sonde (10 μs) lors des mesures de la figure 3.23 sont toutes deux relativement importantes. En outre, il faut se souvenir ici que notre objectif MIGOU possède une profondeur de champ longitudinale assez restreinte, ce qui peut modifier l'allure gaussienne du nuage au cours du temps de vol. Dans un premier temps, nous corrigerons l'analyse brute en tenant compte de la durée de l'impulsion. Puis nous prendrons en considération l'effet du champ de MIGOU.

A.2 Prise en compte de la durée de l'impulsion sonde

Intéressons-nous tout d'abord à la durée de l'impulsion de sonde. Nous considérerons que la sonde ne perturbe pas le temps de vol des atomes, que les atomes poursuivent le trajet prédit par le paragraphe 3.2.1 du chapitre 3 pendant les 10 μs de sonde. Par contre, pendant ces 10 μs , les atomes ont largement le temps de se déplacer, si bien que les images de la figure 3.23 ne correspondent pas à un instantané à Δt de l'allure du nuage mais à l'intégrale de la fluorescence obtenue pendant 10 μs .

On l'a vu au paragraphe 3.2, la probabilité $P(x, y, z, \Delta t)$ pendant le temps de vol de trouver un atome du nuage à la position (x, y, z) est donnée par le produit de 3 gaussiennes :

$$P(x, y, z, \Delta t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}\sigma_x(\Delta t)\sigma_y(\Delta t)\sigma_z(\Delta t)} \times \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(\Delta t)}\right] \times \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2(\Delta t)}\right] \times \exp\left[-\frac{z^2}{2\sigma_z^2(\Delta t)}\right] \quad (\text{A.1})$$

où $\sigma_i^2(\Delta t) = \sigma_{0i}^2 + \sigma_{vi}^2\Delta t^2$ avec $i = x, y$ ou z . σ_{0i} correspond à la largeur initiale dans le piège dipolaire et σ_{vi} à la largeur de la distribution en vitesse permettant éventuellement de définir une température différente selon la direction i . Si l'on suppose que MIGOU possède une profondeur de champ infinie, la fluorescence enregistrée par la photodiode au point image de (x, y) est, à un instant donné, proportionnel à l'intégrale sur z de $P(x, y, z)$. Ce que nous mesurons réellement au délai Δt est ensuite l'intégrale pendant la durée de l'impulsion sonde $\tau_{sonde} = 10$ μs et à partir de Δt du profil de fluorescence instantané. On appelle $R(x, y, \Delta t)$, la fluorescence enregistrée sur la caméra CCD au pixel (x, y) (correspondant, du fait du grandissement de l'imagerie, au point (x, y) du plan focal de MIGOU exprimé en microns) au délai Δt . Alors :

$$R(x, y, \Delta t) \propto \int_{\Delta t}^{\Delta t + \tau_{sonde}} \frac{1}{\sigma_x(t)\sigma_y(t)} \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(t)}\right] \times \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2(t)}\right] dt$$

Afin de coller le plus possible à la démarche expérimentale :

- on calcule numériquement pour différentes valeurs de Δt (de 0 à 25 μs par pas de 1 μs) les fonctions à deux dimensions $R(x, y, \Delta t)$;
- on ajuste alors ces fonctions par des gaussiennes à deux dimensions ;
- de la même manière que pour les données expérimentales, on trace le carré des largeurs obtenues en fonction du carré du délai (figure A.2 (a)).

Comme on s'y attend, les points obtenus ne sont tout à fait alignés le long d'une droite (elle est légèrement incurvée vers l'origine). La courbe de la figure A.2 (a) a été obtenue pour $T_x = T_y = 275 \mu\text{K}$ et $\sigma_{0x} = \sigma_{0y} = 2 \mu\text{m}$.

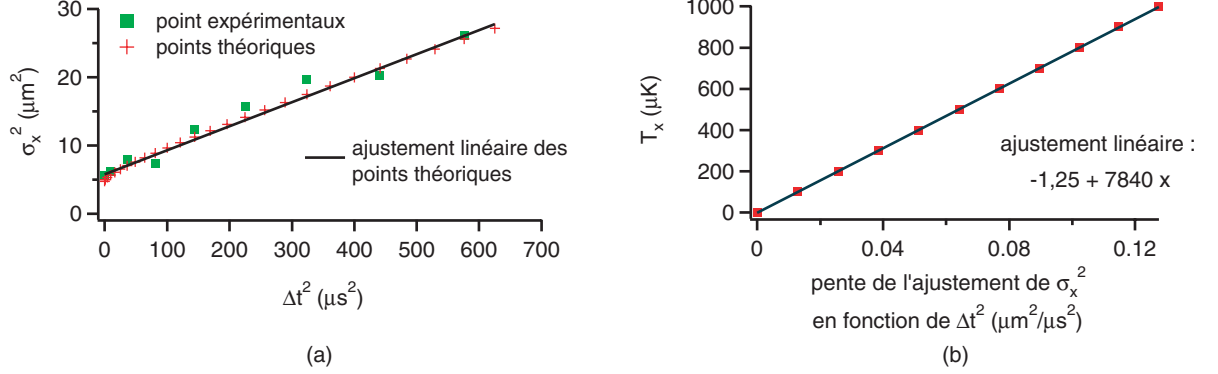


FIG. A.2 – (a) Carré des largeurs des gaussiennes 2D ajustant les temps de vol en fonction du carré du délai Δt^2 . La courbe théorique, tracée avec les paramètres $T_x = T_y = 275 \mu\text{K}$ et $\sigma_{0x} = \sigma_{0y} = 2 \mu\text{m}$, est ajustée par une droite. (b) Abaque donnant la température en fonction de la pente de l'ajustement de la courbe théorique de gauche. Les points obtenus s'ajustent très bien par une droite.

Il s'agit maintenant de trouver un critère permettant de comparer nos calculs avec les données expérimentales. Par analogie avec le cas idéal, nous avons décidé d'ajuster à la fois les données expérimentales et nos calculs tels que ceux de la figure A.2 (a) par une droite et d'utiliser la pente de la droite pour remonter à la température. Il faut alors s'assurer que cette pente varie bien avec la température, et qu'à température donnée elle reste suffisamment robuste aux variations des autres paramètres. Les paramètres d'entrée de notre programme sont T_x , T_y , σ_{0x} et σ_{0y} . Pour une valeur de T_x fixée (donc une valeur de σ_{vx} fixée), nous avons calculé théoriquement la courbe $\sigma_x^2(\Delta t)$ en fonction de Δt^2 en faisant varier :

- T_y de $T_x/2$ à $2T_x$;
- σ_{0x} et σ_{0y} indépendamment ou non de 1,5 μm à 2,5 μm .

La pente obtenue lors de cette étude est la même à $\pm 0,25 \%$. Elle constitue donc un bon critère pour la mesure de T_x car elle est robuste aux variations de tous les autres paramètres.

Nous avons donc tracé, sur la figure A.2 (b) un abaque de la valeur de cette pente en fonction de T_x en faisant tourner notre programme avec les conditions $T_x = T_y$ et $\sigma_{0x} = \sigma_{0y} = 2 \mu\text{m}$. Cet abaque nous permet, à partir des pentes des données expérimentales calculées lors de l'analyse brute, de remonter à la valeur de la température du nuage d'atomes froids, si on tient compte de la durée de la sonde. Sur cet abaque, les points étant quasiment alignés, on les ajuste par une droite ce qui nous donne une formule analytique.

On peut maintenant utiliser l'abaque, et y reporter les pentes des obtenues à partir des données expérimentales de la figure A.1. Les pentes et températures déduites sont résumées dans le tableaux A.2. Elle sont environ 100 μK plus basses que celles obtenues par l'analyse brute, ce qui montre qu'il est important de prendre en compte la durée de l'impulsion de sonde. On se

rapproche ainsi des températures mesurées à l'aide de l'APD (paragraphe 3.2.3 du chapitre 3). Soulignons que sur la figure A.2 (a), les points expérimentaux correspondant à σ_x^2 s'ajustent bien par la courbe théorique à la température de 275 μK .

P_{sonde}	pente de σ_x^2	T_x	pente de σ_y^2	T_y
1 mW ($s \sim 1$)	0,032 $\mu\text{m}^2/\mu\text{s}^2$	250 μK	0,028 $\mu\text{m}^2/\mu\text{s}^2$	220 μK
14,5 mW ($s \sim 20$)	0,035 $\mu\text{m}^2/\mu\text{s}^2$	275 μK	0,035 $\mu\text{m}^2/\mu\text{s}^2$	275 μK

TAB. A.2 – Pentes de σ_x^2 et σ_y^2 , et températures obtenues à partir de l'analyse des temps de vol sur la CCD, en tenant compte de l'effet de la durée de l'impulsion de sonde.

On peut alors se demander ce qui nous a poussé à choisir σ_{0x} et σ_{0y} autour de 2 μm . Le fait de changer ces paramètres translate verticalement la courbe de la figure A.2 (a), même si la pente de l'ensemble varie peu. Le choix que nous avons fait assure que les données théoriques de la figure A.2 (a) ajustent correctement les données expérimentales de la figure 3.24. Toutefois, les images du pièges dipolaires obtenues à l'aide de la CCD donne plutôt une taille initiale de l'ordre de 1 μm (voir image 1.9 du chapitre 1). On attribue la différence entre cette valeur théorique et la valeur expérimentale à la perte de résolution due à l'écran de phosphore de l'intensificateur. En effet, comme expliqué précédemment, celui-ci transforme un photon en une gerbe de photon « arrosant » plusieurs pixels de la caméra CCD.

A.3 Prise en compte de la profondeur de champ de MIGOU

Nous avons supposé, jusqu'à présent, que la profondeur de champ de MIGOU était infinie. Toutefois, ceci est incompatible avec sa grande ouverture numérique. Le système d'imagerie a été conçu de telle manière que le centre du nuage atomique soit conjugué avec la caméra CCD. Si la lumière issu d'un point du centre du nuage atomique illumine bien un pixel de la caméra, celle issue d'un point décalé de 2 μm le long de l'axe optique irradiera largement deux pixels. Or, lors du temps de vol, les atomes explorent des régions éloignés de plusieurs microns du centre. Le profil de fluorescence observé donc sera modifié par rapport au profil de densité atomique.

A.3.1 Effet d'un déplacement longitudinal

Nous allons d'abord supposer que MIGOU est une simple lentille et que l'on travaille, dans l'approximation paraxiale, autour de la conjugaison de référence $A_0 \rightarrow A'_0$ (figure A.3). On suppose en fait que A'_0 se trouve dans le plan de la caméra CCD au milieu d'un pixel. Comment la lumière issue d'un point A voisin de A_0 irradie-t-elle la caméra ? On peut écrire :

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

où $d(z)$ est le diamètre du faisceau issu de A dans le plan de la CCD et Φ est le diamètre de la lentille. L'ouverture numérique image est donnée par : $\text{ON}_{img} = \sin \theta \sim \Phi/2OA'_0$. On en déduit que :

$$d(z) = 2 \text{ON}_{img} A'_0 A'$$

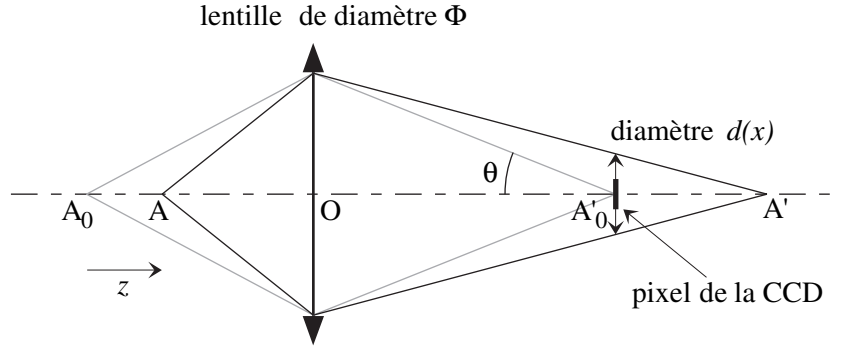


FIG. A.3 – Calcul de la profondeur de champ longitudinale dans le cas d’une lentille simple autour de la conjugaison de référence $A_0 \rightarrow A'_0$.

De la formule de conjugaison, on déduit la formule du grandissement longitudinal : $A'_0 A' = \gamma^2 A_0 A = \gamma^2 z$ où $\gamma = OA'_0/OA_0$. Par ailleurs, les ouvertures numériques image et objet sont reliées par :

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

On obtient finalement que :

$$d(z) = 2\gamma \text{ON}_{obj} z$$

Jusqu’ici, nous n’avons pas tenu compte de la diffraction ou des aberrations puisque la tache est ponctuelle pour $z = 0$. Ce n’est pas le cas en réalité et pour prendre en compte à la fois les aberrations et la diffraction, on peut modéliser l’évolution du diamètre du faisceau dans le plan de la CCD par l’expression :

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

Ainsi, pour $z \sim 0$, 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, ceci 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. Dans la thèse de Nicolas Schlosser [81], il a été vérifié que théoriquement l’équation A.2 était valable pour MIGOU. Dans cette même thèse, une étude du système d’imagerie montre que dans le cas où la surface sensible de la caméra est conjuguée avec le centre de l’objectif, on a $\gamma = 23$, $\text{ON}_{obj} = 0.7071$ et $d_0 = 25 \mu\text{m}$.

Notre dispositif d’imagerie assurant la correspondance :

$$\{1 \mu\text{m}^2 \text{ au foyer de MIGOU}\} \leftrightarrow \{1 \text{ pixel sur la CCD}\}$$

nous allons exprimer $d(z)$ en utilisant le pixel comme unité. Sachant qu’un pixel est un carré de $c = 25 \mu\text{m}$ de côté, on en déduit que $d(z)$ vaut, en nombre de pixels :

$$d(z) = \sqrt{\frac{d_0^2}{c^2} + (2\frac{\gamma}{c} \text{ON}_{obj} z)^2} \sim \sqrt{1 + (2\text{ON}_{obj} z)^2}$$

On posera également $r(z) = d(z)/2$ le rayon de la tache et $\mathcal{A}(z) = \frac{\pi}{4}[1 + (2\text{ON}_{obj} z)^2]$ l’aire de la tache.

A.3.2 Profils de fluorescence sur la CCD

On s'intéresse à la fluorescence $f(x, y, z)$ reçu sur un pixel (x, y) de la caméra (conjugué du même point objet (x, y) exprimé en micron, vu les unités choisies) venant d'un plan objet donné situé en z . Après un temps de vol de durée t il faudra convoluer la probabilité de trouver un atome en (x, y, z) ($P(x, y, z, t)$ donné par la formule A.1 du chapitre 3) par la tache de rayon $r(z)$:

$$f(x, y, z, t) \propto \int_{-r(z)}^{r(z)} da \int_{-r(z)}^{r(z)} db \frac{P(x-a, y-b, z, t)}{\mathcal{A}(z)} \quad (\text{A.3})$$

Remarquons ici que nous n'avons pas réalisé la convolution de $P(x, y, z, t)$ avec une tache circulaire, mais avec une tache carrée de côté $d(z)$. On s'éloigne ici légèrement de la réalité. Pour éviter cela et pour simplifier les calculs, nous allons supposer que la température T des atomes est la même selon les trois axes x, y et z ($\sigma_{vx} = \sigma_{vy} = \sigma_{vz} = \sigma_v$) et que :

$$\sigma_{0x} = \sigma_{0y} = \sigma_{0r} = 2 \mu\text{m}$$

De cette manière, le problème possède une symétrie cylindrique et on peut réduire les dimensions x et y à une seule dimension r en écrivant que $f(r, z, t) = f(x, y = 0, z, t)$. On déduit du rapport des fréquences d'oscillation que (formules 3.4 et 3.7 du chapitre 3) :

$$\sigma_{0z} \sim 5 \sigma_{0r} \sim 10 \mu\text{m}$$

En utilisant la fonction erreur $\text{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$, on déduit de l'équation A.3 que :

$$f(r, z, t) \propto \frac{1}{\sigma_z(t) \mathcal{A}(z)} \exp\left(-\frac{z^2}{2 \sigma_z(t)^2}\right) \times \left\{ \text{Erf}\left[\frac{r+r(z)}{\sqrt{2} \sigma_r(t)}\right] - \text{Erf}\left[\frac{r-r(z)}{\sqrt{2} \sigma_r(t)}\right] \right\} \times \text{Erf}\left[\frac{r(z)}{\sqrt{2} \sigma_r(t)}\right]$$

avec $\sigma_i(t)^2 = \sigma_{0i}^2 + \sigma_v^2 t^2 = \sigma_{0i}^2 + \frac{k_B T}{m} t^2$ et $i = r$ ou z

Pour déterminer $R(x, y, \Delta t)$ la fluorescence enregistrée sur la caméra CCD au point (x, y) pour un temps de vol au délai Δt il faut alors intégrer $f(r, z, t)$ à la fois sur τ_{sonde} , la durée de l'impulsion de sonde, mais aussi sur z . Autrement dit :

$$R(x, y, \Delta t) = \int_{\Delta t}^{\Delta t + \tau_{sonde}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(r, z, t) dt dz$$

A.3.3 Abaque des températures

Il suffit maintenant de reproduire la démarche utilisée lorsqu'on a pris en compte uniquement l'effet de la durée de la sonde :

1. à l'aide d'une double intégrale numérique, on calcule pour différentes valeurs de Δt les fonctions à deux dimensions $R(x, y, \Delta t)$;
2. on ajuste alors ces fonctions par des gaussiennes à deux dimensions ;
3. on trace le carré des largeurs obtenues en fonction du carré du délai (l'allure de la courbe est alors très proche de celle de la figure A.2 (a)) ;
4. on ajuste cette courbe par une droite et on en conserve la pente p ;
5. on réitère les 4 premiers points pour diverses valeurs de la température et on trace un nouvel abaque de la température en fonction de la pente p (figure A.4) ;

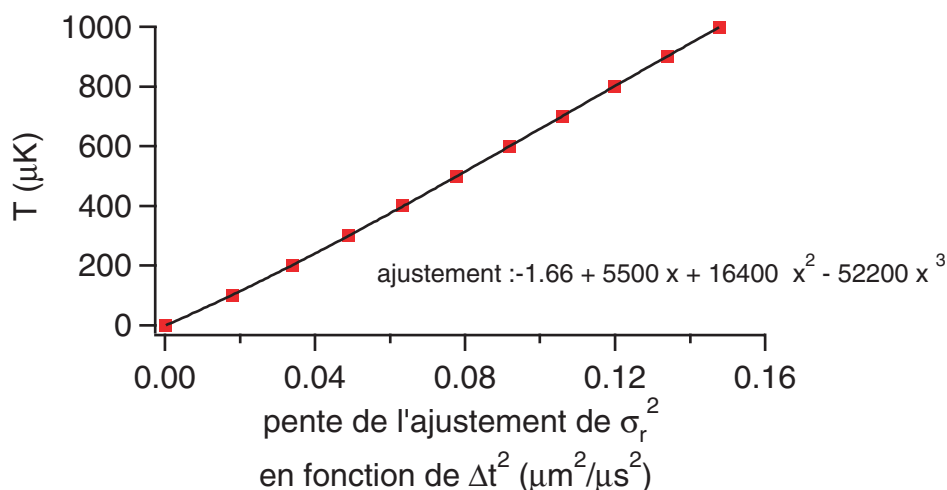


FIG. A.4 – Abaque donnant la température en fonction des pentes de l'ajustement des courbes théoriques représentant le carré des largeurs des temps de vol en fonction du carré du délai Δt^2 . Les points obtenus sont ajustés par un polynôme de degré 3 (courbe en trait plein).

6. on ajuste les points de cet abaque par un polynôme de degré 3.

La formule obtenue (voir figure A.4) permet de remonter à la température de notre nuage atomique à partir des données expérimentales.

Les pentes p expérimentales et les températures obtenues sont résumées dans le tableau A.3. Là encore, on constate qu'il est important de tenir compte de la profondeur de champ de MIGOU qui réduit à nouveau les températures.

P_{sonde}	penste de σ_x^2	T_x	penste de σ_y^2	T_y
1 mW ($s \sim 1$)	0,032 $\mu\text{m}^2/\mu\text{s}^2$	190 μK	0,028 $\mu\text{m}^2/\mu\text{s}^2$	164 μK
14,5 mW ($s \sim 20$)	0,035 $\mu\text{m}^2/\mu\text{s}^2$	210 μK	0,035 $\mu\text{m}^2/\mu\text{s}^2$	210 μK

TAB. A.3 – Pentest de σ_x^2 et σ_y^2 , et températures obtenues à partir de l'analyse des temps de vol sur la CCD, en prenant en compte, à la fois la durée de l'impulsion de sonde, et la profondeur de champ de MIGOU.

A.4 Résumé

Le tableau récapitulatif A.4 résume l'évolution des températures obtenues en fonctions des effets pris en considération. On remarque que les corrections dues à la durée de la sonde au champ de MIGOU sont importantes. Les températures, une fois ces deux phénomènes pris en compte, sont proches des 140 μK mesurés à l'aide de la première méthode du paragraphe 3.2.3 du chapitre 3.

	analyse brute	durée sonde	durée sonde + champ MIGOU
$P_{sonde} = 1 \text{ mW}, T_x$	340 μK	250 μK	190 μK
$P_{sonde} = 1 \text{ mW}, T_y$	290 μK	220 μK	164 μK
$P_{sonde} = 14,5 \text{ mW}, T_x = T_y$	370 μK	275 μK	210 μK

TAB. A.4 – Récapitulatif des températures obtenues, à la suite de l'analyse brute, une fois la durée de la sonde prise en compte, puis une fois la durée de la sonde et le champ de MIGOU pris en compte.

B

Saturation et efficacité globale de collection et de détection

Sommaire

B.1 Saturation de la fluorescence sur la transition fermée	193
B.2 Amélioration de la mesure	194

Dans cette annexe, nous présentons les expériences et l'analyse des données permettant d'améliorer l'estimation, faite au paragraphe 4.2.3 du chapitre 4, de l'efficacité globale de collection et de détection à partir d'une mesure de la saturation de la fluorescence sur la transition fermée.

B.1 Saturation de la fluorescence sur la transition fermée

Rappelons tout d'abord brièvement l'expérience réalisée au chapitre 4 pour effectuer cette mesure. La séquence temporelle utilisée est représentée sur la figure 4.6. B_z est choisi égal à -4,2 G, de manière à définir l'axe de quantification. Un atome unique est piégé, préparé en $F = 2$, puis irradié par le faisceau sonde polarisé σ^+ . L'atome est alors rapidement pompé optiquement sur la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$). La fluorescence enregistrée par la photodiode à avalanche est moyennée sur 250 séquences temporelles avec une résolution de 5 μ s. On observe alors un pic de fluorescence pendant l'impulsion de sonde. La hauteur de ce pic, en fonction de P_{sonde} est donnée sur la figure 4.10 du chapitre 4. Elle est reproduite ici sur la figure B.1.

Le taux de fluorescence de notre système à deux niveaux a pour expression :

$$Lor_{sat}(P_{sonde}) = \frac{\Gamma}{2} \frac{P_{sonde}}{a + P_{sonde}} \quad (\text{B.1})$$

où a est une constante si le désaccord δ_L reste constant. Il sature donc à $\Gamma/2 \sim 19 \times 10^7$ photons/s. On ajuste les données expérimentales à l'aide de cette expression, en remplaçant Γ par Γ_{coll} correspondant à la fraction de Γ collectée. L'efficacité globale de collection et de détection s'écrit alors :

$$\eta_{coll} = \frac{\Gamma_{coll}}{\Gamma}$$

L'ajustement de la figure 4.10 du chapitre 4 nous donne :

$$\Gamma_{coll}/2 = 99,7(\pm 3,6) \text{ coups/ms} \quad \text{et} \quad \eta_{coll} \sim 5,2 \times 10^{-2}$$

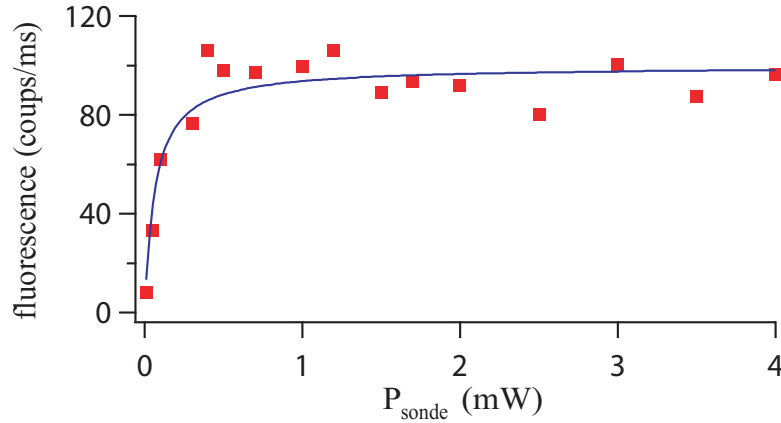


FIG. B.1 – Courbe de saturation de la transition atomique ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = +3$). La courbe en trait plein est un ajustement par la formule B.1.

B.2 Amélioration de la mesure

La valeur de Γ_{coll} fournie par ces expériences est en réalité une borne inférieure. L'allure du pic de fluorescence induit par la sonde est celle d'une durée de vie (voir paragraphe 3.3.3 du chapitre 3). Elle commence donc par un plateau. La hauteur du pic que nous déduisons pour obtenir la courbe de la figure 4.10 correspond à une moyenne de la fluorescence sur ce plateau. Toutefois, comme nous l'avons déjà vu, la durée de ce plateau décroît très rapidement avec la puissance de la sonde pour ne plus faire qu'un pas de résolution temporelle (soit $5 \mu\text{s}$ qui est une limite inférieure imposée par notre système d'acquisition) dès que $P_{sonde} = 100 \mu\text{W}$. À partir de $P_{sonde} = 100 \mu\text{W}$, la hauteur du pic est déduite de la valeur d'un seul pixel temporel de $5 \mu\text{s}$. Or durant ces $5 \mu\text{s}$, la probabilité que l'atome ait été éjecté du piège peut être non nulle ; autrement dit le plateau initial de la durée de vie est peut-être plus court que notre résolution temporelle et la fluorescence peut déjà avoir chuté. Notre estimation de la hauteur du pic est alors inférieure à la réalité et il en va de même pour Γ_{coll} . Pour remédier à ce problème nous avons décidé d'envoyer des impulsions de sonde plus courtes que la résolution temporelle de notre carte d'acquisition, et de mesurer le nombre de photons détectés pendant l'impulsion de sonde. Les mesures pour une durée de l'impulsion sonde de $1 \mu\text{s}$ et $2 \mu\text{s}$ se trouvent sur la figure B.2. Comme nous avons représenté N_{coll} le nombre de photons collectés durant l'impulsion de sonde, nous ajustons les données à l'aide de la formule suivante :

$$N_{coll} = \frac{\Gamma_{coll}}{2} \frac{s}{1+s} \tau_{sonde} = \frac{\Gamma_{coll}}{2} \frac{P_{sonde}}{a + P_{sonde}} \tau_{sonde}$$

qui diffère légèrement de la précédente par la multiplication par τ_{sonde} , la durée de l'impulsion sonde. On obtient :

$$\begin{cases} \text{pour } \tau_{sonde} = 1 \mu\text{s}, & \Gamma_{coll} = 332(\pm 14) \text{ coups/ms} & \text{et } \eta_{coll} \sim 8,7 \times 10^{-2} \\ \text{pour } \tau_{sonde} = 2 \mu\text{s}, & \Gamma_{coll} = 270(\pm 15) \text{ coups/ms} & \text{et } \eta_{coll} \sim 7,1 \times 10^{-2} \end{cases}$$

La différence entre les deux pourrait provenir du fait que dans le cas où $\tau_{sonde} = 2 \mu\text{s}$ la valeur de Γ_{coll} fournie est, pour les mêmes raisons que précédemment, une borne inférieure. Nous allons toutefois montrer que ces estimations sont maintenant sans doute des majorations. Lorsque

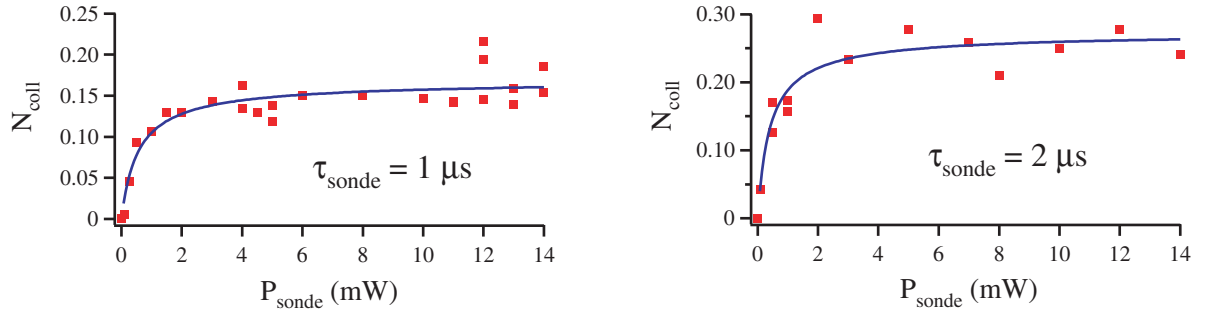


FIG. B.2 – Nombre de photons moyen collectés N_{coll} à la suite d’une impulsion de sonde $1 \mu s$ ou $2 \mu s$. Les courbes en trait plein sont des ajustements par la formule B.2 avec $\tau_{montée} = \tau_{descente} = 0,3 \mu s$.

nous réglons la durée de l’impulsion sonde à 1 ou $2 \mu s$, nous ajustons finement un signal TTL commandant le modulateur acousto-optique de la sonde de manière à ce que l’intensité lumineuse de la sonde soit constante sur 1 et $2 \mu s$. Toutefois, du fait du temps de réponse du modulateur, l’impulsion de sonde possède en plus un temps de montée et de descente d’environ $0,5 \mu s$ chacun. Il faut donc absolument tenir compte de ces transitions qui ont des allures de demi-gaussiennes (tangentes horizontales au début et à la fin). Afin d’aboutir à une formule analytique permettant d’ajuster nos données expérimentales, nous allons les assimiler à des morceaux de droites dont nous choisirons la durée. L’impulsion de sonde a dans ces conditions la forme d’un trapèze défini de la manière suivante :

- pour $0 < t < \tau_{montée}$, la puissance de la sonde passe linéairement de 0 à P_{sonde} ;
- pour $\tau_{montée} < t < \tau_{montée} + \tau_{sonde}$, la puissance de la sonde est constante, égale à P_{sonde} ;
- pour $\tau_{montée} + \tau_{sonde} < t < \tau_{montée} + \tau_{sonde} + \tau_{descente} = \tau_{total}$, la puissance de la sonde passe linéairement de P_{sonde} à 0 .

Pour calculer le nombre de photons détectés pendant l’impulsion, il suffit d’intégrer B.1 sur toute la durée de l’impulsion :

$$\begin{aligned}
 N_{coll} &= \int_0^{\tau_{total}} \frac{\Gamma_{coll}}{2} \frac{P_{sonde}}{a + P_{sonde}} dt \\
 &= \frac{\Gamma}{2} \left\{ \frac{P_{sonde}}{a + P_{sonde}} \tau_{sonde} + \left[1 - \frac{a}{P_{sonde}} \ln \left(\frac{a + P_{sonde}}{P_{sonde}} \right) \right] (\tau_{montée} + \tau_{descente}) \right\} \quad (B.2)
 \end{aligned}$$

On peut alors ajuster nos données expérimentales de la figure B.2 avec cette formule. On se laisse cependant le choix des valeurs de $\tau_{montée}$ et $\tau_{descente}$ que l’on ne connaît pas du fait de notre modélisation linéaire. $0,5 \mu s$ en est vraisemblablement une borne supérieure. Les résultats fournis par l’ajustement pour différentes valeurs de $\tau_{montée}$ et $\tau_{descente}$ sont résumés dans le tableau suivant B.1.

	$\tau_{montée} = \tau_{descente}$					
	$0,5 \mu s$	$0,4 \mu s$	$0,3 \mu s$	$0,2 \mu s$	$0,1 \mu s$	$0 \mu s$
$\tau_{sonde} = 2 \mu s$	184	197	211	228	247	270
$\tau_{sonde} = 1 \mu s$	172	191	214	243	281	332

TAB. B.1 – Valeurs de Γ_{coll} en coups/ms obtenues à partir de l’ajustement des courbes de la figure B.2 à l’aide de la formule B.2.

Souvenons-nous que la valeur de Γ_{coll} est forcément supérieure à l'estimation faite à l'aide d'une sonde continue. On oublie donc les deux premières colonnes du tableau. De l'ensemble des estimations de Γ_{coll} , on déduit que η_{coll} est compris entre 5,2 ‰ et 8,7 ‰. Toutefois, on remarque aussi que les valeurs de Γ_{coll} trouvées pour $\tau_{montée} = \tau_{descente} = 0,3 \mu s$ coïncident presque entre $\tau_{sonde} = 1 \mu s$ et $\tau_{sonde} = 2 \mu s$. Nous estimons donc une inégalité raisonnable pour Γ_{coll} :

$$200 \text{ coups/ms} < \Gamma_{coll} < 245 \text{ coups/ms}$$

En conséquence

$$5,2 \text{ ‰} < \eta_{coll} < 6,4 \text{ ‰}$$

Les ajustements (courbes en trait plein) qui apparaissent sur la figure B.2 sont d'ailleurs obtenus à partir de la formule B.2 avec $\tau_{montée} = \tau_{descente} = 0,3 \mu s$.

C

Temps passé sur la transition fermée

Sommaire

C.1 Repompage de $F = 1$ vers $F = 2$	197
C.2 Pompage optique vers $(F = 2, m_F = -2)$	198
C.3 Résumé	200

Nous avons vu au paragraphe 4.3.2 du chapitre 4, qu'un atome illuminé par la source impulsionnel polarisée σ^- était pompé optiquement vers la transition fermée $(5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = -3)$, puis dé pompé en $F = 1$ après 120 impulsions. Cet effet peut avoir pour origine une impureté de polarisation du faisceau impulsionnel, ou un axe de quantification mal défini du fait d'un champ magnétique parasite. Il est donc indispensable d'utiliser un repompneur pour transférer à nouveau l'atome sur la transition fermée.

Dans cette annexe, nous voulons estimer le temps que prend ce transfert. Nous allons raisonner en deux étapes. La première étape consiste à calculer le temps qu'il faut à l'atome pour passer du sous-niveau fondamental $F = 1$ au sous-niveau fondamental $F = 2$. La seconde consiste à estimer, une fois l'atome en $F = 2$, le temps nécessaire pour qu'il soit à nouveau piégé en $(F = 2, m_F = -2)$. Pour ce faire, nous allons nous appuyer sur un modèle simple d'équations de taux.

C.1 Repompage de $F = 1$ vers $F = 2$

La première étape de repompage de $F = 1$ vers $F = 2$ s'appuie sur le modèle de la figure C.1 et le système d'équations différentielles suivant :

$$\begin{cases} \dot{N}'_2(t) &= R(N_1(t) - N'_2(t)) - \Gamma N'_2(t) \\ \dot{N}_1(t) &= -R(N_1(t) - N'_2(t)) + \frac{5\Gamma}{8} \Gamma N'_2(t) \\ \dot{N}_2(t) &= \frac{3\Gamma}{8} \Gamma N'_2(t) \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

Les rapports de branchement sont calculés à partir des coefficients de Clebsch-Gordan intervenant dans l'interaction entre le repompneur et l'atome de ^{87}Rb [84]. Dans le système d'équations différentielles, N_1 , N_2 et N'_2 représentent les populations des états $(5^2S_{1/2}, F = 1)$, $(5^2S_{1/2}, F = 2)$ et $(5^2P_{3/2}, F = 2)$. Le taux de désexcitation $\Gamma = 2\pi \times 6,1 \text{ s}^{-1}$ est la largeur naturelle du niveau excité $5^2P_{3/2}$.

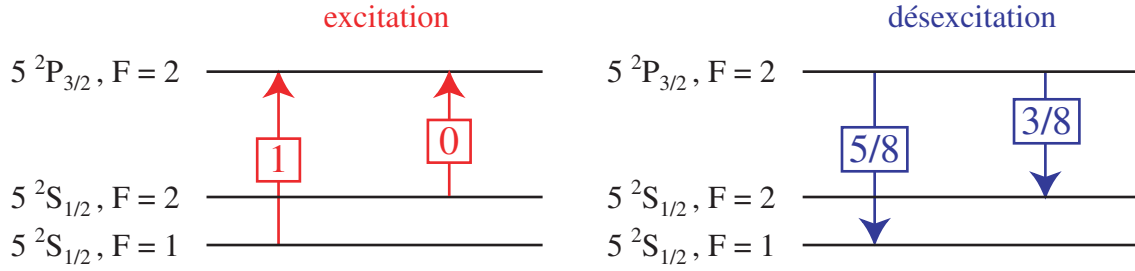


FIG. C.1 – Niveaux et rapports de branchement pertinents pour le modèle de repompage du sous-niveau fondamental $F = 1$ vers le sous-niveau fondamental $F = 2$.

Dans un modèle d'équations de taux [144] :

$$R = \frac{\Gamma}{2}s = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + 4\delta_L^2/\Gamma^2}$$

où s est le paramètre de saturation, I l'intensité du laser exciteur, I_{sat} l'intensité de saturation et δ_L le désaccord du laser par rapport à la transition atomique.

Le repompeur, utile à l'établissement du piège magnéto-optique est en principe polarisé circulairement et se propage en aller-retour dans les trois directions de l'espace. On peut donc raisonnablement supposer qu'il possède une polarisation isotrope du point de vue de l'atome. L'intensité de saturation sera donc de quelques mW/cm^2 , en tout cas supérieure à $1,67 \text{ mW}/\text{cm}^2$, l'intensité de saturation la plus faible correspondant à la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3$) [84]. Enfin, le repompeur est accordé proche de la transition ($5^2S_{1/2}, F = 1$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 2$) de l'atome dans le piège dipolaire (déplacement lumineux compris). Sachant par ailleurs que nous utilisons 2 mW de faisceau repompeur dont le col de faisceau est d'environ 2 mm au niveau de l'atome, on en déduit que $R \sim 5\Gamma$.

Nous sommes alors en mesure de résoudre numériquement le système d'équations différentielles C.1 : au bout de 13 photons, soit au bout de $13/\Gamma \sim 340 \text{ ns}$, l'atome a 90% de chance d'être à nouveau en $F = 2$. Autrement dit, lors du repompage de $F = 1$ vers $F = 2$, 1 à 2 impulsions π se produisent et sont perdues.

C.2 Pompage optique vers ($F = 2, m_F = -2$)

Une fois l'atome à nouveau en ($5^2S_{1/2}, F = 2$), il reste encore à le pomper optiquement vers ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2$) grâce à la source impulsionnelle. Pendant ce processus, on néglige le dépompage vers ($5^2S_{1/2}, F = 1$). Nous nous appuyerons sur le modèle d'équations de taux de la figure C.2 et sur la système d'équation suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \dot{N}_2(t) = -\frac{R'}{15}N_2(t) + \frac{\Gamma'}{15}N_1'(t) \\
 \dot{N}_1(t) = -\frac{R'}{5}N_1(t) + \frac{\Gamma'}{5}N_0'(t) + \frac{8\Gamma'}{15}N_1'(t) \\
 \dot{N}_0(t) = -\frac{2R'}{5}N_0(t) + \frac{3\Gamma'}{5}N_0'(t) + \frac{2\Gamma'}{5}N_{-1}'(t) + \frac{2\Gamma'}{5}N_1'(t) \\
 \dot{N}_{-1}(t) = -\frac{2R'}{3}N_{-1}(t) + \frac{\Gamma'}{5}N_0'(t) + \frac{8\Gamma'}{15}N_{-1}'(t) + \frac{2\Gamma'}{3}N_{-2}'(t) \\
 \dot{N}_{-2}(t) = \frac{\Gamma'}{15}N_{-1}'(t) + \frac{\Gamma'}{3}N_{-2}'(t) \\
 \dot{N}'_1(t) = \frac{R'}{15}N_2(t) - \Gamma'N'_1(t) \\
 \dot{N}'_0(t) = \frac{R'}{5}N_1(t) - \Gamma'N'_0(t) \\
 \dot{N}'_{-1}(t) = \frac{2R'}{5}N_0(t) - \Gamma'N'_{-1}(t) \\
 \dot{N}'_{-2}(t) = \frac{2R'}{3}N_{-1}(t) - \Gamma'N'_{-2}(t)
 \end{array} \right. \quad (C.2)$$

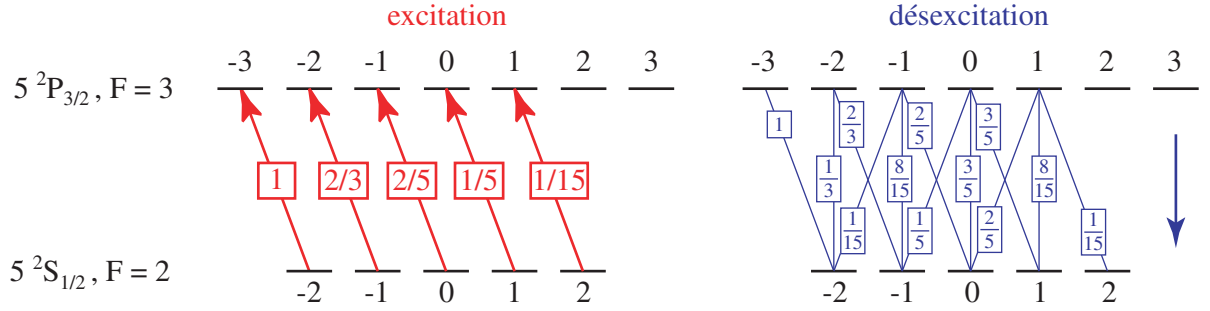


FIG. C.2 – Niveaux et rapports de branchement pertinents pour le modèle de repompage d'un sous-niveau Zeeman quelconque de ($5^2S_{1/2}, F = 2$) vers la transition fermée.

Une fois encore les rapports de branchement sont calculés à partir des coefficients de Clebsch-Gordan intervenant dans l'interaction entre la source impulsionnelle polarisée σ^- et l'atome de ^{87}Rb [84]. Dans le système d'équations différentielles, N'_i représente la population du niveau excité ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = i$) et N_i représente la population du niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = i$) excepté pour N_{-2} qui représente la population piégée sur la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = -3$). Le taux d'excitation R' est pris égal à 1, car nous limitons notre étude au cas des impulsions π qui excitent l'atome à coup sûr. En conséquence, le taux de désexcitation doit être $\Gamma' = \Gamma/(5 \text{ MHz})$, autrement dit Γ , l'inverse de la durée de vie de l'état excité normalisé au taux de répétition des impulsions π . L'unité temporelle devient alors 200 ns correspondant à l'émission d'un photon.

Résolvons le système d'équations différentielles C.2 pour diverses conditions initiales et calculons le nombre de photons émis au bout duquel la probabilité N_{-2} pour que l'atome soit à nouveau piégé sur la transition fermée soit supérieure à 0,9. Les résultats, lorsque l'atome est initialement dans un sous-niveau Zeeman de l'état fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2$), sont résumés dans le tableau C.1.

Du fait de la polarisation σ^- de la source impulsionnelle, l'atome a tendance à être pompé vers les sous-niveaux m_F les plus faibles. Nous supposons donc que lorsqu'un dépompage

sous-niveau Zeeman initial	$m_F = 2$	$m_F = 1$	$m_F = 0$	$m_F = -1$	$m_F = -2$
nombre d'impulsions π	52	26	17	11	0

TAB. C.1 – Nombre de photons émis au bout duquel la probabilité N_{-2} pour que l'atome soit à nouveau piégé sur la transition fermée soit supérieure à 0,9, dans le cas où l'atome est initialement dans un sous-niveau Zeeman particulier de l'état fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2$).

vers le niveau fondamental $F = 1$ se produit, les sous-niveaux Zeeman les plus probablement peuplés sont ($F = 1, m_F = -1$) et ($F = 1, m_F = 0$) et que dans ces conditions, les atomes sont principalement repompés vers les sous-niveaux Zeeman fondamentaux ($F = 2, m_F = -2$), ($F = 2, m_F = -1$) et ($F = 2, m_F = 0$). D'après le tableau C.1, les impulsions π repompent alors l'atome vers la transition cyclante en moins de 10 photons en moyenne. Négliger le dépompage vers ($5^2S_{1/2}, F = 1$) (qui se produit une fois toutes les 120 impulsions) pendant ce processus était donc une hypothèse raisonnable. Notons que si l'on part de n'importe quel sous-niveau Zeeman après repompage de $F = 1$ vers $F = 2$, le nombre moyen de photons pour transférer l'atome vers la transition cyclante monte à 21.

C.3 Résumé

Si l'on résume les paragraphes précédents, un atome piégé sur la transition fermée est dépompé vers le niveau fondamental au bout de 120 impulsions π . Puis 1 à 2 impulsions π sont perdues avant qu'il ne soit repompé vers le sous-niveau fondamental $F = 2$, et enfin moins de 10 impulsions π le transfèrent optiquement à nouveau sur la transition fermée. Il passe donc $12/120 \sim 10\%$ du temps hors de la transition cyclante. Autrement dit, 90 % des impulsions π se font sur la transition fermée. Si l'on ne fait aucune hypothèse sur les sous-niveaux Zeeman les plus probablement peuplés lors du repompage de $F = 1$ vers $F = 2$, on trouve que l'atome passe plus de 80 % de son temps sur la transition fermée.

D

Ajustement des courbes de dégrouperement de photons en régime continu

Sommaire

D.1 Groupement de photons	201
D.2 Ajustements des courbes	204

Au paragraphe 5.3 du chapitre 5, nous avons mesuré la fonction de corrélation temporelle du second ordre en régime continu. Les données, une fois normalisées et corrigées du fond de lumière parasite apparaissent sur la figure 5.4 et sont reproduites sur la figure D.1 de cette annexe.

L'objectif de cette annexe est d'ajuster les données en s'inspirant de la formule théorique 5.20 du chapitre 5.

D.1 Groupement de photons

Sur la figure D.1, il semble que, dans les deux cas, la fonction d'autocorrélation en intensité ne tende pas vers 1 quand le retard $|\tau|$ augmente, contrairement à ce que prédit la théorie (voir figure 5.1). Ceci s'explique par le fait que l'atome n'est dans le piège qu'une fraction du temps. Le signal s'éteint et s'allume avec le départ et l'arrivée de l'atome dans le piège. Il en résulte un effet de groupement de photons. Notons $P(t)$, la probabilité pour qu'un atome unique se trouve dans le piège, T_{on} , le temps caractéristique durant lequel un atome unique reste dans le piège et T_{off} , le temps caractéristique durant lequel le piège est vide. On peut alors modéliser grossièrement l'évolution de $P(t)$ à l'aide de l'équation différentielle suivante [142] :

$$\frac{dP(t)}{dt} = -\frac{P(t)}{T_{on}} + \frac{1 - P(t)}{T_{off}}$$

Si l'on prend pour condition initiale $P(0) = 1$, alors la solution s'écrit :

$$P(t)|_1 = \frac{T_{on}}{T_{on} + T_{off}} \left[1 + \frac{T_{off}}{T_{on}} e^{-(1/T_{on} + 1/T_{off})t} \right]$$

Or d'après la formule 5.18 du chapitre 5, la fonction d'autocorrélation temporelle en intensité de l'atome unique est le rapport de la probabilité que l'atome soit à l'instant τ dans l'état excité

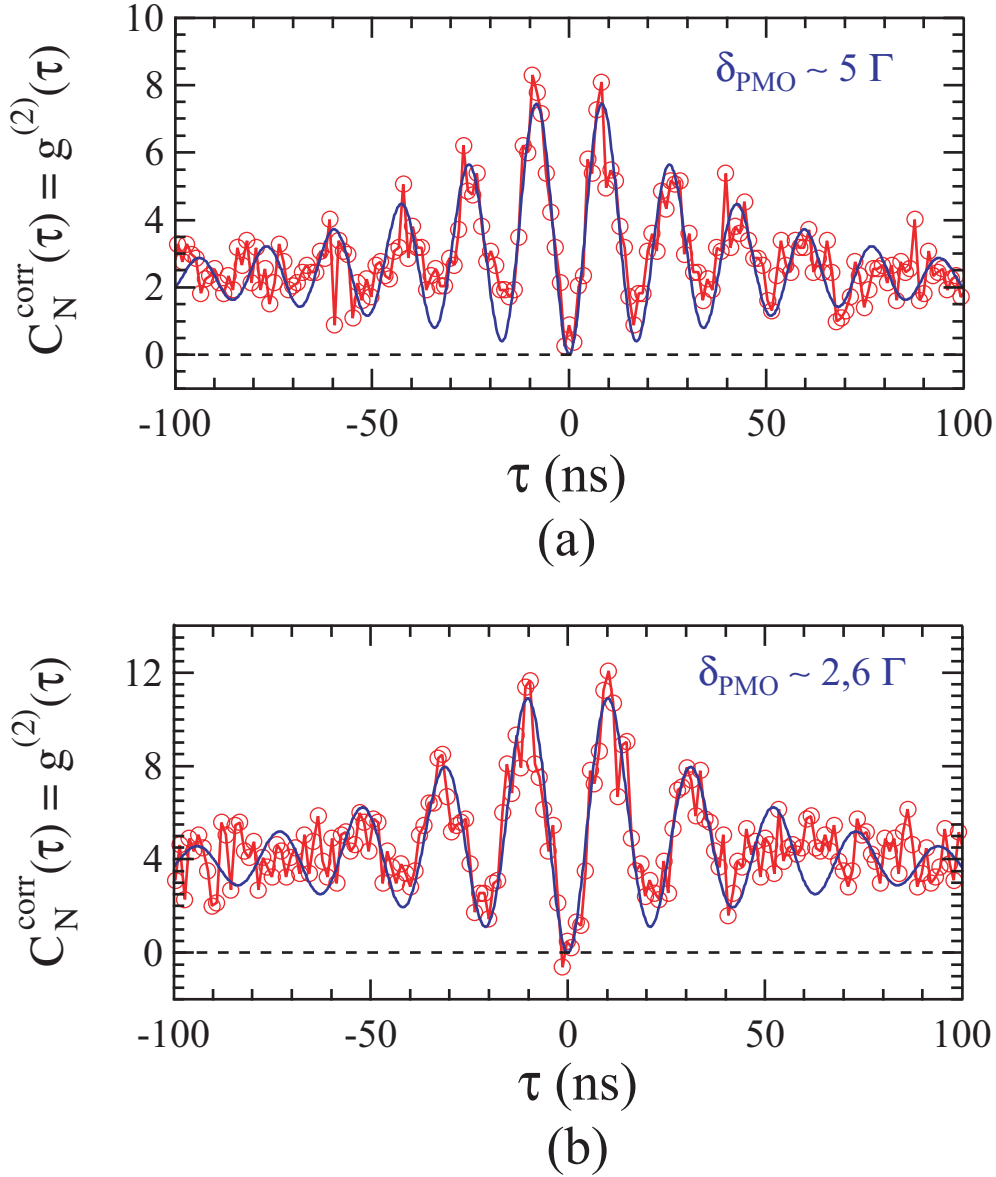


FIG. D.1 – Courbes de dégroupement de photons en régime continu, normalisées et corrigées du fond. Le fait que $g^{(2)}(0) = 0$ est la signature d'un émetteur unique. Les courbes en trait plein sont des ajustement à l'aide de la formule D.2 de cette annexe.

(alors qu'il est dans l'état fondamental à l'instant 0) sur la probabilité qu'il soit dans l'état excité quand τ tend vers l'infini. Il faut donc pondérer ces deux quantités par la probabilité de présence de l'atome dans le piège dipolaire. À $\tau = 0$, l'atome vient d'émettre un photon. Il est donc dans le piège dipolaire avec une probabilité de 1. Le numérateur de la formule 5.18 est donc à pondérer avec la probabilité que l'atome soit dans le piège, s'il y est initialement avec une probabilité unité. Le dénominateur est à pondérer avec la probabilité qu'il y soit encore quand τ tend vers l'infini. La formule 5.18 corrigée devient :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{P(\tau)|_1}{P(\infty)|_1} \frac{\rho_{aa}(\tau)|f\rangle}{\rho_{aa}^{st}} = \left[1 + \frac{T_{off}}{T_{on}} e^{-(1/T_{on} + 1/T_{off})|\tau|} \right] \frac{\rho_{aa}(\tau)|f\rangle}{\rho_{aa}^{st}} \quad (D.1)$$

Le fait que l'on puisse multiplier les deux types de probabilités de cette manière vient de ce que les deux phénomènes physiques qui les régissent sont indépendants. Le clignotement de l'atome dans le piège dipolaire s'accompagne donc d'un phénomène de groupement de photons. Autour de $\tau = 0$, le $g^{(2)}$ de l'atome unique est multiplié par un facteur T_{off}/T_{on} , qui décroît vers 1 quand τ augmente, sur un temps caractéristique qui est de l'ordre du plus grand des deux temps T_{off} et T_{on} .

Or nous sommes capables d'estimer T_{off} et T_{on} , à partir du signal d'atome unique (figure 1.10 du chapitre 1). Pour les deux expériences de la figure D.1, T_{off} et T_{on} sont supérieurs à 100 ms. Or nous mesurons l'histogramme des délais d'arrivée des photons sur des échelles de temps de quelques centaines de nanosecondes (notre carte d'acquisition de haute résolution ne nous permet pas de dépasser 4 μ s). À ces échelles de temps, on peut simplifier la formule D.1 :

$$g^{(2)}(\tau) = \left(1 + \frac{T_{off}}{T_{on}}\right) \frac{\rho_{aa}(\tau)|_f}{\rho_{aa}^{st}}$$

Dans le cas de l'expérience de la figure 5.3 (a), où le piège dipolaire contient 1 atome la moitié du temps, le facteur correctif vaut $1 + T_{off}/T_{on} = 2$. Dans le cas de l'expérience de la figure 5.3 (b), où le piège dipolaire contient 1 atome que 1/3 du temps, le facteur correctif devient $1 + T_{off}/T_{on} = 3$.

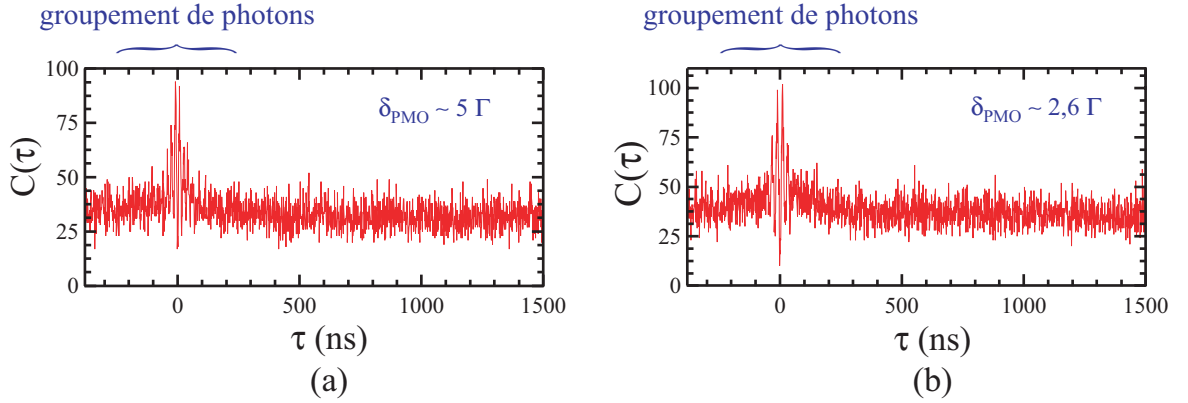


FIG. D.2 – Histogramme des délais entre deux photons émis par un atome unique. Ces deux courbes sont les mêmes que celles de la figure 5.3. Nous avons simplement agrandi l'échelle, des abscisses, afin de mettre en évidence un effet de groupement de photons sur une échelle de temps de l'ordre de 200 ns de part et d'autre de $\tau = 0$.

En observant attentivement les courbes de la figure 5.3 du chapitre 5, on distingue également un effet de groupement de photons sur une échelle de temps relativement courte, de l'ordre de 200 ns de part et d'autre de $\tau = 0$. Ce phénomène est plus net sur la figure D.2. Ce sont les mêmes courbes que celles de la figure 5.3, où l'on a simplement agrandi l'échelle des délais. Nous attribuerons cela à un nouvel effet de clignotement sur des échelles de temps, t_{on} et t_{off} , plus courtes que celles du chargement du piège dipolaire. Nous supposons également les phénomènes physiques à l'origine de ce groupement, indépendants de celui donnant naissance au dégroupement de photons. Dans ces conditions, il faut à nouveau corriger la fonction d'autocorrélation de l'atome unique de la manière suivante :

$$g^{(2)}(\tau) = \left(1 + \frac{T_{off}}{T_{on}}\right) \left[1 + \frac{t_{off}}{t_{on}} e^{-(1/t_{on} + 1/t_{off})|\tau|}\right] [1 + f(\Omega, \delta_L, \Gamma, \tau)] \quad (D.2)$$

où $f(\Omega, \delta_L, \Gamma, \tau)$ est définie dans la formule 5.20 du chapitre 5.

D.2 Ajustements des courbes

Les courbes en trait plein de la figure D.1 sont des ajustements des données expérimentales à l'aide des formules D.2 et 5.20. Les paramètres d'ajustement laissés libres sont le rapport T_{off}/T_{on} , t_{off} , t_{on} et Ω , la fréquence de Rabi. La largeur naturelle du niveau excitée vaut $\Gamma = 38,11 \text{ s}^{-1}$ [84]. Dans le piège dipolaire, la transition atomique est décalée vers le bleu. δ_L est donc la somme de ce décalage et de δ_{PMO} . Lorsque nous avons effectué ces mesures, la puissance du piège était de 2 mW, et le déplacement lumineux était de 12 MHz/mW. On en déduit que $\delta_L \sim 2\pi \times 53 \text{ s}^{-1}$ pour l'expérience de la figure D.1 (a) et $\delta_L \sim 2\pi \times 40 \text{ s}^{-1}$ pour l'expérience de la figure D.1 (b). Ce paramètre est donc fixé lors de l'ajustement.

D.2.1 Résultats

Résumons les informations fournies par l'ajustement des données expérimentales de la première expérience ($\delta_{PMO} \sim 5\Gamma$) :

- $\Omega \sim 150 \text{ s}^{-1}$;
- $T_{off}/T_{on} \sim 0,8$;
- $t_{off} \sim 450 \text{ ns}$;
- $t_{on} \sim 1,3 \mu\text{s}$.

La valeur de T_{off}/T_{on} obtenue est en bon accord avec la valeur de 1 attendue en principe, lorsque l'on est dans le régime d'atome unique classique.

En ce qui concerne la deuxième expérience ($\delta_{PMO} \sim 2,6\Gamma$), les résultats de l'ajustement donnent :

- $\Omega \sim 170 \text{ s}^{-1}$;
- $T_{off}/T_{on} \sim 1,9$;
- $t_{off} \sim 520 \text{ ns}$;
- $t_{on} \sim 1,5 \mu\text{s}$.

Une fois encore, T_{off}/T_{on} est en bon accord avec la valeur attendue de 2, dans le cas où l'atome n'est présent que 1/3 du temps. En outre les deux fréquences de Rabi trouvées sont proches, ce à quoi on s'attend, puisque les faisceaux de la mélasse irradiant l'atome ont la même puissance dans les deux cas.

D.2.2 Phénomène t_{off}/t_{on}

Pour les deux expériences, il semble que le signal de l'atome unique oscille entre un état « éteint » de quelques centaines de nanosecondes (t_{off}) et un état « allumé » de quelques microsecondes (t_{on}). Nous attribuons ceci au phénomène de dépompement de l'atome unique vers le sous-niveau hyperfin fondamental $F = 1$ et de repompement vers le sous-niveau hyperfin fondamental $F = 2$. Nous avons en effet vu au chapitre précédent (lors de l'étude des oscillations de Rabi, et du temps passé par l'atome sur la transition cyclante au paragraphe 4.3.2) que lorsque l'atome était dépompé en $F = 1$, il fallait quelques centaines de nanosecondes (340 ns) pour que l'atome ait 90 % de chance d'être à nouveau en $F = 2$. Cet ordre de grandeur reste valable pour les expériences de ce chapitre, puisque la puissance du faisceau repompement reste la même. L'atome ne fluoresce donc plus pendant ce laps de temps et ceci explique la valeur de t_{off} . La valeur de t_{on} , nous indique alors que lorsque l'atome est à nouveau pompé en $F = 2$, il émet des photons pendant environ $1,5 \mu\text{s}$, temps au bout duquel il est dépompé en $F = 1$.

D.2.3 Efficacité de collection

Remarquons que la connaissance des fréquences de Rabi nous permet de donner une nouvelle estimation de l'efficacité globale de collection et de détection. Si l'on suppose que l'atome se comporte grossièrement comme un atome à deux niveaux, le flux de photons qu'il émet en régime stationnaire a pour expression :

$$\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad \text{où} \quad s = \frac{\Omega^2/2}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4} \quad \text{est le paramètre de saturation}$$

Nous pouvons alors comparer ce flux de photons émis à celui collecté sur les photodiodes à avalanche. Ce dernier correspond à la somme des signaux N_1^{signal} et N_2^{signal} apparaissant dans les tableaux 5.1 et 5.2 du chapitre 5. En utilisant les fréquences d'oscillations fournies par l'ajustement, on trouve une efficacité de collection de l'ordre de 2-3 %. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle de 6 % trouvée dans le chapitre précédent. La différence entre les deux estimations peut provenir du fait que le comportement d'un atome dans le piège dipolaire soumis aux faisceaux de la mélasse s'éloigne de celui d'un atome à deux niveaux. L'estimation de l'efficacité de collection faite dans ce paragraphe reste grossière.

E

Probabilité d'avoir deux photons par impulsion

Sommaire

E.1	Principe de la méthode des « fonctions d'onde Monte Carlo » . . .	207
E.2	Probabilité qu'une impulsion contienne au moins 1 photon	209
E.3	Probabilité qu'une impulsion contienne 1 et 1 seul photon	209
E.4	Résultats	211
E.5	Efficacité de collection imparfaite	211

L'objectif de cette annexe est de calculer la probabilité p_2 qu'une impulsion émise par l'atome, excité par la source impulsionnelle, contienne 2 photons. Nous allons également calculer p_0 et p_1 les probabilités qu'une impulsion contienne 0 et 1 photon. Nous en déduisons le rapport d'aire $\mathcal{A}_{\text{petit}}/\mathcal{A}_{\text{grand}}$ attendue sur la courbe d'autocorrélation en intensité. La méthode utilisée repose sur le principe des « fonctions d'onde stochastiques »

Au vu des données expérimentales (figure 5.9 du chapitre 5), nous savons qu'il existe une probabilité p_2 , non nulle, d'avoir deux photons par impulsion. En outre, nous connaissons une relation entre p_2 et la probabilité p_1 d'avoir une impulsion avec un seul photon (formule 5.23 du chapitre 5). Toutefois, nous ne connaissons ni p_1 , ni p_2 . Nous allons tenter de calculer ces deux paramètres, à partir d'une approche « fonction d'onde stochastique » encore appelée méthode des « fonctions d'onde Monte Carlo » [145, 146].

Nous considérerons à nouveau un atome à deux niveaux ($|f\rangle$, fondamental et $|a\rangle$, excité) couplé simultanément au champ laser de notre source impulsionnelle et aux différents modes du vide du champ électromagnétique quantifié. L'interaction atome-laser, à l'origine du processus d'absorption et d'émission stimulée, est cohérente tandis que le couplage entre l'atome et les modes du vide, responsable de l'émission spontanée, est fondamentalement incohérent. Ceci mène à une dissipation d'énergie du « petit système » (atome+laser) vers le « réservoir », (modes du vide).

E.1 Principe de la méthode des « fonctions d'onde Monte Carlo »

L'hamiltonien du « petit système », une fois l'approximation séculaire faite, a pour expression :

$$\hat{H} = \hbar \begin{bmatrix} -\delta_L & \Omega(t)/2 \\ \Omega(t)/2 & 0 \end{bmatrix}$$

où $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ est le désaccord du laser par rapport à la transition atomique, et $\Omega(t)$ est la pulsation de Rabi. Celle-ci est dépendante du temps, car le laser est allumé de 0 à $t_\pi = 4$ ns, la durée de l'impulsion π ($\Omega(t) = \Omega$ pour $0 < t < t_\pi$), et éteint ensuite ($\Omega(t) = 0$ pour $t > t_\pi$).

D'après la théorie de la relaxation, l'évolution de la matrice densité réduite de l'atome se met sous la forme :

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [\widehat{H}, \rho] + \mathcal{L}_R(\rho)$$

Cette équation s'obtient à la suite d'une trace partielle, sur les variables de l'environnement, de l'équation pilote décrivant l'évolution du système global. $\mathcal{L}_R(\rho)$ est un superopérateur de relaxation agissant sur ρ , qui ne peut se mettre sous la forme d'un commutateur. Dans le cas de l'émission spontanée par un atome à deux niveaux, le superopérateur de relaxation $\mathcal{L}_R(\rho)$ a pour expression [146] :

$$\mathcal{L}_R(\rho) = -\frac{i\hbar}{2} (C^\dagger C \rho + \rho C^\dagger C) + i\hbar C \rho C^\dagger$$

où C (appelé opérateur de saut quantique) s'écrit :

$$C = \sqrt{\Gamma} |f\rangle\langle a| = \sqrt{\Gamma} \mathcal{S}_-$$

Cet opérateur d'émission spontanée décrit le fait qu'un atome dans l'état excité est transféré dans l'état fondamental avec un temps caractéristique Γ^{-1} . L'équation pilote prend alors la forme :

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} (H_{eff} \rho - \rho H_{eff}^\dagger) + C \rho C^\dagger$$

où l'on a posé :

$$H_{eff} = H_0 - \frac{i\hbar}{2} C^\dagger C = H_0 - \frac{i\hbar}{2} \Gamma |a\rangle\langle a|$$

Considérons qu'à l'instant t , le système est dans l'état normalisé $|\Phi(t)\rangle$. On s'intéresse à l'évolution du système, en terme de fonction d'onde, entre les instants t et $t + dt$, avec $dt \ll \Gamma^{-1}$, Ω^{-1} , δ_L^{-1} afin qu'au plus une émission spontanée se produise entre t et $t + dt$. La procédure permettant d'accéder à une histoire possible de la fonction d'onde du « petit système » est alors la suivante :

- avec la probabilité $p dt = dt \langle \Phi(t) | C^\dagger C | \Phi(t) \rangle = \Gamma dt \| |e\rangle | \Phi(t) \rangle \|^2$:

$$|\Phi(t + dt)\rangle = \frac{C |\Phi(t)\rangle}{\| C |\Phi(t)\rangle \|} = |g\rangle$$

Il s'agit d'un saut quantique, lié à l'émission spontanée d'un photon.

- avec la probabilité $1 - p dt$:

$$|\Phi(t + dt)\rangle = \frac{e^{-iH_{eff}dt/\hbar} |\Phi(t)\rangle}{\| e^{-iH_{eff}dt/\hbar} |\Phi(t)\rangle \|} \sim \frac{1}{\sqrt{1 - p dt}} \left(1 - i \frac{H_{eff} dt}{\hbar} \right) |\Phi(t)\rangle \quad (\text{E.1})$$

au premier ordre en dt . Il s'agit là d'une évolution hamiltonienne (avec cependant un hamiltonien non hermitien) combinée à une renormalisation.

Tout cela peut-être interprété en terme de mesures virtuelles des photons spontanés, s'accompagnant par une projection de la fonction d'onde. L'évolution moyenne de l'atome est obtenue en moyennant sur toutes les histoires possibles de la fonction d'onde.

E.2 Probabilité qu'une impulsion contienne au moins 1 photon

On pose :

$$|\Phi(t)\rangle = \alpha(t)|g\rangle + \beta(t)|e\rangle$$

Si aucun photon n'est émis entre t et $t + dt$, l'évolution de $|\Phi(t)\rangle$ est celle donnée par l'équation E.1. Il en résulte une expression de $\alpha(t + dt)$ et $\beta(t + dt)$ en fonction de $\alpha(t)$ et $\beta(t)$ au premier ordre en dt , dont on déduit les équations différentielles suivantes, tant que l'atome n'émet pas de photon :

$$\begin{aligned}\dot{\alpha}(t) &= \frac{1}{2}[-i\Omega(t)\beta(t) + \Gamma\alpha(t)|\beta(t)|^2] \\ \dot{\beta}(t) &= i\delta_L\beta(t) + \frac{1}{2}[-i\Omega(t)\alpha(t) - \Gamma\beta(t)|\alpha(t)|^2]\end{aligned}\quad (\text{E.2})$$

avec la condition supplémentaire $|\alpha(t)|^2 + |\beta(t)|^2 = 1$.

La probabilité $\Pi(t)$ pour qu'aucun photon ne soit émis entre 0 et t est alors régie par l'équation :

$$\Pi(t + dt) = \Pi(t)(1 - p dt) = \Pi(t)[1 - \Gamma|\beta(t)|^2 dt]$$

que l'on convertit en :

$$\dot{\Pi}(t) = -\Gamma|\beta(t)|^2\Pi(t)$$

Sur un intervalle de temps nul, aucun photon ne peut-être émis, donc $\Pi(0) = 1$ et :

$$\Pi(t) = \exp\left[-\int_0^t \Gamma|\beta(t)|^2 dt\right]\quad (\text{E.3})$$

Souvenons-nous que nous cherchons à calculer p_1 et p_2 , les probabilités qu'une impulsion rayonnée par l'atome contienne 1 ou 2 photons. À l'instant $t = 0$, l'atome est initialement dans l'état fondamental $|f\rangle$, et l'impulsion excitatrice de fréquence de Rabi Ω , de durée $t_\pi = 4$ ns et de désaccord δ_L nul démarre. La probabilité d'émettre au moins 1 photon entre 0 et t est donnée par :

$$p_{\geq 1}(t) = 1 - \Pi(t)$$

Par conséquent, la probabilité d'émettre au moins un photon à la suite d'une impulsion est $p_{\geq 1} = p_{\geq 1}(\infty)$. On résout donc numériquement le système d'équations différentielles E.2, puis l'intégrale E.3. Sachant que les impulsions utilisées lors de l'expérience sont des impulsions π de 4 ns, le calcul est fait pour $\Omega/2\pi = 1/8$ GHz. On obtient finalement :

$$p_{\geq 1} = 0,9994 \quad \text{et} \quad p_0 = 5,7 \times 10^{-4}$$

E.3 Probabilité qu'une impulsion contienne 1 et 1 seul photon

La probabilité d'émettre un photon entre les instants t et $t + dt$, sans en avoir émis avant et sans en émettre après est donnée par :

$$\Pi(t) p dt \Pi'(t, \infty) = \Pi(t) \Gamma |\beta(t)|^2 \Pi'(t, \infty) dt$$

où $\Pi'(t, \infty)$ est la probabilité de ne pas émettre de photon entre t et l'infini alors que l'atome se trouve dans l'état fondamental à l'instant t (car il vient d'émettre un photon).

La probabilité d'émettre un et un seul photon à la suite d'une impulsion excitatrice est alors :

$$p_1 = \int_0^\infty \Pi(t) \Gamma |\beta(t)|^2 \Pi'(t, \infty) dt$$

Il nous reste encore à trouver l'expression de $\Pi'(t, \infty)$.

Pour $t > t_\pi = 4$ ns, $\Pi'(t, \infty) = 1$. En effet, l'impulsion se termine au bout de 4 ns. Si un photon est émis après t_π , l'atome se retrouve dans l'état fondamental sans possibilité d'être réexcité. Il y reste donc, et ne pourra émettre d'autres photons.

Pour $0 < t < t_\pi$, $\Pi'(t, \infty)$ est la probabilité de ne pas émettre de photon de t à l'infini alors que la particule était dans l'état fondamental à t . C'est donc la probabilité de ne pas émettre de photon de 0 à l'infini pour une particule initialement dans l'état fondamental, mais ne subissant une impulsion lumineuse que de durée $t_\pi - t$. Il suffit donc de résoudre à nouveau numériquement le système d'équations différentielles E.2 et de trouver $\beta_{(t_\pi-t)}(t')$ pour une durée d'impulsions de $t_\pi - t$. Pour éviter une nouvelle résolution numérique, remarquons cependant que pour t' entre 0 et $t_\pi - t$, on peut écrire :

$$\beta_{(t_\pi-t)}(t') = \beta_{(t_\pi)}(t')$$

où l'index correspond à la durée de l'impulsion excitatrice. Or $\beta_{(t_\pi)}(t')$ a déjà été calculé dans le paragraphe précédent. Pour $t' > t_\pi - t$, une fois l'impulsion excitatrice terminée, il suffit de résoudre le système d'équations différentielles E.2 avec $\Omega = 0$. Or, dans ces conditions, il est en fait possible d'écrire une seule équation différentielle pour $|\beta(t)|^2$:

$$\frac{d|\beta(t)|^2}{dt} = -\Gamma |\beta(t)|^2 |\alpha(t)|^2 = -\Gamma |\beta(t)|^2 (1 - |\beta(t)|^2)$$

dont la solution est analytique :

$$|\beta(t)|^2 = \frac{|\beta(0)|^2 e^{-\Gamma t}}{|\beta(0)|^2 e^{-\Gamma t} + 1 - |\beta(0)|^2}$$

Par conséquent, pour une impulsion de durée $t_\pi - t$, commençant à $t' = 0$, l'évolution de $|\beta(t)|^2$, une fois l'impulsion éteinte (à partir de $t' = t_\pi - t$), s'écrit :

$$\begin{aligned} |\beta_{(t_\pi-t)}(t')|^2 &= \frac{|\beta_{(t_\pi-t)}(t_\pi - t)|^2 e^{-\Gamma[t'-(t_\pi-t)]}}{|\beta_{(t_\pi-t)}(t_\pi - t)|^2 [e^{-\Gamma[t'-(t_\pi-t)]} - 1] + 1} \\ &= \frac{|\beta_{(t_\pi)}(t_\pi - t)|^2 e^{-\Gamma[t'-(t_\pi-t)]}}{|\beta_{(t_\pi)}(t_\pi - t)|^2 [e^{-\Gamma[t'-(t_\pi-t)]} - 1] + 1} \end{aligned}$$

Pour résumer, il suffit de résoudre une seule fois le système d'équations différentielles E.2, pour une durée d'impulsion de $t_\pi = 4$ ns, d'en tirer $\beta(t) = \beta_{(t_\pi)}(t)$. Alors :

– pour $t > 4$ ns :

$$\Pi'(t, \infty) = 1 ;$$

– pour $0 < t < 4$ ns :

$$\begin{aligned} \Pi'(t, \infty) &= \exp \left[- \int_0^{t_\pi-t} \Gamma |\beta(t')|^2 dt' - \int_{t_\pi-t}^\infty \frac{|\beta(t_\pi-t)|^2 e^{-\Gamma[t'-(t_\pi-t)]}}{|\beta(t_\pi-t)|^2 [e^{-\Gamma[t'-(t_\pi-t)]} - 1] + 1} dt' \right] \\ &= \exp \left[- \int_t^{t_\pi} \Gamma |\beta(t' - t)|^2 dt' - \int_{t_\pi}^\infty \frac{|\beta(t_\pi-t)|^2 e^{-\Gamma(t'-t_\pi)}}{|\beta(t_\pi-t)|^2 [e^{-\Gamma(t'-t_\pi)} - 1] + 1} dt' \right] ; \end{aligned}$$

– finalement, on en déduit p_1 en résolvant numériquement :

$$p_1 = \int_0^{t_\pi} \Pi(t) \Gamma |\beta(t)|^2 \Pi'(t, \infty) dt + \int_{t_\pi}^\infty \Pi(t) \Gamma |\beta(t)|^2 dt.$$

E.4 Résultats

Pour une impulsion excitatrice d'une durée de 4 ns, de fréquence de Rabi $\Omega/2\pi = 1/8$ GHz et un désaccord nul, on obtient :

- $p_0 = 5,7 \times 10^{-4}$;
- $p_{\geq 1} = 0,9994$;
- $p_1 = 0,9813$;
- $p_{\geq 2} = 0,01818$, la probabilité d'émettre au moins deux photons (différence entre les deux précédentes lignes) ;

Si l'on suppose que la probabilité d'avoir 3 photons dans une impulsion est négligeable, alors $p_2 \sim p_{\geq 2}$. On arrive alors aux conclusions suivantes :

- seuls 1,8 % des impulsions rayonnées par l'atome contiennent deux photons ou plus. Les autres en contiennent presque toutes un.
- Lors d'une mesure d'autocorrélation en intensité, le rapport de l'aire résiduelle du pic autour de $\tau = 0$ sur l'aire des autres pics doit être (en supposant p_3 négligeable devant p_2) :

$$\frac{\mathcal{A}_{\text{petit}}}{\mathcal{A}_{\text{grand}}} = \frac{2p_2}{p_1^2} = 3,6 \%$$

Tout ceci est en accord avec nos mesures, à la fois pour le rapport des aires (voir formule 5.23 du chapitre 5) et pour la probabilité qu'une impulsion émise contienne deux photons (voir formule 5.24 du chapitre 5). Les résultats de cette annexe sont également en bon accord avec le calcul théorique de la fonction d'autocorrélation en intensité (paragraphe 5.4.5 du chapitre 5).

E.5 Efficacité de collection imparfaite

Introduisons maintenant notre efficacité de collection imparfaite, mesurée au chapitre précédent, $\eta_{\text{coll}} = 6/1000$ ($\bar{\eta}_{\text{coll}} = 1 - 6/1000$). On suppose par ailleurs que $p_{\geq 3}$ est négligeable, soit $p_{\geq 2} = p_2$. Dans ces conditions :

$$p_0 + p_1 + p_2 = 1 = (1 - p_{\geq 1}) + p_1 + p_{\geq 2}$$

La probabilité de ne *détecter* aucun photon est alors de :

$$p'_0 = (1 - p_{\geq 1}) + \bar{\eta}_{\text{coll}} p_1 + \bar{\eta}_{\text{coll}}^2 p_{\geq 2} = 0.9939$$

La probabilité de *détecter* au moins 1 photon est :

$$p'_{\geq 1} = 1 - p'_0 = 0.006105$$

La probabilité de *détecter* un et un seul photon est :

$$p'_1 = \eta_{\text{coll}} p_1 + 2 \eta_{\text{coll}} \bar{\eta}_{\text{coll}} p_{\geq 2} = 0.006104$$

En conclusion, à la détection, 0,6 % des impulsions contiennent des photons. Seules 0.01 % ($(p'_{\geq 1} - p'_1)/p'_{\geq 1}$) d'entre elles contiennent deux photons au lieu de un.

Bibliographie

- [1] A. ASPECT ET P. GRANGIER, “Des intuitions d’Einstein aux bits quantiques”, *Pour la Science* **326**, 120 (2004).
- [2] P. W. SHOR, dans *Proceedings of the Annual Symposium on Foundations of Computer Science, 1994, Los Alamos, California* (IEEE Computer Society Press, New York, 1994), pp. 124–134, repris dans arXiv : quant-ph/9508027.
- [3] L. K. GROVER, “Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in Haystack”, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 325 (1997).
- [4] S. HAROCHE, Intrication, complémentarité et décohérence : des expériences de pensée à l’information quantique, 2001-2002, cours du Collège de France, Chaire de Physique Quantique.
- [5] E. KNILL, R. LAFLAMME, ET G. J. MILBURN, “A scheme for efficient quantum computation with linear optics”, *Nature* **409**, 46 (2001).
- [6] J. P. DOWLING, J. D. FRANSON, H. LEE, ET G. J. MILBURN, “Towards Linear Optical Quantum Computers”, *Quantum Inf. Process.* **3**, 205 (2004).
- [7] A. WALLRAFF, D. I. SCHUSTER, A. BLAIS, L. FRUNZIO, J. MAJER, M. H. DEVORET, S. M. GIRVIN, ET R. J. SCHOELKOPF, “Approaching Unit Visibility for Control of a Superconducting Qubit With Dispersive Readout”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 060501 (2005).
- [8] A. BADOLATO, K. HENNESSY, M. ATATÜRE, J. DREISER, E. HU, P. M. PETROFF, ET A. IMAMOĞLU, “Deterministic Coupling of Single Quantum Dots to Single Nanocavity Modes”, *Science* **308**, 1158 (2005).
- [9] F. JELEZKO, T. GAEBEL, I. POPA, M. DOMHAN, A. GRUBER, ET J. WRACHTRUP, “Observation of Coherent Oscillation of a Single Nuclear Spin and Realization of a Two-Qubit Conditionnal Quantum Gate”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 130501 (2004).
- [10] F. DE SEZE, F. DAHES, V. CROZATIER, I. LORGERÉ, F. BRETENAKER, ET J.-L. L. GOUËT, “Coherent Driving of Tm^{3+} :YAG ions using a complex hyperbolic secant optical field”, *Eur. Phys. J. D.* **33**, 343 (2005).
- [11] L. M. K. VANDERSYPEN, M. STEFFEN, G. BREYTA, C. S. YANNONI, M. H. SHERWOOD, ET I. L. CHUANG, “Experimental realization of Shor’s quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance”, *Nature* **414**, 883 (2001).
- [12] M. D. BARRETT, J. CHIAVERINI, T. SCHAETZ, J. BRITTON, W. M. ITANO, J. D. JOST, E. KNILL, C. LANGER, D. LEIBFRIED, R. OZERI, ET D. J. WINELAND, “Deterministic quantum teleportation of atomic qubits”, *Nature* **429**, (2004).
- [13] M. RIEBE, H. HÄFFNER, C. F. ROOS, W. HÄNSEL, J. BENHELM, G. P. T. LANCASTER, T. W. KÖRBER, C. BECHER, F. SCHMIDT-KALER, D. F. V. JAMES, ET R. BLATT, “Deterministic quantum teleportation with atoms”, *Nature* **429**, 734 (2004).

- [14] C. F. ROOS, D. LEIBFRIED, A. MUNDT, F. SCHMIDT-KALER, J. ESCHNER, ET R. BLATT, “Experimental Demonstration of Ground State Laser Cooling with Electromagnetically Induced Transparency”, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5547 (2000).
- [15] B. B. BLINOV, D. L. MOEHRING, L.-M. DUAN, ET C. MONROE, “Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon”, *Nature* **428**, 153 (2004).
- [16] D. FRESE, B. UEBERHOLZ, S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, V. GOMER, ET D. MESCHEDE, “Single Atoms in an Optical Dipole Trap : Towards a Deterministic Source of Cold Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3777 (2000).
- [17] S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, M. MÜLLER, V. GOMER, ET D. MESCHEDE, “Deterministic Delivery of a Single Atom”, *Science* **293**, 278 (2001).
- [18] N. SCHLOSSER, G. REYMOND, I. PROTSENKO, ET P. GRANGIER, “Sub-Poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap”, *Nature* **411**, 1024 (2001).
- [19] N. SCHLOSSER, G. REYMOND, ET P. GRANGIER, “Collisional Blockade in Microscopic Optical Dipole Traps”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 023005 (2002).
- [20] S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, I. DOTSENKO, Y. MIROSHNYCHENKO, W. ROSENFELD, M. KHUDAVERDYAN, V. GOMER, A. RAUSCHENBEUTEL, ET D. MESCHEDE, “Coherence Properties and Quantum State Transportation in an Optical Conveyor Belt”, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 213002 (2003).
- [21] D. SCHRADER, I. DOTSENKO, M. KHUDAVERDYAN, Y. MIROSHNYCHENKO, A. RAUSCHENBEUTEL, ET D. MESCHEDE, “Neutral Atom Quantum Register”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 150501 (2004).
- [22] S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, I. DOTSENKO, Y. MIROSHNYCHENKO, A. RAUSCHENBEUTEL, ET D. MESCHEDE, “Experimental analysis of dephasing mechanisms in a standing wave dipole trap”, *Phys. Rev. A* **72**, 023406 (2005).
- [23] KHUDAVERDYAN, W. ALT, I. DOTSENKO, L. FÖRSTER, S. KUHR, D. MESCHEDE, Y. MIROSHNYCHENKO, D. SCHRADER, ET A. RAUSCHENBEUTEL, “Adiabatic quantum state manipulation of single trapped atoms”, *Phys. Rev. A* **71**, 031404 (2005).
- [24] I. DOTSENKO, W. ALT, S. KUHR, D. SCHRADER, M. MÜLLER, Y. MIROSHNYCHENKO, V. GOMER, A. RAUSCHENBEUTEL, ET D. MESCHEDE, “Application of electro-optically generated light fields for Raman spectroscopy of trapped cesium atoms”, *Appl. Phys. B* **78**, 711 (2004).
- [25] H. C. NÄGERL, D. LEIBFRIED, F. SCHMIDT-KALER, J. ESCHNER, ET R. BLATT, “Coherent excitation of normal modes in a string of Ca^+ ions”, *Opt. Express* **3**, 89 (1998).
- [26] D. KIELPINSKY, C. MONROE, ET D. J. WINELAND, “Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer”, *Nature* **417**, 709 (2002).
- [27] D. J. WINELAND *et al.*, dans *Proceedings of the 17th International Conference on Laser Spectroscopy* (World Scientific, Singapore, 2005), pp. 393–402.
- [28] D. SCHRADER, S. KUHR, W. ALT, M. MÜLLER, V. GOMER, ET D. MESCHEDE, “An optical conveyor belt for single neutral atoms”, *Appl. Phys. B* **73**, 819 (2001).
- [29] R. DUMKE, M. VOLK, T. MÜTHER, F. B. J. BUCHKREMER, G. BIRKL, ET W. ERTMER, “Micro-optical Realization of Arrays of Selectively Adressable Dipole Traps : A Scalable Configuration for Quantum Computation with Atomic Qubits”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 97903 (2002).

-
- [30] S. ERIKSSON, F. RAMIREZ-MARTINEZ, E. A. CURTIS, B. E. SAUER, P. W. NUTTER, E. W. HILL, ET E. A. HINDS, “Micron-Sized atom traps made from magneto-optical thin films”, *Appl. Phys. B* **79**, 811 (2004).
- [31] M. GREINER, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. W. HÄNSCH, ET I. BLOCH, “Quantum phase transition from superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms”, *Nature* **415**, 39 (2002).
- [32] E. HAGLEY, X. MAÎTRE, G. NOGUES, C. WUNDERLICH, M. BRUNE, J. M. RAIMOND, ET S. HAROCHE, “Generation of Einstein-Podolsky-Rosen Pairs of Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1 (1997).
- [33] A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND, ET S. HAROCHE, “Step-by-Step Engineered Multiparticle Entanglement”, *Science* **288**, 2024 (2000).
- [34] A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND, ET S. HAROCHE, “Coherent Operation of a Tunable Quantum Phase Gate in Cavity QED”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5166 (1999).
- [35] G. R. GUTHÖRLEIN, M. KELLER, K. HAYASAKA, W. LANGE, ET H. WALTHER, “A single ion as a nanoscopic probe of an optical field”, *Nature* **414**, 49 (2001).
- [36] J. MCKEEVER, J. R. BUCK, A. D. BOOZER, A. KUZMICH, H. C. NÄGERL, D. M. STAMPER-KURN, ET H. J. KIMBLE, “State-Insensitive Cooling and Trapping of Single Atoms in an Optical Cavity”, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 133602 (2003).
- [37] S. NUSSMANN, K. MURR, M. HIJLKEMA, B. WEBER, A. KUHN, ET G. REMPE, “Vacuum-stimulated cooling of single atoms in three dimensions”, *Nature Physics* **1**, 122 (2005).
- [38] S. NUSSMAN, M. HIJLKEMA, B. WEBER, F. ROHDE, G. REMPE, ET A. KUHN, “Submicron Positioning of Single Atoms in a MicroCavity”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 173602 (2005).
- [39] J. I. CIRAC ET P. ZOLLER, “Quantum Computations with Cold Trapped Ions”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4091 (1995).
- [40] J. CHIAVERINI, D. LEIBFRIED, T. SCHAEZT, M. D. BARRETT, R. B. BLAKESTAD, J. BRITTON, W. M. ITANO, J. D. JOST, E. KNILL, C. LANGER, R. OZERI, ET D. J. WINELAND, “Realization of quantum error correction”, *Nature* **432**, 602 (2004).
- [41] J. CHIAVERINI, J. BRITTON, D. LEIBFRIED, E. KNILL, M. D. BARRETT, R. B. BLAKESTAD, W. M. ITANO, J. D. JOST, C. LANGER, R. OZERI, T. SCHAEZT, ET D. J. WINELAND, “Implementation of the Semiclassical Quantum Fourier Transform in a Scalable System”, *Science* **308**, 997 (2005).
- [42] G. K. BRENNEN, C. M. CAVES, P. S. JESSEN, ET I. H. DEUTSCH, “Quantum Logic Gates in Optical Lattices”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1060 (1999).
- [43] D. JAKSCH, J. I. CIRAC, P. ZOLLER, S. L. ROLSTON, R. CÔTÉ, ET M. D. LUKIN, “Fast Quantum Gates for Neutral Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208 (2000).
- [44] I. E. PROTSENKO, G. REYMOND, N. SCHLOSSER, ET P. GRANGIER, “Operation of a quantum phase gate using neutral atoms in microscopic dipole traps”, *Phys. Rev. A* **65**, 052301 (2002).
- [45] T. CALARCO, H.-J. BRIEGEL, D. JAKSCH, J. I. CIRAC, ET P. ZOLLER, “Entangling neutral atoms for quantum information processing”, *J. Mod. Opt.* **47**, 2137 (2000).
- [46] O. MANDEL, M. GREINER, A. WIDERA, T. ROM, T. W. HÄNSCH, ET I. BLOCH, “Controlled collisions for multiparticle entanglement of optically trapped atoms”, *Nature* **425**, 937 (2003).

- [47] K. ECKERT, J. MOMPART, X. X. YI, J. SCHLIEMANN, D. BRUSS, G. BIRKL, ET M. LEWENSTEIN, “Quantum computing in optical microtraps based on the motional states of neutral atoms”, *Phys. Rev. A* **66**, 042317 (2002).
- [48] J. MOMPART, K. ECKERT, W. ERTMER, G. BIRKL, ET M. LEWENSTEIN, “Quantum Computing with Spatially Delocalized Qubits”, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 147901 (2003).
- [49] C. CABRILLO, J. I. CIRAC, P. GARCÍA-FERNÁNDEZ, ET P. ZOLLER, “Creation of entangled states of distant atoms by interference”, *Phys. Rev. A* **59**, 1025 (1999).
- [50] S. D. BARRETT ET P. KOK, “Efficient high-fidelity quantum computation using matter qubits and linear optics”, *Phys. Rev. A* **71**, 060310 (2005).
- [51] L.-M. DUAN ET H. J. KIMBLE, “Efficient Engineering of Multiatom Entanglement through Single-Photon Detection”, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 253601 (2003).
- [52] C. SIMON ET W. T. M. IRVINE, “Robust Long-Distance Entanglement and a Loophole-Free Bell Test with Ions and Photons”, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 110405 (2003).
- [53] Y. L. LIM, A. BEIGE, ET L. C. KWEK, “Quantum computing with distant single photon sources with insurance”, *arXiv: quant-ph/0408043* (2004).
- [54] Y. L. LIM, A. BEIGE, ET L. C. KWEK, “Repeat-Untill-Success Linear Optics Distributed Quantum Computing”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 030505 (2005).
- [55] I. E. PROTSENKO, G. REYMOND, N. SCHLOSSER, ET P. GRANGIER, “Conditional quantum logic using two atomic qubits”, *Phys. Rev. A* **66**, 062306 (2002).
- [56] G. REYMOND, N. SCHLOSSER, I. PROTSENKO, ET P. GRANGIER, “Single-atom manipulations in a microscopic dipole trap”, *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* **361**, 1527 (2003).
- [57] Y. L. LIM, S. D. BARRETT, A. BEIGE, P. KOK, ET L. C. KWEK, “Repeat-untill-success quantum computing using stationary and flying qubits”, *Phys. Rev. A* **73**, 012304 (2006).
- [58] J. MCKEEVER, A. BOCA, A. D. BOOZER, R. MILLER, J. R. BUCK, A. KUZMICH, ET H. J. KIMBLE, “Deterministic Generation of Single Photons from One Atom Trapped in a Cavity”, *Science* **303**, 1992 (2004).
- [59] M. KELLER, B. LANGE, K. HAYASAKA, W. LANGE, ET H. WALTHER, “Continuous generation of single photons with controlled waveform in an ion-trap cavity system”, *Nature* **431**, 1075 (2004).
- [60] A. KUHN, M. HENNRICH, ET G. REMPE, “Deterministic Single-Photon Source for Distributed Quantum Networking”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 067901 (2002).
- [61] M. HENNRICH, T. LEGERO, A. KUHN, ET G. REMPE, “Photon statistics of a non-stationary periodically driven single-photon source”, *New J. Phys.* **6**, 86 (2004).
- [62] T. LEGERO, T. WILK, M. HENNRICH, G. REMPE, ET A. KUHN, “Quantum Beat of Two Single Photons”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 070503 (2004).
- [63] T. LEGERO, T. WILK, A. KUHN, ET G. REMPE, “Time-resolved two-photon quantum interference”, *Appl. Phys. B* **77**, 797 (2003).
- [64] C. W. CHOU, S. V. POLYAKOV, A. KUZMICH, ET H. J. KIMBLE, “Single-Photon Generation from Stored Excitation in an Atomic Ensemble”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 213601 (2004).
- [65] S. V. POLYAKOV, C. W. CHOU, D. FELINTO, ET H. J. KIMBLE, “Temporal Dynamics of Photon Pairs Generated by an Atomic Ensemble”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 263601 (2004).

-
- [66] C. BRUNEL, B. LOUNIS, P. TAMARAT, ET M. ORRIT, “Triggered Source of Single Photons based on Controlled Single Molecule Fluorescence”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2722 (1999).
- [67] B. LOUNIS ET W. E. MOERNER, “Single photons on demand from a single molecule at room temperature”, *Nature* **407**, 491 (2000).
- [68] F. TREUSSART, R. ALLÉAUME, V. L. FLOC’H, L. T. XIAO, J.-M. COURTY, ET J.-F. ROCH, “Direct Measurement of the Photon Statistics of a Triggered Single Photon Source”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 093601 (2002).
- [69] A. KIRAZ, M. EHRL, C. BRÄUCHLE, ET A. ZUMBUSCH, “Ultralong coherence times in the purely electronic zero-phonon line emission of single molecules”, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 920 (2004).
- [70] A. KIRAZ, M. EHRL, T. HELLERER, Ö. E. MÜSTECAPLIOĞLU, C. BRÄUCHLE, ET A. ZUMBUSCH, “Indistinguishable Photons from a Single Molecule”, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 223602 (2005).
- [71] P. MICHLER, A. KIRAZ, C. BECHER, W. V. SCHOENFELD, P. M. PETROFF, L. ZHANG, E. HU, ET A. IMAMOĞLU, “A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device”, *Science* **290**, 2282 (2000).
- [72] Z. YUAN, B. E. KARDYNAL, R. M. STEVENSON, A. J. SHIELDS, C. J. LOBO, K. COOPER, N. S. BEATTIE, D. A. RITCHIE, ET M. PEPPER, “Electrically Driven Single-Photon Source”, *Science* **295**, 102 (2001).
- [73] C. SANTORI, D. FATTAL, J. VUČKOVOĆ, G. S. SOLOMON, ET Y. YAMAMOTO, “Indistinguishable photons from a single-photon device”, *Nature* **419**, 594 (2002).
- [74] A. BEVERATOS, S. KÜHN, R. BROURI, T. GACOIN, J.-P. POIZAT, ET P. GRANGIER, “Room temperature stable single-photon source”, *Eur. Phys. J. D.* **18**, 191 (2002).
- [75] R. ALLÉAUME, F. TREUSSART, G. MESSIN, Y. DUMEIGE, J.-F. ROCH, A. BEVERATOS, R. BROURI-TUALLE, J.-P. POIZAT, ET P. GRANGIER, “Experimental open-air quantum key distribution with a single-photon source”, *New J. Phys.* **6**, 92 (2004).
- [76] A. BEVERATOS, R. BROURI, T. GACOIN, A. VILLING, J.-P. POIZAT, ET P. GRANGIER, “Single Photon Quantum Cryptography”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 187901 (2002).
- [77] A. B. U’REN, C. SILBERHORN, K. BANASZEK, ET I. A. WALMSLEY, “Efficient Conditional Preparation of High-Fidelity Single Photon States for Fiber-Optic Quantum Networks”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 093601 (2004).
- [78] S. FASEL, O. ALIBART, S. TANZILLI, P. BALDI, A. BEVERATOS, N. GISIN, ET H. ZBINDEN, “High-quality asynchronous heralded single-photon source at telecom wavelength”, *New J. Phys.* **6**, 163 (2004).
- [79] R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER, ET Y. B. OVCHINNIKOV, “Optical dipole traps for neutral atoms”, *Adv. At. Mol. Phys.* **42**, 95 (2000).
- [80] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC, ET G. GRYNBERG, *Processus d’interaction entre photons et atomes, Savoirs actuels* (InterEditions/Editions du CNRS, 1988).
- [81] N. SCHLOSSER, *Étude et réalisation de micro-pièges dipolaires optiques pour atomes neutres*, Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2001, disponible sur http://tel.ccsd.cnrs.fr/documents/archives0/00/00/11/95/index_fr.html.
- [82] G.-O. REYMOND, *Études expérimentales d’atomes dans un pièges dipolaires microscopique*, Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2002, disponible sur http://tel.ccsd.cnrs.fr/documents/archives0/00/00/21/78/index_fr.html.

- [83] 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).
- [84] D. A. STECK, *Rubidium 87 D Line Data*, <http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>, 2002, revision 1.6.
- [85] Site du National Institut of Standards and Technology (NIST), http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html.
- [86] O. S. HEAVENS, “Radiative Transition Probabilities of the Lower Excited States of Alkali Metals”, *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 1058 (1961).
- [87] K. 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.
- [88] 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).
- [89] S. BERGAMINI, B. DARQUIÉ, A. BROWAEYS, ET P. GRANGIER, “Single atoms optical traps”, *J. Phys. IV France* **116**, 205 (2004).
- [90] 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).
- [91] I. DOTSENKO, W. ALT, M. KHUDAVERDYAN, S. KUHR, D. MESCHEDÉ, Y. MIROSHNYCHENKO, D. SCHRADER, ET A. RAUSCHENBEUTEL, “Submicrometer Position Control of Single Trapped Neutral Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 033002 (2005).
- [92] M. BORN ET E. WOLF, *Principles of Optics* (Cambridge University Press, 2002).
- [93] 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. Lett.* **57**, 4106 (1998).
- [94] J. SEBBY-STRABLEY, R. T. R. NEWELL, J. O. DAY, E. BREKKE, ET T. G. WALKER, “High-density mesoscopic atom clouds in a holographic atom trap”, *Phys. Rev. A* **71**, 021401 (2005).
- [95] D. G. GRIER, “A revolution in optical manipulation”, *Nature* **424**, 810 (2003).
- [96] D. MCGLOIN, G. C. SPALDING, H. MELVILLE, W. SIBBETT, ET K. DHOLAKIA, “Applications of spatial light modulators in atom optics”, *Opt. Express* **11**, 158 (2003).
- [97] R. W. GERCHBERG ET W. O. SAXTON, “A Practical Algorithm for the Determination of Phase from Image and Diffraction Plane Pictures”, *Optik* **35**, 237 (1972).
- [98] E. R. DUFRESNE, G. C. SPALDING, M. T. DEARING, S. A. SHEETS, ET D. G. GRIER, “Computer-generated holographic optical tweezer arrays”, *Rev. Sci. Inst.* **72**, (2001).
- [99] J. E. CURTIS, B. A. KOSS, ET D. G. GRIER, “Dynamic holographic optical tweezers”, *Opt. Commun.* **207**, 169 (2002).
- [100] A. T. O’NEIL, I. MAC VICAR, L. ALLEN, ET M. J. PADGETT, “Intrinsic and Extrinsic Nature of the Orbital Angular Momentum of a Light Beam”, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 05601 (2002).
- [101] G. SINCLAIR, P. JORDAN, J. COURTIAL, M. PADGETT, J. COOPER, ET Z. J. LACZIK, “Assembly of 3-dimensional structures using programmable holographic optical tweezers”, *Opt. Express* **12**, 5475 (2004).

-
- [102] H. MELVILLE, G. MILNE, G. C. SPALDING, W. SIBBETT, K. DHOLAKIA, ET D. MCGLOIN, “Optical trapping of three-dimensional structures using dynamic holograms”, *Opt. Express* **11**, 3562 (2003).
- [103] W. J. HOSSACK, E. THEOFANIDOU, J. CRAIN, K. HEGGARTY, ET M. BIRCH, “High-speed holographic optical tweezers using a ferroelectric liquid crystal microdisplay”, *Opt. Express* **11**, 2053 (2003).
- [104] I. R. PERCH-NIELSEN, P. J. RODRIGO, ET J. GLÜCKSTAD, “Real-time interactive 3D manipulation of particles viewed in two orthogonal observation planes”, *Opt. Express* **13**, 2852 (2005).
- [105] S. BERGAMINI, B. DARQUIÉ, M. JONES, L. JACUBOWIEZ, A. BROWAEYS, ET P. GRANGIER, “Holographic generation of microtrap arrays for single atoms by use of a programmable phase modulator”, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1889 (2004).
- [106] U. DORNER, T. CALARCO, P. ZOLLER, A. BROWAEYS, ET P. GRANGIER, “Quantum logic via optimal control in holographic dipole traps”, *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* **7**, S341 (2005).
- [107] J. I. CIRAC ET P. ZOLLER, “A scalable computer with ions in an array of microtraps”, *Nature* **404**, 579 (2000).
- [108] S. B. HILL ET J. J. MCCLELLAND, “Atoms on demand : Fast, deterministic production of single Cr atoms”, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3128 (2003).
- [109] G. REYMOND, N. SCHLOSSER, ET P. GRANGIER, dans *Proceedings of the XVIII International Conference on Atomic Physics – The Expanding Frontier of Atomic Physics*, ÉDITÉ PAR H. R. SADEGHPOUR, E. J. HELLER, ET D. E. PRITCHARD (World Scientific, 2002), pp. 65–72.
- [110] G. REYMOND, S. BERGAMINI, A. BROWAEYS, B. DARQUIÉ, ET P. GRANGIER, dans *Quantum Electronics and Laser Science, 2003. QELS. Postconference Digest* (IEEE Cat No.CH37420-TBR, 2003).
- [111] J. P. GORDON ET A. ASHKIN, “Motion of atoms in a radiation trap”, *Phys. Rev. A* **21**, (1980).
- [112] 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).
- [113] W. ALT, D. SCHRADER, S. KUHR, M. MÜLLER, V. GOMER, ET D. MESCHÉDE, “Single atoms in a standing-wave dipole trap”, *Phys. Rev. A* **67**, 033403 (2003).
- [114] J. D. MILLER, R. A. CLINE, ET D. J. HEINZEN, “Far-off-resonance optical trapping of atoms”, *Phys. Rev. A* **47**, R4567 (1993).
- [115] R. A. CLINE, J. D. MILLER, M. R. MATTHEWS, ET D. J. HEINZEN, “Spin relaxation of optically trapped atoms by light scattering”, *Opt. Lett.* **19**, 207 (1994).
- [116] R. LOUDON, *The Quantum Theory of Light* (Oxford university press, 2000).
- [117] J. DINGJAN, B. DARQUIÉ, J. BEUGNON, M. P. A. JONES, S. BERGAMINI, G. MESSIN, A. BROWAEYS, ET P. GRANGIER, “A frequency-doubled laser system producing ns pulses for rubidium manipulation”, *Appl. Phys. B* **82**, 47 (2006).
- [118] *standard G.694.1*, International Telecommunication Union - Telecommunication Standardization Sector (ITU-T).

- [119] A. BEVERATOS, *Réalisation expérimentale d'une source de photons uniques par fluorescence de centres colorés dans le diamant ; application à la cryptographie quantique*, Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2002, disponible sur http://tel.ccsd.cnrs.fr/documents/archives0/00/00/84/87/index_fr.html.
- [120] C. COHEN-TANNOUJJI, B. DIU, ET F. LALOË, *Mécanique quantique* (Hermann, 1977), tome I.
- [121] A. ASPECT, P. GRANGIER, ET G. GRYNBERG, *Optique quantique 2 : photons* (Majeur de Physique de l'école polytechnique, 2003).
- [122] B. DARQUIÉ, M. P. A. JONES, J. DINGJAN, J. BEUGNON, S. BERGAMINI, Y. SORTAIS, G. MESSIN, A. BROWAEYS, ET P. GRANGIER, "Controlled Single-Photon Emission from a Single Trapped Two-Level Atom", *Science* **309**, 454 (2005).
- [123] M. P. A. JONES, B. DARQUIÉ, J. BEUGNON, J. DINGJAN, S. BERGAMINI, Y. SORTAIS, G. MESSIN, A. BROWAEYS, ET P. GRANGIER, dans *Proceedings of the 17th International Conference on Laser Spectroscopy* (World Scientific, Singapore, 2005), pp. 413–420.
- [124] L. MANDEL ET E. WOLF, *Optical coherence and quantum optics* (Cambridge University Press, 1995).
- [125] P. GRANGIER, *Étude expérimentale de propriétés non-classiques de la lumière ; interférences à un seul photon*, Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, 1986, disponible sur http://tel.ccsd.cnrs.fr/documents/archives0/00/00/94/36/index_fr.html.
- [126] C. COHEN-TANNOUJJI, J. DUPONT-ROC, ET G. GRYNBERG, *Introduction à l'électrodynamique quantique, Savoirs actuels* (InterEditions/Éditions du CNRS, 1987).
- [127] H. J. KIMBLE ET L. MANDEL, "Theory of resonance fluorescence", *Phys. Rev. A* **13**, 2123 (1976).
- [128] M. DAGENAIS ET L. MANDEL, "Investigation of two-time correlations in photon emissions from a single atom", *Phys. Rev. A* **18**, 2217 (1978).
- [129] H. J. KIMBLE, M. DAGENAIS, ET L. MANDEL, "Photon Antibunching in Resonance Fluorescence", *Phys. Rev. Lett.* **39**, 691 (1977).
- [130] H. J. KIMBLE, M. DAGENAIS, ET L. MANDEL, "Multiatom and transit-time effects on photon-correlation measurements in resonance fluorescence", *Phys. Rev. A* **18**, 201 (1978).
- [131] P. GRANGIER, G. ROGER, ET A. ASPECT, "Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter : A New Light on Single-Photon Interferences", *Europhys. Lett.* **1**, 173 (1986).
- [132] F. DIEDRICH ET H. WALTHER, "Nonclassical Radiation of a Single Stored Ion", *Phys. Rev. Lett.* **58**, 203 (1987).
- [133] J. T. HÖFFGES, H. W. BALDAUF, T. EICHLER, S. R. HELMFRID, ET H. WALTHER, "Heterodyne measurement of the fluorescent radiation of a single trapped ion", *Opt. Commun.* **133**, 170 (1997).
- [134] T. BASCHÉ, W. E. MOERNER, M. ORRIT, ET H. TALON, "Photon Antibunching in the Fluorescence of a single Dye Molecule Trapped in a Solid", *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1516 (1992).
- [135] V. GOMER, F. STRAUCH, B. UEBERHOLZ, S. KNAPPE, ET D. MESCHEDE, "Single-atom dynamics revealed by photon correlations", *Phys. Rev. A* **58**, R1657 (1998).
- [136] V. GOMER, B. UEBERHOLZ, S. KNAPPE, F. STRAUCH, D. FRESE, ET D. MESCHEDE, "Decoding the dynamics of a single trapped atom from photon correlations", *Appl. Phys. B* **67**, R689 (1998).

-
- [137] H. SCHADWINKEL, V. GOMER, U. REITER, B. UEBERHOLZ, ET D. MESCHEDE, “Quantum Fluctuations of a Single Trapped Atom : Transient Rabi Oscillations and Magnetic Bistability”, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **36**, 1358 (2000).
- [138] P. MICHLER, A. IMAMOĞLU, M. D. MASON, P. J. CARSON, J. F. STROUSE, ET S. K. BURATTO, “Quantum correlation among photons from a single quantum dot at room temperature”, *Nature* **406**, 968 (2000).
- [139] G. MESSIN, J. P. HERMIER, E. GIACOBINO, P. DESBIOLLES, ET M. DAHAN, “Bunching and antibunching in the fluorescence of semiconductor nanocrystals”, *Opt. Lett.* **26**, 1891 (2001).
- [140] R. BROURI, A. BEVERATOS, J.-P. POIZAT, ET P. GRANGIER, “Photon antibunching in the fluorescence of individual color centers in diamond”, *Opt. Lett.* **25**, 1294 (2000).
- [141] R. HANBURY BROWN ET R. Q. TWISS, “Correlation between photons in two coherent beams light”, *Nature* **177**, 27 (1956).
- [142] C. SANTORI, M. PELTON, G. SOLOMON, T. DALE, ET Y. YAMAMOTO, “Triggered Single Photons from a Quantum Dot”, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1502 (2001).
- [143] C. K. HONG, Z. Y. OU, ET L. MANDEL, “Measurement of Subpicosecond Time Intervals between Two Photons by Interference”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2044 (1987).
- [144] G. GRYNBERG, A. ASPECT, ET C. FABRE, *Introduction aux lasers et à l’optique quantique* (ellipses, 1997), cours de l’École Polytechnique.
- [145] J. DALIBARD, Y. CASTIN, ET K. MØLMER, “Wave-Function Approach to Dissipative Processes in Quantum Optics”, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 580 (1992).
- [146] K. MØLMER, J. DALIBARD, ET Y. CASTIN, “Monte Carlo wave-function method in quantum optics”, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 524 (1993).

Résumé

Cette thèse porte sur la manipulation d'atomes uniques de rubidium 87 dans des pièges dipolaires optiques microscopiques en vue d'applications à l'information quantique. Le dispositif expérimental utilise un objectif de grande ouverture numérique pouvant focaliser un faisceau à la limite de diffraction et collecter efficacement la lumière émise par les atomes.

Nous avons caractérisé la géométrie du potentiel et le mouvement des atomes piégés par des mesures de fréquences d'oscillation et d'énergies moyennes.

Pour prouver que ce système est adapté au traitement quantique de l'information, nous montrons que son extensibilité à grande échelle est envisageable. À l'aide d'un modulateur de phase programmable par ordinateur et à partir d'un seul faisceau laser, nous avons généré holographiquement des réseaux de micro-pièges dipolaires pour atomes uniques, chacun des sites étant adressable individuellement.

En vue de réaliser des portes logiques à deux bits quantiques, nous avons choisi de nous orienter vers leur intrication conditionnelle. Celle-ci passe par le contrôle de l'émission de l'atome à l'échelle du photon unique, obtenue à la suite d'une excitation impulsionnelle. Nous avons conçu une chaîne laser délivrant des impulsions nanosecondes. Elle nous assure un contrôle cohérent de la transition fermée ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3$). Nous avons observé des oscillations de Rabi et des battements quantiques sur des atomes uniques. En ajustant la puissance de la chaîne laser pour réaliser des impulsions π , on obtient une source déclenchable de photons uniques qui présente un flux de photons important et un faible taux d'impulsions contenant deux photons.

Mots-clés: pince optique microscopique, manipulation d'atomes uniques, pièges dipolaires multiples, modulateur de phase spatial, source de photons uniques, dégroupement de photons, oscillations de Rabi, information quantique.

Abstract

This work deals with the manipulation of single atoms of rubidium 87 in microscopic optical dipole traps, in order to use them for quantum information processing. The experimental setup is based on a high numerical aperture lens which allows us to focus a beam to the diffraction limit and collects the light emitted by the atoms with a high efficiency.

We have characterized the geometry of the potential and the movement of the trapped atoms by measuring oscillation frequencies and mean energies of the atoms.

To demonstrate that our setup is well suited to quantum information processing, we prove its scalability. Using a programmable phase modulator and holographic techniques, we have generated, from a single beam, arrays of micro-dipole traps, each of them being optically addressable.

In order to realize two quantum bit logic gates, we have decided to go towards conditional entanglement. This requires the controlled emission of single photons by each of the atoms, which is obtained after a pulsed excitation. We have developed a new laser system delivering nanosecond pulses. It allows us to drive coherently the closed transition ($5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2$) \rightarrow ($5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = \pm 3$). We then observed Rabi oscillations and quantum beats with single atoms. By adjusting the power of the laser source to realize π -pulses, we obtain a triggered single photon source with a high flux of photons and a weak rate of pulses containing two photons.

Keywords: microscopic optical tweezer, single atom manipulation, multiple dipole traps, spatial phase modulator, single photon source, photon antibunching, Rabi oscillation, quantum information.

