



**HAL**  
open science

# Contrôle de l'état interne d'un atome unique piégé et expériences d'interférences à deux photons : vers l'information quantique avec des atomes neutres

Jérôme Beugnon

► **To cite this version:**

Jérôme Beugnon. Contrôle de l'état interne d'un atome unique piégé et expériences d'interférences à deux photons : vers l'information quantique avec des atomes neutres. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT : . tel-00185446

**HAL Id: tel-00185446**

**<https://pastel.hal.science/tel-00185446>**

Submitted on 6 Nov 2007

**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.

**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

**Jérôme BEUGNON**

Sujet :

---

**CONTRÔLE DE L'ÉTAT INTERNE D'UN ATOME UNIQUE  
PIÉGÉ ET EXPÉRIENCES D'INTERFÉRENCES À DEUX  
PHOTONS : VERS L'INFORMATION QUANTIQUE AVEC  
DES ATOMES NEUTRES.**

---

Soutenue le 25 septembre 2007 devant la Commission d'examen :

M.	Jean-Philippe POIZAT	Rapporteur
M.	Christophe SALOMON	Rapporteur
M.	Daniel ESTÈVE	Examineur
M.	Pierre PILLET	Examineur
M.	Antoine BROWAEYS	Examineur
M.	Philippe GRANGIER	Directeur de thèse

## Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué dans le groupe d'Optique Quantique du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. Je remercie Pierre Chavel, Arnold Migus, et Jean-Louis Martin de m'y avoir accueilli.

Je suis aussi très reconnaissant à Philippe Grangier de m'avoir proposé ce formidable sujet et de m'avoir encadré au cours de cette thèse. Son investissement, sa grande culture et la profusion de ses idées m'ont beaucoup apporté.

Je remercie très sincèrement Antoine Browaey pour son encadrement quotidien. Sa disponibilité (même tôt le matin), son dynamisme exceptionnel (parfois incontrôlé) ont été essentiels dans ce travail. Ses connaissances et sa vision de la physique m'ont permis d'apprendre, de réapprendre ou de désapprendre une multitude d'idées dans tous les domaines de la physique.

Je remercie aussi Gaëtan Messin dont les remarques et la rigueur auront constitué une aide précieuse au cours de ce travail.

Les travaux présentés ici sont le fruit d'une collaboration extrêmement fructueuse entre de nombreuses personnes auxquelles je tiens à exprimer toute ma gratitude. Merci à Benoît Darquié de m'avoir donné les clés de la manip. Sa rigueur, sa persévérance mais aussi sa bonne humeur m'ont profondément marqué. Merci aussi à Matt Jones avec qui j'ai travaillé tout au long de ces trois années et avec lequel j'ai passé de nombreuses heures dans le noir à regarder des pics pousser sur un écran d'ordinateur. Nous avons réalisé ensemble de superbes sculptures de colle et de miroirs et je le remercie aussi infiniment pour son initiation à l'arrachage de miroirs à la pince multiprise. Enfin, je le remercie aussi pour l'élaboration des lasers Raman qui nous ont permis d'avoir ce fameux qubit. Merci également aux nouveaux, Yevhen Myroshnychenko et Alpha Gaëtan, pour avoir pris la suite des opérations et pour les bons moments que nous avons passé ensemble. Merci aussi à Jos Dingjan et Silvia Bergamini pour leur accompagnement lors de mes débuts dans l'équipe.

Je souhaite également exprimer ma reconnaissance aux membres du groupe d'Optique Quantique pour le dynamisme et la très bonne ambiance qui y règne entre toutes les équipes. Merci donc aux joyeux drilles d'Aspherix, Harold Marion pour ses blagues, Charles Tuchendler pour ses sonneries de portables, et Andrew Lance pour sa positive attitude ainsi qu'à Yvan Sortais pour sa riche culture expérimentale et pour son amitié précieuse. Merci aussi à l'équipe crypto, Rosa Tualle-Brouri, Jérôme Lodewyck, Julien Laurat, Aurélien Dantan, Simon Fossier et Eleni Diamanti et enfin à Alexei Ourjountsev qui a partagé indéfectiblement nos joies et nos peines pendant plus de trois ans.

Je remercie enfin l'ensemble des gens de l'Institut d'Optique qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse avec une mention spéciale pour Frédéric Moron pour toutes ces réalisations électroniques, dépannages, conseils, et explications ainsi qu'à André Villing.

Je souhaite également remercier Jean-Philippe Poizat et Christophe Salomon d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit, ainsi que Pierre Pillet et Daniel Estève pour leur présence dans mon jury comme examinateurs.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>7</b>
<b>I Piégeage d'atomes uniques</b>	<b>13</b>
I.1 Principe du piégeage d'atomes uniques . . . . .	13
I.1.1 La force dipolaire . . . . .	13
I.1.2 Potentiel vu par les atomes . . . . .	14
I.1.3 Comment piéger des atomes uniques ? . . . . .	15
I.2 Généralités sur le dispositif expérimental . . . . .	16
I.2.1 La mélasse optique . . . . .	16
I.2.2 Le piège dipolaire . . . . .	16
I.2.3 Système d'imagerie . . . . .	17
I.2.4 Contrôle informatique de l'expérience . . . . .	18
I.2.5 Principe général des expériences . . . . .	19
I.3 Caractéristiques du piège à atomes uniques . . . . .	20
I.3.1 Observation d'un atome unique . . . . .	20
I.3.2 Durée de vie de l'atome dans le piège . . . . .	21
I.3.3 Température de l'atome dans le piège . . . . .	22
I.3.4 Optimisation fine du confinement et de la position du piège . . . . .	23
I.3.5 Fréquence d'oscillation de l'atome dans le piège . . . . .	25
Conclusion . . . . .	27
<b>II Manipulation cohérente de l'état interne d'un atome.</b>	<b>29</b>
II.1 Transitions Raman à deux photons . . . . .	29
II.1.1 Intérêt des transitions Raman . . . . .	29
II.1.2 Transitions à deux photons . . . . .	30
II.1.3 Quelles transitions peut-on faire ? . . . . .	33
II.1.4 Rappel sur les systèmes à deux niveaux . . . . .	35
II.2 Mise en œuvre expérimentale . . . . .	37
II.2.1 Système laser . . . . .	37
II.2.2 Contrôle des champs magnétiques . . . . .	41
II.3 Observation de transitions $\Delta m_F = \pm 1$ . . . . .	42
II.3.1 Les transitions possibles . . . . .	42
II.3.2 Détection de l'état de l'atome . . . . .	45
II.3.3 Raie et oscillation de Rabi . . . . .	45
II.3.4 Effet Zeeman . . . . .	46

II.3.5	Annulation du champ magnétique résiduel . . . . .	48
II.4	Bilan . . . . .	51
II.4.1	Les problèmes possibles . . . . .	51
II.4.2	Choix d'une solution . . . . .	55
<b>III</b>	<b>Opérations à un qubit.</b>	<b>57</b>
III.1	Généralités . . . . .	57
III.1.1	Mise en œuvre des transitions $\Delta m_F = 0$ . . . . .	57
III.1.2	Séquences expérimentales . . . . .	59
III.1.3	Spectre . . . . .	60
III.1.4	Champ magnétique . . . . .	61
III.2	Détection de l'état du qubit . . . . .	62
III.2.1	Principe . . . . .	62
III.2.2	Résultats . . . . .	63
III.2.3	Bruit et stabilité . . . . .	65
III.3	Initialisation du qubit . . . . .	67
III.3.1	Pompage optique . . . . .	67
III.3.2	Durée de vie des états hyperfins . . . . .	71
III.4	Etude de la transition horloge $F=1 m_F=0$ vers $F=2 m_F=0$ . . . . .	76
III.4.1	Spectres . . . . .	76
III.4.2	Déplacement lumineux différentiel . . . . .	77
III.4.3	Fluctuations de désaccord lors du mouvement de l'atome . . . . .	79
III.4.4	Calcul des largeurs de raies . . . . .	80
III.5	Rotation de l'état du qubit . . . . .	81
III.5.1	Introduction . . . . .	82
III.5.2	Fréquence de Rabi dans la gamme de 1 à 10 kHz . . . . .	82
III.5.3	Fréquence de Rabi dans la gamme de 10 à 100 kHz . . . . .	82
III.5.4	Fréquence de Rabi dans la gamme de 1 à 10 MHz . . . . .	86
III.6	Mesure du temps de cohérence . . . . .	87
III.6.1	Rappels théoriques . . . . .	87
III.6.2	Franges de Ramsey . . . . .	88
III.6.3	Expériences d'écho de spin . . . . .	91
III.7	Adressabilité . . . . .	95
	Bilan . . . . .	97
<b>IV</b>	<b>Transport et transfert d'un qubit</b>	<b>99</b>
IV.1	Transport d'un qubit dans une pince optique . . . . .	99
IV.1.1	Déplacement du piège à l'aide d'un miroir orientable . . . . .	99
IV.1.2	Température de l'atome après le mouvement . . . . .	101
IV.1.3	État interne du qubit après le mouvement . . . . .	101
IV.2	Transfert d'un qubit entre deux pinces optiques . . . . .	108
IV.2.1	Principe . . . . .	109
IV.2.2	Température de l'atome après transfert . . . . .	109
IV.2.3	Etat interne du qubit après transfert . . . . .	110
	Conclusion . . . . .	113

<b>V</b>	<b>Interférences à deux photons uniques émis par deux atomes distincts</b>	<b>115</b>
V.1	Introduction . . . . .	116
V.1.1	L'effet Hong-Ou-Mandel . . . . .	116
V.1.2	Interférences à deux photons et intrication conditionnelle . . . . .	120
V.1.3	Etude plus complète des interférences à deux photons . . . . .	123
V.2	Emission de photons uniques . . . . .	125
V.2.1	Principe . . . . .	125
V.2.2	Excitation cohérente . . . . .	126
V.2.3	Statistique de la fluorescence . . . . .	131
V.3	Expériences d'interférences à deux photons . . . . .	133
V.3.1	Dispositif expérimental . . . . .	133
V.3.2	Résultats . . . . .	138
	Conclusion . . . . .	146
	<b>Conclusion générale</b>	<b>149</b>
<b>A</b>	<b>Données sur le <math>^{87}\text{Rb}</math></b>	<b>153</b>
<b>B</b>	<b>Spectroscopie vibrationnelle</b>	<b>155</b>
B.1	Théorie . . . . .	155
B.2	Oscillation de Rabi . . . . .	157
B.3	Spectroscopie vibrationnelle . . . . .	158
B.4	Estimation de la température de l'atome . . . . .	161
	Conclusion . . . . .	162
	<b>Bibliographie</b>	<b>163</b>



# Introduction

Depuis le début du siècle précédent, de nombreuses expériences ont confirmé les prédictions de la physique quantique et les phénomènes quantiques sont aujourd'hui couramment manipulés en laboratoire. Les propriétés des systèmes quantiques sont très différentes de celles des systèmes classiques et on pense maintenant à les exploiter pour diverses applications. Par exemple, il y a actuellement de larges perspectives dans le cadre des technologies de l'information. C'est ainsi qu'est apparu le domaine de l'information quantique. On peut y distinguer deux branches : la cryptographie quantique et le calcul quantique.

Les systèmes de cryptographie quantique permettent en principe d'assurer une sécurité absolue de l'information transmise. Cette sécurité repose sur le fait qu'une mesure d'un système quantique perturbe son état. Ainsi, lors de l'échange d'une clé secrète entre les deux correspondants, la présence d'un espion peut être détectée par les deux correspondants. L'information est portée par des photons qui peuvent se propager vite et loin dans des fibres optiques. On peut coder cette information soit sur des états discrets de photons uniques (par exemple la polarisation) [1], soit en utilisant des variables quantiques continues d'impulsions lumineuses [2].

D'autre part, la réalisation de calculs quantiques suscite un grand intérêt. En effet, pour certains problèmes, des algorithmes exploitant les propriétés de la physique quantique permettent de réaliser des calculs plus rapidement que leurs équivalents classiques. Plus précisément, ils permettent de changer la classe de difficulté des problèmes étudiés. Par exemple, l'algorithme de Shor [3] permet de factoriser des nombres en un temps variant polynomialement avec la taille du nombre plutôt qu'exponentiellement pour un calcul classique. Celui de Grover [4], permettant de faire des recherches d'une entrée dans une liste, demande un nombre d'itérations variant comme la racine du nombre d'entrées dans le cas quantique au lieu de varier linéairement avec ce nombre d'entrées. Essayons d'expliquer d'où peut provenir ce gain de temps de calcul. Prenons l'exemple d'un calcul que l'on souhaite réaliser sur un état codé sur deux bits. Il y a quatre valeurs d'entrées possibles  $|0\rangle = |00\rangle$ ,  $|1\rangle = |01\rangle$ ,  $|2\rangle = |10\rangle$ ,  $|3\rangle = |11\rangle$ . Dans le cas classique, si l'on veut connaître la réponse du calcul, il faut effectuer l'algorithme quatre fois. Par contre, avec un ordinateur quantique, les bits d'entrée qu'on appelle usuellement qubits peuvent être dans un état de superposition :  $|0\rangle + |1\rangle$ . L'état d'entrée à deux qubits peut donc être une superposition des entrées classiques :  $|00\rangle + |01\rangle + |10\rangle + |11\rangle$ . L'état de sortie après le calcul sera la superposition des quatre résultats. Comme le calcul est appliqué à toutes les entrées simultanément, il y a donc un effet de parallélisme lors du calcul qui permet potentiellement de gagner du temps. Cependant, de façon générale, l'état final est aussi une superposition et la mesure du résultat est donc probabiliste. Il faut donc *a priori* réaliser plusieurs fois

l'algorithme pour mesurer la réponse associée à chaque état d'entrée. Mais, dans ce cas, le gain inhérent au parallélisme du calcul est perdu. En pratique, l'algorithme quantique doit donc être conçu pour que l'étape finale de lecture donne l'information souhaitée avec une forte probabilité. Les algorithmes quantiques ne sont donc intéressants que pour résoudre certains types de problèmes. Leur conception est donc complexe et il en existe encore peu pour le moment, le plus spectaculaire demeurant l'algorithme de Shor.

Enfin, parce que l'on a un bon contrôle des systèmes quantiques, on peut les exploiter par exemple pour des expériences de métrologie [5, 6]. On peut aussi réaliser des simulateurs quantiques qui permettent de reproduire des systèmes plus complexes comme ceux de la physique du solide. Ainsi, un réseau d'atomes piégés dans une onde stationnaire lumineuse peut être un bon système modèle d'un cristal dans lequel on peut contrôler l'amplitude des interactions entre les atomes.

Dans la suite, nous nous intéressons au calcul quantique. Pour réaliser un calculateur quantique, on montre comme en logique classique, qu'il suffit de réaliser des opérations à un qubit et des opérations à deux qubits. Les opérations à un qubit sont des rotations de l'état du qubit. Les opérations à deux qubits consistent à réaliser des portes logiques. Comme dans le cas classique, il existe plusieurs types de portes. On montre que certaines sont universelles (la CNOT<sup>1</sup> par exemple) et combinées à des opérations à un qubit, elles permettent de réaliser n'importe quel calcul. Cependant, l'ingénierie quantique qu'il faut mettre en place reste un défi expérimental. Tout d'abord, il faut des systèmes dont on puisse contrôler l'état quantique pendant des temps suffisamment longs pour pouvoir effectuer des opérations logiques. Il est aussi nécessaire d'être capable d'induire des couplages contrôlés entre les différents qubits pour réaliser les portes logiques. Nous allons voir que différents systèmes de quelques qubits permettent déjà la réalisation de petits algorithmes quantiques, mais leur extension à un grand nombre de qubits reste une difficulté majeure.

### Les systèmes supports de l'information quantique

Un bon support de l'information quantique ou qubit doit pouvoir être placé dans une superposition choisie de deux de ces états. Il faut être aussi capable de lire l'état généré. On appelle opérations à un qubit l'ensemble de ces opérations. De plus, il est important que ce système soit isolé de l'environnement pour limiter les phénomènes de décohérence. En effet, si l'on ne contrôle pas le couplage du système à l'environnement, alors il peut y avoir des phénomènes qui changent l'état du qubit. Par exemple, pour un système atomique, l'émission spontanée peut faire basculer le système dans un des deux états du qubit. Les états de superposition sont particulièrement sensibles à ces interactions avec l'environnement. En effet, pour un état de superposition, il faut contrôler la phase relative entre les deux niveaux. Or, cette phase dépend par exemple de la fréquence de la transition du qubit. Ainsi, toute variation de fréquence de la transition induit une perte de maîtrise de la phase de la superposition.

Des atomes ou des ions uniques constituent de bons systèmes pour réaliser des qubits. On peut créer des superpositions de niveaux d'énergie de ces particules en utilisant des

---

<sup>1</sup>La CNOT (controlled-NOT) est une porte qui inverse l'état d'un des deux qubits dit "cible" lorsque l'état de l'autre qubit, dit "contrôle" vaut 1 et qui ne fait rien si le qubit de contrôle vaut 0.

faisceaux lumineux, ou des ondes radiofréquences. Pour les ions, des temps de cohérence de plusieurs secondes ont été observés [7]. Pour les atomes uniques on atteint actuellement des durées de cohérence d'environ 100 ms [8, 9].

On peut aussi utiliser des ensembles d'atomes froids dans un piège magnéto-optique [10]. Dans ce cas, l'information est codée sur une excitation délocalisée sur l'ensemble des atomes. Nous citerons des expériences intéressantes réalisées avec ces systèmes, mais les temps de cohérence sont limités à environ 10  $\mu$ s.

Un autre système intéressant est le photon. Il interagit peu avec son environnement et il est donc peu sensible à la décohérence. Comme il se déplace rapidement, il est aussi un bon transporteur de l'information quantique ("qubit volant"). Mais pour le stockage de l'information il est préférable de le faire interagir avec une mémoire quantique ("qubit stationnaire") capable de conserver sur un support fixe la même information que celle portée par le photon. Pour coder l'information, on peut créer différents types d'états de superposition en utilisant soit la polarisation des photons, soit leur canal de propagation, ou même leur temps d'émission.

Des systèmes de physique du solide sont également étudiés. Leur utilisation est difficile car les systèmes sont nécessairement couplés avec les vibrations de la matrice cristalline. Ces systèmes ont des temps de cohérence assez courts pour le moment et nécessitent généralement de travailler dans des environnements cryogéniques. On peut citer les boîtes quantiques [11], les jonctions Josephson supraconductrices [12], les ions terres rares dans les matrices cristallines [13] et les spins électroniques des centres NV dans le diamant [14].

### Comment réaliser des portes quantiques ?

De nombreux systèmes sont aujourd'hui bien contrôlés, et on peut réaliser des opérations à un qubit fiables. L'autre étape nécessaire consiste à contrôler l'interaction entre deux qubits pour pouvoir réaliser des portes logiques quantiques.

Les ions sont précurseurs dans cette voie. Des portes entre ions dans un même piège ont été réalisées. Elles reposent soit sur un couplage induit par les modes communs de vibration de la chaîne d'ions [16], soit sur des portes de phase dites géométriques [17].

On peut réaliser des portes logiques entre des photons en utilisant des effets d'interférences entre les photons combinés à des mesures appropriées sur le système. Le succès de l'opération est donc conditionné au résultat positif d'une mesure [18]. De plus, un exemple de porte logique a été récemment démontré entre deux jonctions Josephson en les couplant magnétiquement [19].

Dans ce manuscrit, nous nous intéressons aux atomes neutres. Ils ont l'avantage de ne pas avoir d'interaction importante entre eux, ce qui laisse espérer l'obtention de temps de cohérence très longs. Mais, en contrepartie, il n'est pas aisé de les faire interagir pour réaliser des opérations à deux qubits. Plusieurs voies permettant de réaliser des portes logiques sont étudiées. On peut par exemple coupler des atomes via les modes d'une cavité résonante. Des expériences utilisant des atomes de Rydberg traversant des cavités micro-ondes ont permis de créer une porte de phase entre un atome et le mode de la cavité [20]. Actuellement, plusieurs groupes essaient de réaliser ce type de protocoles en piégeant l'atome dans la cavité.

## INTRODUCTION

---

Une autre voie proposée est de réaliser des collisions contrôlées entre les atomes. On peut alors soit réaliser une collision pour laquelle la phase accumulée dépend de l'état interne des atomes via l'utilisation de résonances de Feshbach [21] ; soit réaliser des collisions après un déplacement des atomes dépendant de leur état interne. Ces protocoles nécessitent des atomes dans l'état fondamental du piège et sont donc difficiles à mettre en œuvre.

On peut aussi créer des interactions en excitant les atomes dans un état de Rydberg. Ainsi, on induit des interactions dipôle-dipôle entre des atomes voisins qui peuvent être utilisées pour réaliser des portes logiques entre des atomes distants de quelques microns sans avoir besoin de les déplacer ni de les refroidir dans l'état fondamental du piège [22]. Un intérêt de cette méthode est que la durée de vie de l'atome dans un état de Rydberg est de l'ordre de  $100 \mu\text{s}$  et donc une fois l'interaction effectuée, les atomes redeviennent indépendants rapidement.

Enfin, il est possible de réaliser des portes logiques dites conditionnelles sans interaction directe entre les qubits [23]. Cette méthode est applicable aux atomes neutres mais aussi pour d'autres types de qubits. On utilise pour cela les photons émis par les qubits. En effet, le résultat positif à une mesure bien choisie sur les photons émis permet "conditionnellement" de projeter les atomes dans un état intriqué<sup>2</sup> (voir chapitre V). Cette méthode est intéressante puisqu'elle permet d'intriquer des atomes à de grandes distances les uns des autres. Une démonstration de cette méthode entre deux ensembles atomiques est réalisée dans la référence [24].

### Des expériences récentes d'information quantique

Ces dernières années, plusieurs expériences de principe d'information quantique ont été réalisées. Après la démonstration de portes logiques à deux qubits, des petits algorithmes ont aussi été effectués. Une transformée de Fourier quantique, qui est un élément essentiel de plusieurs protocoles d'information quantique notamment l'algorithme de Shor, a été démontrée sur des ions [25]. L'algorithme de Deutsch-Jozsa qui permet de déterminer si une fonction est constante ou non a lui aussi été récemment réalisé [26].

En utilisant 4 qubits photoniques, l'algorithme de P. Shor permettant de factoriser le nombre 15 a été démontré [27], ainsi que l'algorithme de recherche dans une liste de L. Grover [28] et l'algorithme de Deutsch [29].

Enfin, plusieurs expériences ont été réalisées dans la perspective de créer des réseaux quantiques avec des sites reliés entre eux par les photons qu'ils émettent. Ainsi, l'intrication entre un atome et un photon a été observée [30, 31]. La téléportation de l'état d'un photon sur l'état d'un ensemble atomique, a permis de démontrer le stockage d'un qubit volant (photon) vers un qubit stationnaire (ensemble atomique) [32]. Il a aussi été démontré que l'on pouvait intriquer deux ensembles atomiques via l'absorption par un des ensembles d'un photon émis par l'autre ensemble [33].

---

<sup>2</sup>La réalisation de portes logiques nécessite de créer des corrélations entre les deux qubits, l'intrication est généralement une étape nécessaire à la réalisation de portes logiques.

### Vers des systèmes avec plus de qubits

Les expériences que nous venons de présenter sont déjà complexes et il paraît actuellement difficile d'imaginer leur extension à un grand nombre de qubits. La manipulation de photons notamment semble difficile à étendre. Les systèmes de physique du solide devraient permettre d'intégrer de nombreux qubits ensemble mais le contrôle des interactions entre qubits, ainsi que la réalisation de systèmes identiques restent difficiles. Du côté des pièges à ions, de nouvelles structures de piégeage créées par des puces sont prometteuses [34].

Mais, pour ce problème, les atomes neutres ont un grand potentiel. En effet, il a été démontré que l'on peut remplir des réseaux optiques à trois dimensions avec un atome par site dans leur niveau vibrationnel fondamental en utilisant une transition de Mott à partir d'un condensat de Bose-Einstein. Ce système est donc particulièrement intéressant puisqu'il permet de partir d'un registre d'atomes bien initialisé. Mais, actuellement, le facteur limitant est que l'on ne peut pas contrôler l'état de chaque atome individuellement dans ce type de réseau.

L'approche qui consiste à réaliser les portes à un et deux qubits de façon séquentielle paraît fastidieuse et difficile à étendre à un grand nombre de qubits. Une nouvelle approche pour réaliser du calcul quantique nommée usuellement calcul quantique "one-way" a été proposée [35]. Cette approche consiste à partir d'états intriqués de plusieurs qubits ("cluster states") et de réaliser le calcul à partir de cet état en n'utilisant que des opérations à un qubit. Il a été démontré que l'on peut aussi réaliser de cette manière des portes à deux qubits. Les protocoles avec des photons cités dans les références [28, 29] utilisent déjà avec succès cette approche à l'aide d'états intriqués de quatre photons. Bien sûr, partir d'un état intriqué de plusieurs qubits n'est pas évident, mais c'est par exemple réalisable avec des atomes neutres dans des réseaux optiques [36]. Ces perspectives rendent donc très intéressant le contrôle des atomes neutres en tant que qubits ainsi que l'étude de la réalisation d'états intriqués de plusieurs atomes neutres.

### Contenu de cette thèse

Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans le contexte de l'information quantique avec des atomes neutres. Ce travail expérimental a consisté à développer un système de piégeage d'atomes neutres individuels pour réaliser des opérations logiques quantiques. En effet, nous disposons au laboratoire d'une expérience qui permet de piéger des atomes de  $^{87}\text{Rb}$  un par un dans des pinces optiques. A partir de ce système, nous avons développé des opérations à un qubit en couplant différents niveaux de l'état fondamental. Cette maîtrise des qubits individuels est nécessaire quel que soit le type de protocole quantique développé par la suite. D'autre part, nous avons réalisé différentes études dans la perspective de faire interagir ces qubits entre eux. Ainsi, nous avons étudié la possibilité de déplacer des atomes dans leur pince optique et de les transférer d'une pince à une autre. Ces méthodes sont des éléments nécessaires à la gestion de qubits au sein d'un registre quantique comme celui proposé dans la référence [37]. Enfin, nous avons aussi caractérisé l'émission de photons uniques par les atomes. L'observation d'interférences entre les

## INTRODUCTION

---

photons émis par deux atomes distincts permet d'envisager la réalisation d'expériences d'intrication conditionnelle de deux atomes séparés.

Ce manuscrit s'organise de la manière suivante :

- Dans le premier chapitre, on décrit le dispositif de piégeage d'atomes uniques et les caractéristiques de l'atome dans le piège.
- Le deuxième chapitre présente le système laser Raman développé pour réaliser des transitions entre des niveaux hyperfins de l'état fondamental ainsi que les premières observations de ces transitions.
- Le chapitre III démontre comment, à partir de ce système, nous avons réalisé des opérations à un qubit fiables.
- Dans le chapitre suivant, on étudie l'influence du mouvement des pinces optiques et du transfert d'une pince optique dans une autre sur l'état du qubit.
- Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'émission de photons uniques par les atomes piégés dans la perspective de réaliser des protocoles d'intrication conditionnelle. On démontre notamment l'observation d'interférences à deux photons.

# Chapitre I

## Piégeage d'atomes uniques

Le dispositif expérimental utilisé pendant cette thèse permet de capturer des atomes froids un par un dans un piège optique microscopique. Il est utilisé depuis plusieurs années et a déjà fait l'objet de trois thèses : [38, 39, 40]. Dans ce chapitre, on fera d'abord une brève description du principe du piégeage d'atomes uniques. Nous décrirons ensuite le dispositif expérimental. Enfin, nous donnerons les principales caractéristiques du piège à atomes uniques utilisé pendant cette thèse.

### I.1 Principe du piégeage d'atomes uniques

Les atomes sont piégés en utilisant la force dipolaire. Après avoir expliqué son origine, nous montrerons comment l'on peut piéger des atomes uniques grâce à cette force.

#### I.1.1 La force dipolaire

Lorsqu'un atome est éclairé par un laser, son nuage électronique est déformé par le champ électrique lumineux. Il acquiert un dipôle induit  $\vec{p}$  proportionnel à ce champ électrique. Ce coefficient de proportionnalité est nommé polarisabilité et noté  $\alpha$ . L'énergie d'interaction entre ce dipôle induit et le champ électrique  $\vec{E}$  s'écrit :

$$W = -\frac{1}{2}\vec{p} \cdot \vec{E} \quad (\text{I.1})$$

On constate que suivant le signe de  $\alpha$ , le dipôle a tendance soit à s'aligner soit à s'antialigner avec le champ pour minimiser son énergie. Mais la dynamique du dipôle est beaucoup plus lente que les fréquences optiques, le dipôle n'est sensible qu'à la valeur moyenne de cette énergie. On montre [41] que l'énergie d'interaction moyenne s'écrit :

$$\langle W \rangle = -\text{Re}(\alpha)|E|^2 \quad (\text{I.2})$$

Le signe de cette énergie dépend donc de la partie réelle de  $\alpha$  et ainsi, suivant la fréquence du laser, l'atome est attiré soit vers les maxima (désaccord rouge) soit vers les minima (désaccord bleu) d'intensité lumineuse. C'est le potentiel dipolaire.

Quantiquement, pour un atome à deux niveaux, on montre [38] que pour les grands désaccords la profondeur du potentiel dipolaire s'écrit :

$$U_{dip} = \frac{\hbar\Omega^2}{4\delta_L} = \frac{\hbar\Gamma^2}{8\delta_L} \frac{I}{I_{sat}} \quad (\text{I.3})$$

où :

- $\hbar\Omega = -\vec{d} \cdot \vec{E}$ . La quantité  $\Omega$  est appelée fréquence de Rabi de la transition dont  $\vec{d}$  est l'élément de matrice dipolaire caractérisant la transition étudiée.
- $\delta_L$  est le désaccord du laser par rapport à la transition atomique.
- $I$  est l'intensité du faisceau lumineux.
- $\Gamma$  et  $I_{sat}$  sont la largeur naturelle et l'intensité de saturation de la transition (voir l'annexe A pour les valeurs numériques).

Dans notre cas, nous utilisons un laser désaccordé vers le rouge, les atomes sont donc piégés dans les maxima d'intensité lumineuse.

### I.1.2 Potentiel vu par les atomes

Pour déterminer le potentiel vu par les atomes, il faut prendre en compte le profil de l'intensité laser et la structure interne des niveaux d'énergies de l'atome.

#### Cas d'un faisceau gaussien

Le champ lumineux pour piéger les atomes est créé par la focalisation d'un faisceau gaussien à travers un objectif. Il peut donc avoir une structure complexe au niveau de la position du waist. Cependant, on supposera que l'intensité lumineuse a un profil gaussien :

$$I(r, z) = \frac{I_0}{1 + z^2/z_R^2} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right] \quad (\text{I.4})$$

Et donc la forme du potentiel du piège sera :

$$U_{dip}(r, z) = \frac{U_0}{1 + z^2/z_R^2} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right] \quad (\text{I.5})$$

où l'on pose :

$$U_0 = \frac{\hbar}{8I_{sat}} \Gamma^2 \frac{I_0}{\delta_L} \quad \text{et} \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2} \quad (\text{I.6})$$

On en déduit que les atomes explorent un potentiel gaussien suivant la direction transverse et un potentiel lorentzien suivant la direction longitudinale. Le volume typique du piège est  $w_0 \times w_0 \times z_R$ . Si les atomes sont suffisamment froids ils explorent seulement le fond du piège (on verra que c'est une hypothèse réaliste). Dans ce cas, on peut approximer le potentiel réel par un potentiel harmonique anisotrope à trois dimensions. Pour une particule de masse  $m$ , les fréquences d'oscillations transverse et longitudinale sont :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}} \quad (\text{I.7})$$

## Structure interne

Les atomes possèdent plusieurs niveaux d'énergie. La formule I.3 donnant la profondeur du piège pour un atome à deux niveaux doit donc être modifiée. Pour le  $^{87}\text{Rb}$ , le calcul de la profondeur du piège a été étudié dans la thèse [40].

Dans une vision quantique du potentiel dipolaire, le couplage entre les niveaux excités et le niveau fondamental par le faisceau piège provoque un déplacement des niveaux d'énergies dépendant de la position. Pour un désaccord vers le rouge, le niveau fondamental est repoussé par les niveaux excités vers des énergies plus basses. Ainsi pour le niveau fondamental  $5S_{1/2}$  et pour un faisceau à 810 nm, on peut en première approximation considérer que seules les transitions D1 et D2 du niveau  $5S_{1/2}$  vers les niveaux  $5P_{1/2}$  et  $5P_{3/2}$  respectivement à 795 et 780 nm contribuent au déplacement de l'énergie de l'état fondamental. La profondeur du piège pour un atome dans l'état fondamental s'écrit alors [41] :

$$U_{dip} = \frac{\hbar\Omega^2}{4} \left( \frac{1}{3\delta_{1/2}} + \frac{2}{3\delta_{3/2}} \right) \quad (\text{I.8})$$

où  $\delta_{1/2}$  est le désaccord par rapport à la raie D1 ( $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ ) et  $\delta_{3/2}$  est le désaccord par rapport à la raie D2 ( $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ ).

Notons que pour le  $^{87}\text{Rb}$ , le niveau fondamental se décompose en deux niveaux hyperfins  $F=1$  et  $F=2$  (cf Annexe A). Chacun d'eux contient une structure Zeeman. Mais pour un piège polarisé linéairement, et si l'on néglige l'écart en fréquence entre les deux niveaux hyperfins, tous ces niveaux sont déplacés de la même quantité [40].

Dans notre cas, pour un piège à 810 nm, un waist de 1  $\mu\text{m}$  et une puissance de 1 mW on trouve une profondeur de 800  $\mu\text{K}$ .

### I.1.3 Comment piéger des atomes uniques ?

Pour piéger des atomes, plusieurs conditions importantes doivent être satisfaites. Tout d'abord, les profondeurs des pièges dipolaires sont de l'ordre du mK. Il faut donc un réservoir d'atomes suffisamment froids pour rester dans le piège. Nous utilisons ainsi des atomes refroidis dans une mélasse optique. Même si nous n'avons pas mesuré sa température, en se référant à d'autres expériences similaires, on s'attend à une température de l'ordre de 100  $\mu\text{K}$ . De plus, le piège formé étant conservatif, les atomes qui entrent dans le piège vont en ressortir sauf s'il y a de la dissipation au cours de leur mouvement dans le piège. Les faisceaux de refroidissement de la mélasse sont donc nécessaires pour assurer cette dissipation. Ces faisceaux possèdent aussi un autre rôle. Ils font fluorescer les atomes et permettent ainsi leur observation.

D'autre part, il faut que la lumière du piège dipolaire soit suffisamment désaccordée pour limiter l'émission spontanée. En effet, cela pourrait provoquer un chauffage de l'atome dans le piège et changer son état interne. Notre piège est à 810 nm. Il est donc désaccordé d'environ 7 THz par rapport au niveau  $5P_{1/2}$  (raie D1) et 14 THz par rapport au niveau  $5P_{3/2}$  (raie D2). On verra expérimentalement que ce désaccord est suffisant pour nos expériences.

Les conditions précédentes assurent le piégeage d'atomes. Mais il faut trouver un régime de paramètres où le chargement du piège se limite soit à 0 soit à 1 atome et jamais plus. Ce régime s'appelle le "blocage collisionnel" et a été étudié dans la thèse [38]. En résumé, il suffit que lorsqu'il y a un atome dans le piège et qu'un deuxième arrive, il y ait aussitôt une collision inélastique à deux corps qui expulse ces deux atomes hors du piège. Il faut donc que le taux de collision à deux corps soit important dès qu'il y a deux atomes dans le piège. Or, ce taux de collision est inversement proportionnel au volume du piège. Ce volume variant en  $w_0^4/\lambda$  on constate que le waist du faisceau change rapidement ce taux de collision. Pour maximiser les pertes à deux corps, il faut donc des pièges de très petit volume et des taux de chargement (c'est à dire des densités atomiques de la mélasse) assez faibles. Grâce à l'objectif MIGOU décrit plus loin, on focalise le faisceau sur un waist plus petit que  $1 \mu\text{m}$  et on parvient donc à obtenir ce régime de blocage collisionnel et à capturer les atomes un par un.

## I.2 Généralités sur le dispositif expérimental

La manipulation d'atomes uniques nécessite un dispositif expérimental complexe. Nous détaillons ici les éléments essentiels de ce dispositif.

### I.2.1 La mélasse optique

La description de la mélasse optique a été faite dans la thèse [38]. On retiendra que l'on obtient un nuage d'atomes de  $^{87}\text{Rb}$  en ralentissant un jet atomique avec un faisceau laser balayé en fréquence. La mélasse est constituée de 3 faisceaux rétro réfléchis en configuration  $\sigma^+/\sigma^-$  à 780 nm. Ces faisceaux sont générés par des diodes laser asservies en fréquence. Chaque faisceaux est en fait constitué d'un faisceau principal accordé sur la transition fermée ( $5S_{1/2} F=2 \rightarrow 5P_{3/2} F=3$ ) de la raie D2 et d'un faisceau repompeur lui aussi sur la raie D2 mais accordé pour vider le niveau  $F=1$  de l'état fondamental. Enfin, cette mélasse est réalisée dans un système ultra-vide où règne une pression résiduelle d'environ  $10^{-10}$  mbar.

### I.2.2 Le piège dipolaire

On a vu au paragraphe I.1.3 que pour capturer des atomes uniques on a besoin d'un piège dipolaire très focalisé. L'originalité de notre expérience repose sur un objectif développé à L'Institut d'Optique et décrit dans la thèse [42], qui permet de focaliser un faisceau à 810 nm sur un waist inférieur à  $1 \mu\text{m}$ . Pour focaliser le plus possible, il faut maximiser l'ouverture numérique du système. Ici, elle vaut 0,7 et correspond à un angle au sommet du cône de collection de  $90^\circ$ . C'est pourquoi il a été baptisé MIGOU pour Microscope de Grande OUverture. Cependant, pour atteindre la limite de diffraction avec une telle ouverture, il a fallu assembler 9 lentilles afin de corriger au mieux les aberrations. De plus, cet objectif possède une distance de travail de 1 cm qui est suffisamment grande pour permettre la formation d'une mélasse optique au foyer de l'objectif. Enfin, le faisceau piège à 810nm est généré par une diode laser à cavité étendue. Il est

mis en forme pour entrer dans l'objectif grâce à une fibre optique monomode à maintien de polarisation et un objectif de microscope. Sa polarisation est verticale. On peut former un deuxième piège dipolaire en dupliquant ce système comme sur la figure I.1.

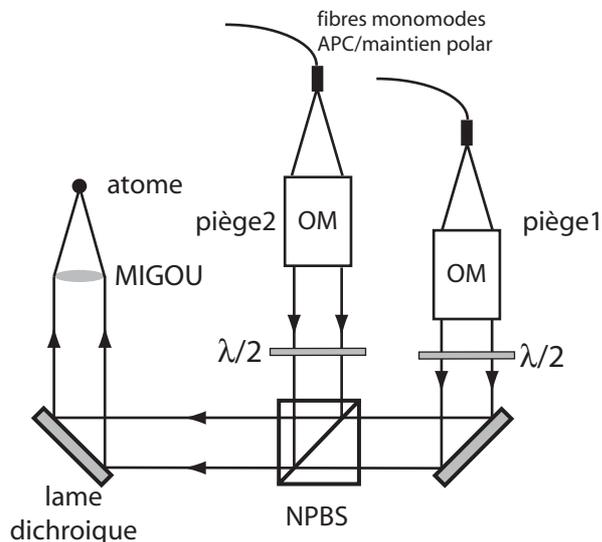


FIG. I.1: Schéma du système optique utilisé pour envoyer les faisceaux pièges sur l'objectif. Les deux faisceaux sont issus de fibres monomodes à maintien de polarisation. Ils sont collimatés par un objectif de microscope (OM). Ils sont ensuite mélangés sur un cube non polarisant (NPBS) avant d'être réfléchis sur une lame dichroïque. Leur polarisation verticale est ajustée via les lames demi-onde. La fluorescence de l'atome à 780 nm ressort en transmission de la lame dichroïque.

### I.2.3 Système d'imagerie

La très grande ouverture numérique de MIGOU permet aussi de collecter un grand nombre de photons émis par l'atome (15% en supposant une émission isotrope). Comme il a aussi été optimisé à 795nm (raie D1) et à 780 nm (raie D2), la lumière collectée à 780 nm est limitée par la diffraction et les photons sont donc émis dans un mode spatial bien défini.

Ces photons sont envoyés sur deux détecteurs différents comme représenté sur la figure I.2. Le premier est une caméra CCD 16 bits refroidie. Son temps de pose minimum de 10 ms permet l'observation des atomes un par un (voir paragraphe I.3.1) mais ne permet pas la détection de photons uniques. Nous utilisons donc aussi une photodiode à avalanche qui permet d'accéder à des échelles de temps beaucoup plus rapides et donc à la détection de photons uniques. Elle émet des impulsions de durée 20 ns avec un temps mort de 50 ns. Pour limiter la lumière parasite sur ce détecteur, on utilise un système de filtrage spatial confocal. Il permet d'imager seulement la fluorescence de l'atome (voir la thèse [38]). Ce système de détection est entièrement dans l'espace libre.

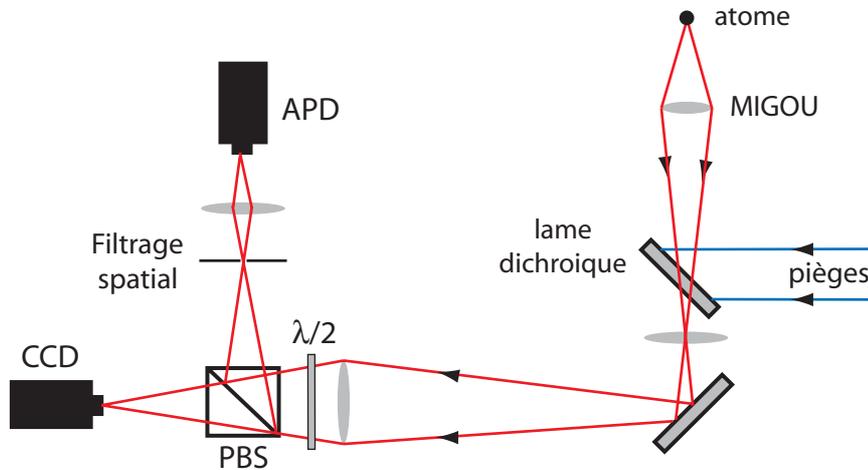


FIG. I.2: Schéma de principe du système d'imagerie. La lumière de fluorescence traverse un système de grandissement environ 25 pour être envoyée soit sur une caméra CCD, soit sur une photodiode à avalanche (APD).

Nous avons aussi ajouté une deuxième voie d'imagerie (non représentée) pour laquelle nous avons couplé la fluorescence dans une fibre multimode avant de l'envoyer sur une autre photodiode à avalanche. Plus récemment, nous avons aussi démontré que l'on pouvait coupler cette lumière dans une fibre monomode avec une efficacité de l'ordre de 60% par rapport à ce que l'on a sur les autres voies.

### I.2.4 Contrôle informatique de l'expérience

Les expériences que nous réalisons nécessitent le pilotage de nombreux appareils : pilotes de modulateurs acousto-optiques, pilotes d'obturateurs mécaniques, commutation de champ magnétique, comptage de photons,... Les échelles de temps vont de la microseconde à la seconde. De plus, les mesures que nous effectuons sont des mesures de probabilités. Par exemple, on mesure souvent la probabilité que l'atome soit présent ou non après une séquence donnée. Pour déterminer cette probabilité, il faut donc répéter les expériences afin d'obtenir une statistique raisonnable. Pour effectuer ces mesures en un minimum de temps, nous utilisons des cartes d'acquisition pilotées par ordinateur.

La carte principale utilisée est une carte National Instruments PCI6713. Elle possède 8 entrées/sorties digitales et 8 autres analogiques ainsi que 2 compteurs. Elle est pilotée par une interface que nous avons développée sous IgorPro. Actuellement les performances que nous pouvons obtenir sont les suivantes :

- Les sorties analogiques sont pilotées entre -10V et +10V avec une résolution de 2  $\mu$ s. On peut atteindre 1  $\mu$ s en n'utilisant que 5 des 8 sorties disponibles. Parmi les 8 sorties, une d'entre elles est utilisée pour synchroniser le compteur avec ces sorties et une autre pour synchroniser les sorties digitales.

- Nous pouvons piloter 7 sorties digitales avec une résolution de 0,5 ms. La huitième sortie est utilisée comme entrée pour synchroniser les sorties digitales et les sorties analogiques. Cette synchronisation n'est pas optimale et pourrait probablement être améliorée pour obtenir des résolutions plus grandes mais cela ne s'est pas révélé nécessaire pour le moment.
- Un compteur permet de compter les photons détectés par la photodiode à avalanche. Il compte dans des fenêtres définies par la sortie analogique qui le synchronise. Ces fenêtres font au minimum 4  $\mu$ s car elles sont définies par des fronts de la sortie analogique dont la résolution est de 2  $\mu$ s (il faut deux points pour définir un front soit 4  $\mu$ s).

Ce dispositif permet donc de répéter une expérience autant de fois que nécessaire et de stocker les résultats au fur et à mesure. Cependant, pour de nombreuses expériences, on souhaite faire varier un paramètre, par exemple, une fréquence lors de la mesure d'un spectre. Nous avons donc ajouté au précédent système une interface GPIB qui permet de piloter différents appareils comme des synthétiseurs de fréquence et de balayer des paramètres sans intervention de l'expérimentateur. Ceci nous a permis d'obtenir un gain de temps très important.

Enfin, de manière totalement indépendante, nous utilisons une carte de comptage rapide (TimeHarp200 de la société PicoQuant), qui permet de faire des mesures à l'échelle de la nanoseconde (qui est de l'ordre de grandeur de la durée de vie de l'état excité). Elle a été utilisée pour les expériences d'émission de photons uniques.

### I.2.5 Principe général des expériences

Toutes les expériences décrites dans ce manuscrit reposent sur le même principe. On part d'un état où le piège dipolaire et la mélasse sont allumés simultanément. On mesure la fluorescence collectée pendant des fenêtres d'environ 15 ms. Dans cet intervalle de temps, on peut sans erreur discriminer si un atome est présent dans le piège ou non (voir paragraphe I.3.1). Si c'est le cas, on coupe le faisceau de la mélasse et on maintient l'atome dans le piège dipolaire "dans le noir". Sinon, on recommence la mesure de la fluorescence pendant encore 15 ms jusqu'à ce que l'on détecte un atome. Le temps moyen qu'il faut pour capturer un atome dépend de la densité de la mélasse. Un ordre de grandeur usuel est de 200 ms.

Une fois l'atome piégé dans le noir, on lui applique la séquence expérimentale de notre choix (qui mène souvent à son éjection du piège). Puis on rebranche les faisceaux de la mélasse pour refroidir l'atome présent ou en recapturer un autre.

Le signal de fluorescence acquis sur l'ordinateur est moyenné et analysé en temps réel. On répète généralement les expériences quelques centaines de fois pour avoir un bon rapport signal à bruit.

### I.3 Caractéristiques du piège à atomes uniques

Nous faisons ici le bilan des caractéristiques usuelles des atomes uniques dans le piège dipolaire.

#### I.3.1 Observation d'un atome unique

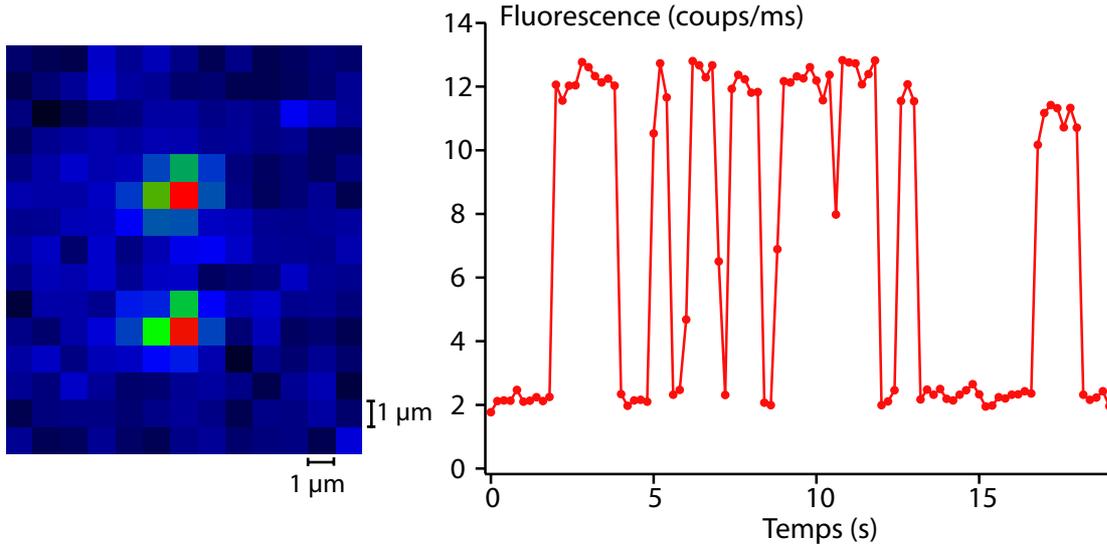


FIG. I.3: A gauche, image sur la caméra CCD de deux atomes séparés d'environ  $5 \mu\text{m}$ . 1 pixel correspond à  $1 \mu\text{m}$  dans le plan des atomes. (temps de pose : 200 ms). A droite, signal de fluorescence détecté par la photodiode à avalanche. Le signal présente deux niveaux distincts qui indiquent le piégeage d'atomes un par un. Le signal vaut environ 12000 coups/s contre seulement 2000 coups/s de bruit.

La caméra CCD permet de faire des images avec une bonne résolution spatiale. Par exemple, sur la figure I.3, on observe avec un bon rapport signal à bruit deux atomes uniques séparés de seulement  $5 \mu\text{m}$ .

D'autre part, la photodiode à avalanche permet d'obtenir des signaux comme celui de la figure I.3. Pour obtenir ce signal, on laisse la mélasse et le piège dipolaire allumés. Chaque point correspond à la fluorescence collectée en 200 ms. On voit clairement deux niveaux de fluorescence. Un niveau de l'ordre de 2000 coups/s qui correspond au fond et un niveau de l'ordre de 12000 coups/s qui correspond à la présence de l'atome dans le piège. On observe donc en temps réel les atomes entrer et sortir du piège. On constate aussi qu'il n'y a jamais deux atomes dans le piège.

On peut discerner facilement les deux niveaux de fluorescence. Quantifions un peu ceci. Si on intègre ces niveaux de fluorescence pendant 15 ms, on en déduit que l'on détecte environ 200 photons en moyenne en présence d'un atome et 30 photons lorsqu'il n'y a que du fond. Donc, même si l'on prend en compte le bruit de photons qui vaut respectivement 14 photons et 5 photons, on voit que l'on peut déterminer avec une probabilité supérieure à 99 % si un atome est présent dans le piège. En pratique, on choisit une valeur seuil et si

le signal est plus grand que cette valeur, on décide qu'il y a un atome, s'il est plus petit on reprend la mesure jusqu'à capture d'un atome.

Les taux d'erreurs inhérents à cette méthode de détection ont été étudiés dans la thèse [39].

### I.3.2 Durée de vie de l'atome dans le piège

Pour coder de l'information sur l'état d'un atome, il faut d'abord se demander combien de temps on peut le garder dans le piège. Pour faire cette mesure, après détection d'un atome, on coupe la lumière de la mélasse, et on laisse l'atome dans le piège. Après un temps variable, on rebranche les faisceaux de la mélasse pour faire fluorescer l'atome et on détecte s'il est présent ou non. En moyennant sur 200 expériences, on en déduit la probabilité de recapture après un certain temps passé dans le piège. On obtient la courbe de la figure I.4. Un ajustement exponentiel des points donne une durée de vie à  $1/e$  de  $3,3 \pm 0,2$  s.

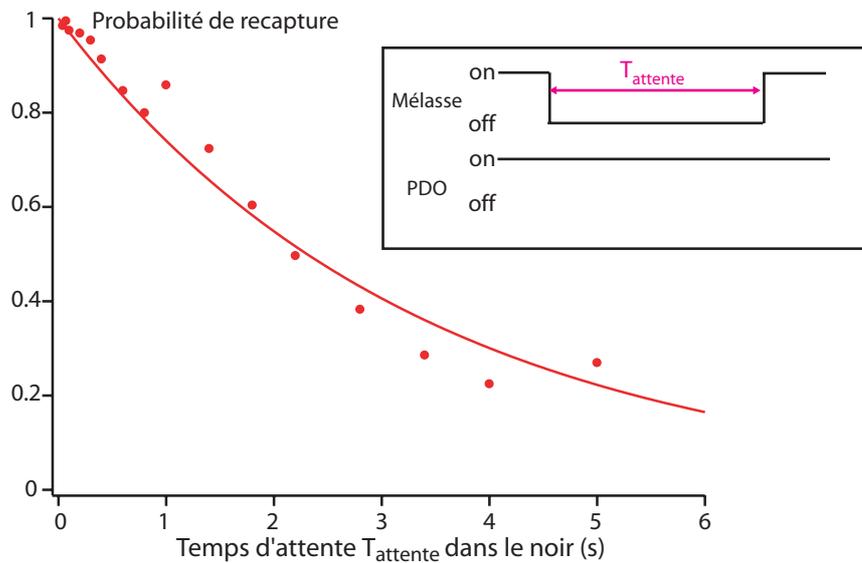


FIG. I.4: Durée de vie d'un atome dans le piège dipolaire. Chaque point correspond à une probabilité de recapture obtenue après moyenne sur 200 expériences. La courbe est un ajustement exponentiel des données avec le temps de décroissance comme seul paramètre libre. La profondeur du piège est de 1,2 mK.

Ces pertes peuvent être dues à des collisions avec le gaz résiduel dans l'enceinte, ou à un chauffage de l'atome dans le piège qui finit par faire sortir l'atome du piège. Nous avons montré que ce chauffage est trop faible (voir paragraphe I.3.3) pour expliquer cette durée de vie. Nous sommes donc essentiellement limités par la pression dans l'enceinte. Ce temps de vie peut paraître court. Cependant, les manipulations de l'atome se font sur des échelles de temps bien plus courtes : on change l'état interne en quelques microsecondes. L'émission de photons a lieu sur des échelles d'une centaine de nanosecondes. Même le déplacement de l'atome se fait en seulement quelques millisecondes. De plus, on

a vu que le temps nécessaire à la recapture d'un nouvel atome est court. Nous ne sommes donc pas du tout limités par la durée de vie de l'atome dans le piège.

### I.3.3 Température de l'atome dans le piège

#### Température

Un paramètre essentiel de nos expériences est la température de l'atome dans le piège. La température pour un seul atome n'a pas de sens. Nous la définissons pour un ensemble d'expériences successives. On suppose alors que la dispersion des énergies de l'atome dans le piège pour plusieurs réalisations successives est associée à une distribution thermique. D'autre part, on se place ici dans un régime classique. En effet, les niveaux d'énergie vibrationnelle du piège sont quantifiés (voir Annexe B) et il faudrait donc prendre en compte cette discrétisation des énergies du système. Cependant, dans le domaine de température que nous mesurons, le nombre vibrationnel moyen est élevé (de l'ordre de 10). L'approximation qui consiste à supposer une distribution thermique classique est donc pertinente.

Expérimentalement, on obtient cette température en faisant des mesures de "lâcher-recapture" : on coupe le piège dipolaire pendant un temps variable et on mesure la probabilité de recapturer l'atome lorsqu'on rebranche le piège dipolaire. Ainsi plus l'atome est chaud, plus la probabilité de le recapturer pour un temps de coupure donné est faible. On obtient des courbes comme celle de la figure I.5. Pour déterminer la température à partir de cette courbe, nous ajustons les points par le résultat d'une simulation.

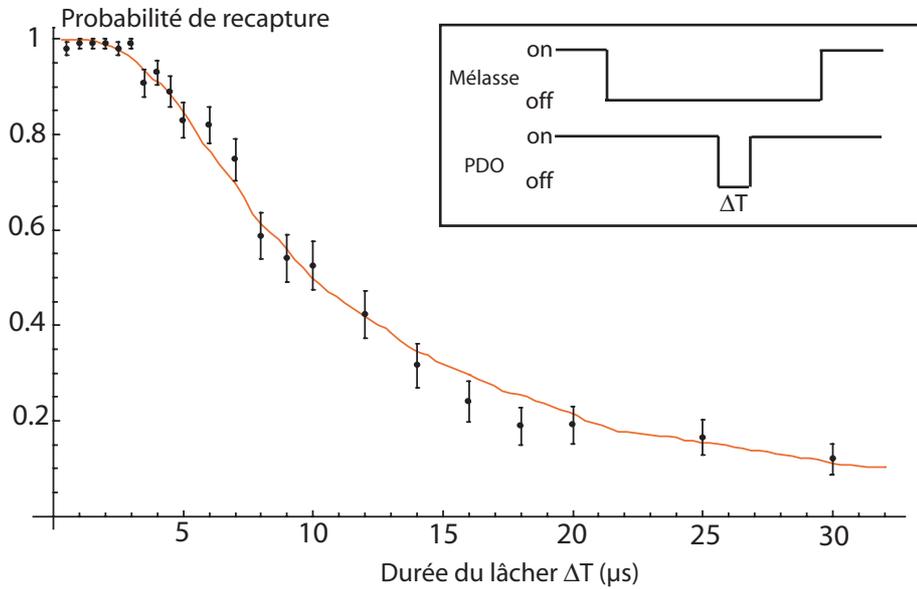


FIG. I.5: Mesure de température. La profondeur du piège est d'environ  $0,5 \text{ mK}$ . La courbe continue correspond à une simulation pour une température de  $54 \mu\text{K}$ . Les barres d'erreurs sont les barres d'erreurs statistiques attendues pour une distribution binomiale.

La simulation est de type Monte-Carlo, elle consiste à tirer suivant une distribution

thermique la position et la vitesse d'un atome et de regarder s'il est recapturé ou non après un vol balistique. On détermine pour chaque durée de temps de vol la probabilité de recapture en moyennant les résultats sur un grand nombre d'atomes. Cette simulation est réalisée pour plusieurs températures de notre choix. Pour chaque température on calcule le  $\chi^2$  qui traduit l'écart entre les données et la simulation. Finalement, on détermine la température comme l'abscisse du minimum de la courbe reliant les  $\chi^2$  aux températures choisies. Expérimentalement, celle-ci est dans la gamme 50-100  $\mu\text{K}$ <sup>1</sup>. Remarquons que la température est toujours sub-Doppler ( $T_D=140 \mu\text{K}$  pour le  $^{87}\text{Rb}$ ). Il existe donc un mécanisme de refroidissement autre que le refroidissement Doppler. Nous n'avons pas identifié clairement ce mécanisme. En effet, l'efficacité du refroidissement par gradient de polarisation paraît limitée car l'atome est confiné sur un volume plus faible que la longueur d'onde.

### Taux de chauffage

Il est aussi important de se demander si l'atome reste à cette température lorsqu'on le laisse dans le piège ou s'il subit un chauffage. Ainsi, nous avons mesuré cette température pour des temps d'attente variables dans le piège après extinction des faisceaux de la mélasse (cf figure I.6). Le taux de chauffage est déduit de la pente de l'ajustement linéaire. On obtient une valeur de  $0,04 \pm 0,005 \mu\text{K}/\text{ms}$ . Sur l'échelle d'une centaine de ms, la température de l'atome augmente donc de quelques microkelvins seulement.

Une des causes connues de chauffage dans les pièges dipolaires est la diffusion de la lumière hors-résonance du piège par l'atome. Le taux de diffusion  $R$  s'écrit [41] (en supposant que l'atome reste au fond du piège pendant toute la durée de l'expérience et ce malgré le chauffage) :

$$R = \Gamma \frac{\Omega^2}{4} \frac{1}{3} \left( \frac{2}{\delta_{3/2}^2} + \frac{1}{\delta_{1/2}^2} \right) \quad (\text{I.9})$$

Le taux de chauffage final s'écrit  $2T_r R$  [41] où  $T_r$  est la température de recul qui vaut 181 nK pour le  $^{87}\text{Rb}$  [44].

On déduit de ces formules que pour un piège de 1,2 mK de profondeur, on a un taux de diffusion d'environ 100 photons par seconde soit un taux de chauffage de  $0,036 \mu\text{K}/\text{ms}$ . On constate donc qu'expérimentalement nous sommes presque exclusivement limités par ce phénomène.

Il existe d'autres causes possibles de chauffage :

- La présence de lumière parasite peut chauffer comme le fait la lumière du piège.
- Des fluctuations de profondeur ou de pointé du piège peuvent aussi chauffer l'atome [43].

Ces deux effets semblent négligeables dans notre cas.

### I.3.4 Optimisation fine du confinement et de la position du piège

Dans les thèses [38, 39, 40], il a été démontré que l'on pouvait mesurer la profondeur du piège en sondant la fréquence de résonance de l'atome dans le piège. La mesure consiste en

---

<sup>1</sup>L'annexe B décrit une autre méthode de mesure de température à l'aide de faisceaux Raman. Cette méthode donne des résultats compatibles avec les mesures par temps de vol décrites ici.

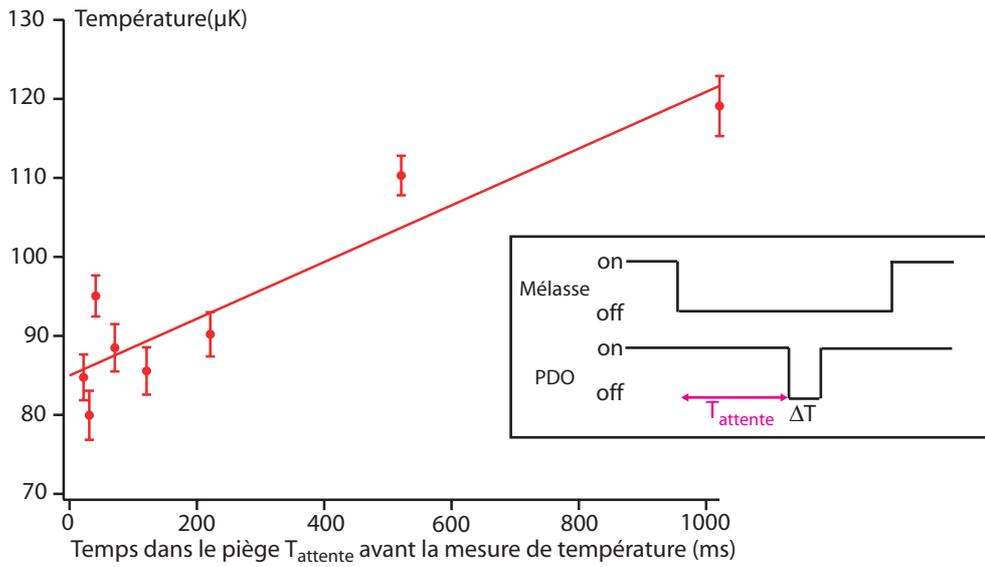


FIG. I.6: Température de l'atome en fonction du temps passé dans le piège. La profondeur du piège est de 1,2 mK. La courbe est un ajustement linéaire des points expérimentaux. On en déduit un taux de chauffage de  $0,04 \pm 0,005 \mu\text{K}/\text{ms}$ .

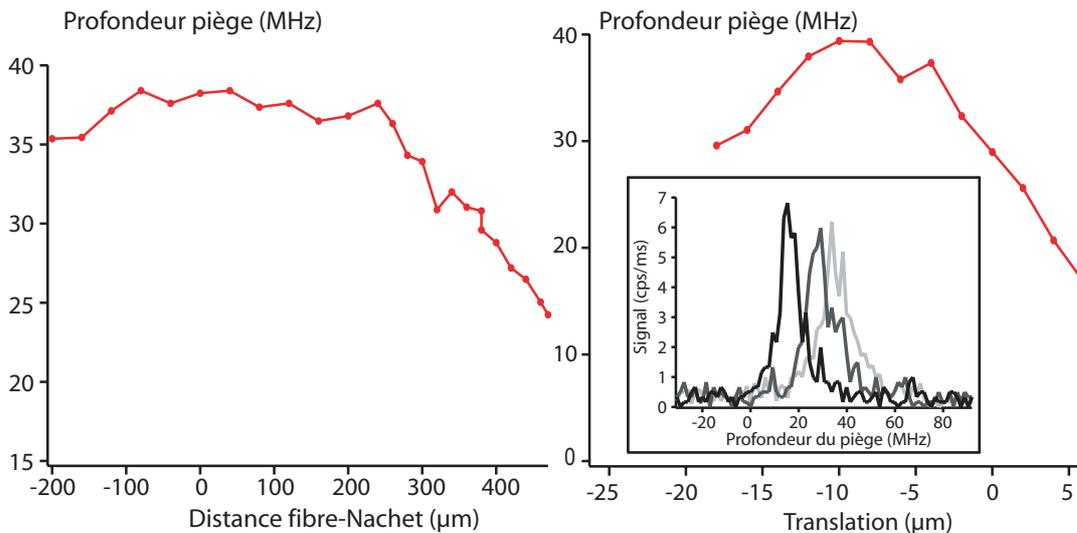


FIG. I.7: A gauche, mesure de la profondeur du piège en fonction de la distance entre la fibre et l'objectif de microscope mettant en forme le faisceau piège pour une puissance fixée à 2 mW. A droite, mesure de la profondeur du piège en fonction de la position transverse du piège (puissance fixée à 1,75 mW). Le champ transverse de l'objectif est d'environ 10  $\mu\text{m}$ . En insert, trois exemples de spectres mesurés pour des positions différentes sont superposés sur la même courbe (de gauche à droite : 6, 0 et -6  $\mu\text{m}$ ).

l'illumination de l'atome par un faisceau sonde dont on balaie la fréquence. En prenant soin d'utiliser de faibles intensités pour ne pas chauffer l'atome, on mesure ainsi la fréquence de résonance de l'atome. De cette mesure on extrait le déplacement lumineux créé par

le piège dipolaire. Ce déplacement est proportionnel à l'intensité du piège (formule I.3). Connaissant la puissance du faisceau, on peut donc extraire le waist du piège. Plus le piège est profond pour une puissance laser donnée, plus le waist du faisceau piège est petit. Au cours de cette thèse, nous avons optimisé la position transverse et la focalisation du faisceau piège à travers l'objectif MIGOU pour obtenir le waist le plus petit possible.

Tout d'abord, nous avons étudié la profondeur du piège, en fonction de la distance entre la sortie de la fibre optique et l'objectif de microscope mettant en forme le faisceau (voir figure I.1). Ce réglage permet de changer la convergence du faisceau entrant dans MIGOU et ainsi la position du point focal le long de l'axe optique. On obtient la courbe de gauche de la figure I.7.

On observe un plateau pour la profondeur du piège. Sur cette gamme, le piège reste de taille constante mais se déplace le long de l'axe optique. Des simulations détaillées dans la thèse [38] confirment ce comportement. Mais, pour maximiser l'efficacité de collection des photons émis par l'atome, on cherche à se placer au centre de courbure de l'objectif. Les simulations ont permis de déterminer le bon réglage.

Puis, nous avons changé l'angle du faisceau entrant dans MIGOU. On obtient la courbe de droite de la figure I.7 où est représentée la profondeur du piège vu par un atome en fonction de la position du piège repérée sur la caméra CCD. On voit donc qu'il est possible de maximiser la profondeur du piège pour une puissance lumineuse fixe et ainsi de minimiser le waist du faisceau. Nous avons fait cette optimisation dans les deux directions transverses. On constate sur cette courbe que l'ordre de grandeur du champ transverse de MIGOU est d'une dizaine de microns.

Le bilan de cette optimisation est que l'on obtient un piège dont la profondeur vaut 24 MHz (ou 1,15 mK) par mW de puissance lumineuse. Comme le déplacement lumineux est relié à l'intensité lumineuse du faisceau piège, alors on peut déterminer le waist du faisceau à partir de la profondeur mesurée du piège et de la puissance du faisceau. Dans le cas d'une pente de 24 MHz/mW, on extrait un waist du faisceau de 0,82 microns.

### I.3.5 Fréquence d'oscillation de l'atome dans le piège

On peut mesurer la fréquence d'oscillation de l'atome dans le piège grâce à la méthode déjà décrite dans les références [40, 45]. Le principe consiste à faire deux "lâchers-recaptures" successifs de l'atome séparés par un temps variable (figure I.8).

Le premier lâcher-recapture permet de faire osciller l'atome plus fortement dans le piège (dans les conditions habituelles, l'atome reste au fond du piège) car après un vol libre l'atome s'est en moyenne éloigné du centre du piège au moment de sa recapture. Ensuite, si la durée d'oscillation dans le piège avant le deuxième lâcher est telle que l'atome a une vitesse nulle au moment du lâcher, alors l'atome sera recapturé. S'il a une vitesse maximale (soit un quart de période plus tard) il ne sera pas recapturé après la deuxième coupure. On conçoit donc que le taux de recapture de l'atome après la séquence oscille en fonction du temps entre les deux coupures avec une période deux fois plus petite que la période d'oscillation de l'atome dans le piège. La fréquence d'oscillation de l'atome est donc la moitié de la fréquence d'oscillation mesurée.

La mesure permet d'obtenir des courbes telles que celle de la figure I.9. Les oscillations s'amortissent après quelques périodes. Ceci provient du fait que les mouvements des

atomes se déphasent les uns par rapport aux autres à cause de l'anharmonicité du piège. Ce brouillage des oscillations empêche de voir les oscillations à la fréquence longitudinale qui sont de périodes plus grandes. En variant la profondeur du piège, on peut obtenir des fréquences transverses allant de 100 à 200 kHz ce qui correspond à des fréquences longitudinales calculées entre 20 et 40 kHz.

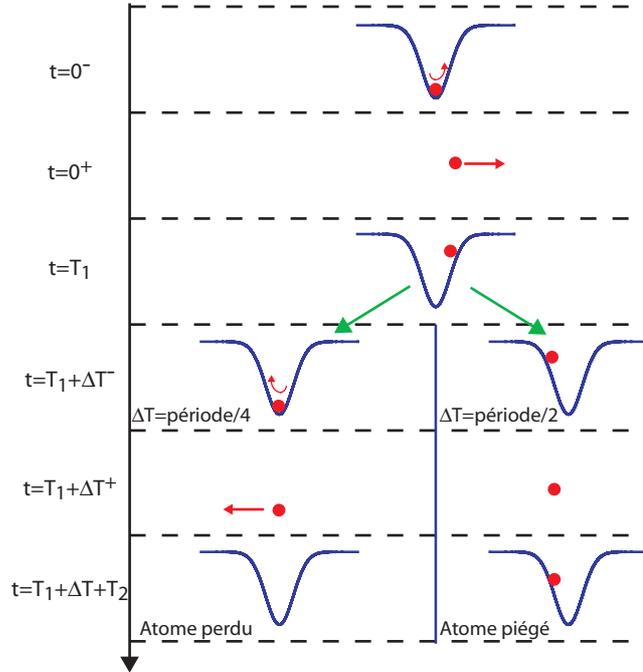


FIG. I.8: Principe de la mesure de fréquence d'oscillation.

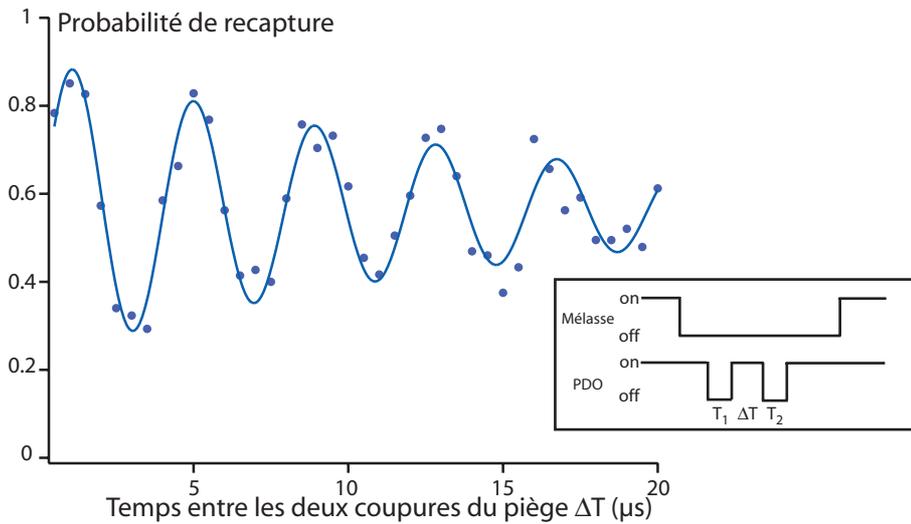


FIG. I.9: Mesure de la fréquence d'oscillation transverse de l'atome dans le piège. La profondeur du piège est de 1,2 mK. L'ajustement par un sinus amorti donne une fréquence d'oscillation de 129 kHz. Les durées des deux coupures sont  $T_1=1,5 \mu s$  puis  $T_2=6 \mu s$ .

### Conclusion

Nous disposons donc d'un dispositif expérimental qui permet de piéger quotidiennement des atomes uniques dans un piège dipolaire dont le volume est de l'ordre de  $1 \mu\text{m}^3$ . Ces atomes oscillent dans le fond du piège à une température d'environ  $100 \mu\text{K}$ . Ils n'explorent donc que des distances de l'ordre de  $100 \text{ nm}$  à des fréquences de l'ordre de  $100 \text{ kHz}$ . Ces atomes peuvent être manipulés pendant quelques centaines de millisecondes sans pertes ni chauffage importants.

Il est essentiel aussi de remarquer que ce dispositif est stable et fonctionne tous les jours sans réalignement. La qualité actuelle du contrôle informatique permet de réaliser jusqu'à  $72000$  itérations d'expériences complexes dans une journée complète d'accumulation (environ  $10 \text{ h}$ ) sur autant d'atomes uniques différents. Cependant, une surveillance d'un expérimentateur reste encore nécessaire pour s'assurer du bon déroulement des expériences. Nous possédons donc une plate-forme bien adaptée à la réalisation d'expériences d'information quantique.



# Chapitre II

## Manipulation cohérente de l'état interne d'un atome.

Nous souhaitons coder de l'information quantique sur les atomes uniques que nous piégeons. Il nous faut isoler un système à deux niveaux dans le spectre de l'atome. Pour ne pas être limité par la durée de vie des états excités, on choisit de coder cette information dans deux niveaux Zeeman hyperfins de l'état fondamental  $5S_{1/2}$  de l'atome de  $^{87}\text{Rb}$  (voir le schéma de niveaux de l'annexe A). Pour réaliser des transitions entre ces différents niveaux, nous utilisons des transitions Raman à deux photons. Ces manipulations font l'objet de ce chapitre et du suivant. Ce chapitre décrira d'abord le principe, la mise en œuvre expérimentale et les premiers résultats obtenus sur notre système sur une raie sensible au champ magnétique. Ces résultats ont servi de base pour développer les opérations à un qubit décrites dans le chapitre suivant.

### II.1 Transitions Raman à deux photons

Dans cette partie, après avoir justifié le choix expérimental des transitions à deux photons, nous expliquerons leur principe et les règles qui les régissent. Nous montrerons aussi que ces transitions sont équivalentes à des transitions sur un système à deux niveaux piloté par un champ effectif que nous exprimerons. Nous terminerons par un rappel sur la description des systèmes à deux niveaux.

#### II.1.1 Intérêt des transitions Raman

On peut choisir deux types de systèmes à deux niveaux : soit deux niveaux Zeeman d'un même état hyperfin ( $F=1$  par exemple), soit un niveau Zeeman dans  $F=1$  et un autre dans  $F=2$ .

Le premier cas est mis en œuvre dans le groupe de H. Weinfurter à Munich [31]. Mais, les temps de cohérence mesurés sont courts (de l'ordre de  $10 \mu\text{s}$ ) car ce système est très sensible aux champs magnétiques parasites. Ici, nous nous concentrerons donc sur des transitions entre des niveaux Zeeman des deux différents niveaux hyperfins fondamentaux  $F=1$  et  $F=2$ .

Pour les alcalins, les fréquences de ces transitions sont de l'ordre de quelques GHz (6,8 GHz pour  $^{87}\text{Rb}$ ). Pour réaliser ces transitions on peut utiliser soit des transitions radiofréquences, soit des transitions Raman à deux photons. Dans ce cas, c'est la différence d'énergie entre les deux photons qui doit être résonante avec la transition souhaitée.

Les transitions radiofréquences sont fréquemment utilisées. Elles sont simples à mettre en œuvre. Cependant, il est difficile de localiser précisément la zone d'interaction. Or, dans le contexte de l'information quantique, il est utile de pouvoir contrôler individuellement l'état d'atomes séparés de quelques microns. Mais, en appliquant un gradient de champ magnétique dans la zone où se situent les atomes, les fréquences de transition de deux atomes voisins peuvent être différentes à cause de l'effet Zeeman. Le groupe de D. Meschede à Bonn a démontré l'adressabilité d'atomes de Césium séparés de seulement 2,5 microns [46]. Ces expériences ont été réalisées sur la transition la plus sensible à l'effet Zeeman (2,45 MHz/Gauss) et avec un gradient de 15 Gauss/cm.

Cette technique a permis d'obtenir de bons résultats mais elle possède plusieurs inconvénients :

- Il est nécessaire de travailler sur des transitions sensibles à l'effet Zeeman linéaire. Or, il s'avère que les temps de cohérence sur ces transitions sont expérimentalement plus faibles que sur des transitions insensibles à l'effet Zeeman.
- La rapidité des manipulations est limitée : plus l'impulsion excitatrice est courte, plus son spectre est large, et donc plus les atomes voisins de l'atome visé sont affectés par cette impulsion. Par exemple, les impulsions utilisées sur l'expérience de Bonn ont des durées d'environ 70  $\mu\text{s}$ .

L'approche que nous avons choisie consiste à effectuer des transitions Raman avec des faisceaux lumineux. Donc en focalisant ces faisceaux sur les atomes grâce à l'objectif MI-GOU, on peut agir individuellement sur chaque atome avec une résolution de l'ordre du  $\mu\text{m}$ . Et l'adressabilité ne dépend ni de la durée de l'impulsion, ni de la transition choisie. De plus, grâce aux fortes intensités lumineuses créées nous montrerons que l'on peut effectuer des transitions en un temps inférieur à une microseconde. C'est pourquoi nous avons choisi cet outil.

### II.1.2 Transitions à deux photons

Si on éclaire un atome par deux lasers, un processus de diffusion Raman stimulée à deux photons peut avoir lieu. La diffusion Raman est un processus inélastique qui change l'état interne de l'atome. Si la différence de fréquence entre ces deux lasers est résonante avec une transition de l'atome et si ces deux lasers sont cohérents en phase, alors un couplage cohérent entre les deux niveaux de la transition apparaît.

Pour éviter l'émission spontanée, chacun des lasers doit être désaccordé par rapport aux niveaux excités pour que ces niveaux ne soient pas peuplés lors de la diffusion. Plus les lasers sont désaccordés, moins il y a d'émission spontanée, mais plus l'intensité du couplage induit entre le niveau de départ et le niveau final est faible.

Il est utile de connaître le couplage créé entre les niveaux par ces deux lasers. Nous allons montrer dans la suite que ce système est équivalent à un système à deux niveaux

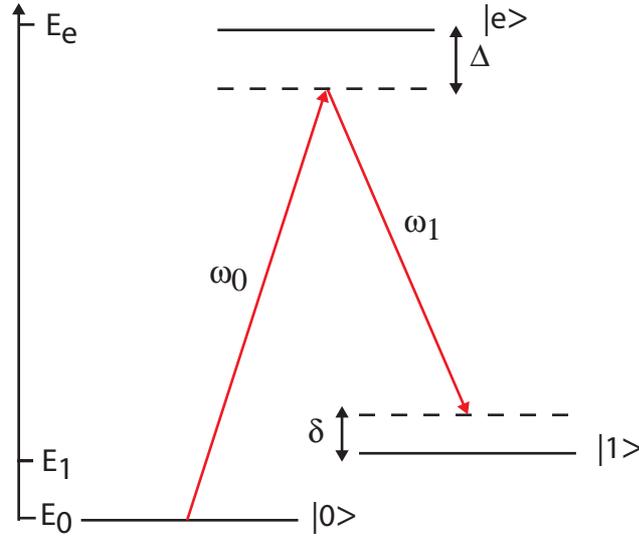


FIG. II.1: Schéma du système modèle à 3 niveaux étudié. Les deux niveaux fondamentaux  $|0\rangle$  et  $|1\rangle$  sont couplés par une transition à deux photons via l'état excité  $|e\rangle$ .

couplés par un seul champ effectif.

Considérons le système à trois niveaux représenté sur la figure II.1. On étudie la probabilité de transition entre les niveaux  $|0\rangle$  et  $|1\rangle$  sous l'effet des deux champs laser via l'état excité  $|e\rangle$ . On pose :

- $\omega_{HF}$  l'écart en énergie entre les deux niveaux de l'état fondamental.
- $\delta = \omega_0 - \omega_1 - \omega_{HF}$  le désaccord entre la fréquence de la transition et la différence de fréquence entre les faisceaux Raman.
- $\Delta = \omega_0 - (E_e - E_0)/\hbar$  le désaccord entre les faisceaux Raman et l'état excité.

L'hamiltonien de ce système s'écrit :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{W}_0 + \hat{W}_1$$

où :  $\hat{H}_0 = E_0|0\rangle\langle 0| + E_1|1\rangle\langle 1| + E_e|e\rangle\langle e|$   
 et  $\hat{W}_i = \frac{\hbar}{2}(\Omega_i \times e^{i\omega t} + \Omega_i^* \times e^{-i\omega t})(|e\rangle\langle i| + |i\rangle\langle e|)$  décrit le couplage créé par le laser entre un niveau fondamental et le niveau excité ( $\hbar\Omega_i = -E_{0i}e^{i\phi}\langle i|D|e\rangle$  pour  $i=0$  ou  $1$ )<sup>1</sup>.

Écrivons la fonction d'onde du système sous la forme :

$$|\psi\rangle = a_0 e^{-iE_0t/\hbar}|0\rangle + a_1 e^{-iE_0t/\hbar} e^{-i(\omega_0 - \omega_1)t}|1\rangle + a_2 e^{-iE_0t/\hbar} e^{-i\omega_0 t}|2\rangle$$

Dans ce cas, à partir de l'équation de Schrödinger et après approximation de champ tournant, on obtient le système différentiel suivant :

<sup>1</sup>La fréquence de Rabi du système est complexe car elle contient la phase du champ électrique. Généralement, on peut choisir l'origine des phases telle que cette fréquence de Rabi soit réelle. Cependant, pour plusieurs impulsions successives la phase du champ pour chaque impulsion devient importante.

$$\begin{cases} 2i\frac{da_0}{dt} = \Omega_0 a_e \\ 2i\frac{da_1}{dt} = -2\delta a_1 + \Omega_1 a_e \\ 2i\frac{da_e}{dt} = \Omega_0^* a_0 + \Omega_1^* a_1 - 2\Delta a_e \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

Or, dans l'approximation des grands désaccords où  $\Delta$  est très grand devant les fréquences caractéristiques d'évolution des populations (comme  $\Omega_i$ ) du système, on peut supposer :

$$\frac{da_e}{dt} \ll \Delta a_e$$

On extrait ainsi une expression de  $a_e$  (qui est très faible si le désaccord  $\Delta$  est grand devant les fréquences de Rabi) et en remplaçant dans II.1, on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} 2i\frac{da_0}{dt} = \frac{|\Omega_0|^2}{2\Delta} a_0 + \frac{\Omega_0 \Omega_1^*}{2\Delta} a_1 \\ 2i\frac{da_1}{dt} = \frac{\Omega_0^* \Omega_1}{2\Delta} a_0 + \frac{|\Omega_1|^2}{2\Delta} a_1 - 2\delta a_1 \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

Pour un système à deux niveaux couplés par un seul champ de fréquence de Rabi  $\Omega$  désaccordé de  $\delta$  par rapport à la transition étudiée, on obtient :

$$\begin{cases} 2i\frac{da_0}{dt} = \Omega a_1 \\ 2i\frac{da_1}{dt} = \Omega^* a_0 - 2\delta a_1 \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

On constate donc que le système II.2 est équivalent à un système à deux niveaux de fréquence de Rabi effective :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_0 \Omega_1^*}{2\Delta}$$

et de désaccord effectif :

$$\delta_{eff} = \frac{|\Omega_0|^2}{4\Delta} - \frac{|\Omega_1|^2}{4\Delta} - \delta$$

La fréquence de Rabi effective nous indique que l'intensité du couplage créé par les faisceaux Raman est inversement proportionnelle au désaccord des faisceaux Raman par rapport au niveau excité. De plus, elle est proportionnelle à la fréquence de Rabi de chacun des faisceaux. Donc la fréquence de Rabi varie comme la racine de la puissance de chacun des faisceaux. Pour le désaccord effectif, on obtient logiquement un terme en  $\delta$ . L'autre terme s'interprète comme le déplacement lumineux créé par les deux faisceaux Raman sur la transition. Ce terme est souvent négligeable, mais pas dans notre cas car l'intensité des faisceaux Raman est très élevée. En effet, pour le faisceau Raman qui joue aussi le rôle du piège dipolaire, ce déplacement lumineux correspond à la profondeur du piège.

D'autre part, ce modèle ne correspond exactement à notre situation expérimentale. En effet, nous avons supposé que chaque champ  $\Omega_i$  couple l'état excité avec un seul et unique

niveau fondamental  $i$ . Mais dans notre cas, le désaccord  $\Delta$  est grand devant l'écart hyperfin de l'état fondamental. Donc chaque champ  $\Omega_i$  couple chaque niveau fondamental avec le niveau excité. Il faut donc ajouter les couplages entre le champ 1 et le niveau 0 et celui entre le champ 0 et le niveau 1. Le calcul plus complet non détaillé ici donne la même fréquence de Rabi effective mais ajoute les termes de déplacements lumineux attendus sur les niveaux fondamentaux correspondant aux nouveaux couplages introduits.

Enfin, nous n'avons ici raisonné que sur l'état interne des atomes. Cependant, dans le cas où les faisceaux Raman ne sont pas copropageants, il peut y avoir des échanges de quantité de mouvement entre l'atome et les photons. On pourra trouver un traitement du système précédent avec prise en compte des degrés de liberté externes dans la référence [47]. L'annexe B décrit quelques résultats expérimentaux observés pour des faisceaux Raman non copropageants.

### II.1.3 Quelles transitions peut-on faire ?

Le calcul précédent se place dans l'hypothèse d'un système à trois niveaux. Mais, la structure interne de l'atome étant plus complexe, il faut sommer les amplitudes des transitions sur tous les états excités pertinents et donc prendre en compte les polarisations de faisceaux. Dans notre cas, les faisceaux Raman sont à 810 nm. Donc, pour étudier les transitions possibles, il faut considérer dans la somme sur les amplitudes de probabilité les deux niveaux excités  $5P_{1/2}$  et  $5P_{3/2}$  correspondant aux raies D1 et D2 à 795 et 780 nm.

Les règles de sélection pour des transitions à deux photons sont similaires à celles pour les transitions à un photon. Un bilan de ces règles est effectué dans la référence [48]. Ce qu'il faut retenir c'est que mis à part des exceptions pour les états  $F=0$  (dans notre cas, seul le couplage  $F=1$  et  $F=2$  nous intéresse), les transitions possibles entre les niveaux Zeeman sont intuitives. En effet, elles sont régies par la conservation du moment cinétique total du système constitué de l'atome et des deux photons. Par exemple, avec un photon  $\sigma^+$  et un photon  $\sigma^-$  (pour des faisceaux copropageants), on doit varier le nombre quantique hyperfin de l'atome d'un  $\Delta m_F$  de 2 unités. De même, pour deux photons  $\pi$ , seules les transitions conservant le nombre quantique hyperfin sont autorisées.

Mais, pour les alcalins, parmi les transitions autorisées, certaines peuvent avoir une force diminuée par des effets d'interférences entre les amplitudes de probabilité des transitions associées aux différents niveaux excités. Le désaccord des faisceaux Raman par rapport aux niveaux excités entre aussi en jeu.

La fréquence de Rabi caractérisant le couplage entre deux niveaux  $m$  et  $m'$  donnés s'écrit :

$$\hbar\Omega_{eff} = \sum_e \frac{\langle F=2, m' | V_0 | e \rangle \langle e | V_1 | F=1, m \rangle}{\delta_e} \quad (\text{II.4})$$

avec  $\delta_e$  le désaccord des faisceaux Raman par rapport à l'état excité  $|e\rangle$  et  $V_0$  et  $V_1$  les couplages induits par les faisceaux Raman.

Dans notre cas, le désaccord des faisceaux Raman est de l'ordre de 10 THz. La structure hyperfine de chaque niveau  $5P$  s'étale sur quelques centaines de MHz (cf Annexe A).

On peut donc faire l'approximation que tous les niveaux hyperfins d'un même niveau fin voient le même désaccord.

Dans ce cas-là, le  $\delta_e$  de l'expression II.4 est le même pour tous les termes de la somme. Alors, on trouve que la force des transitions  $\Delta m_F = \pm 2$  est nulle ainsi que celle des transitions  $\Delta m_F = 0$  pour deux polarisations linéaires parallèles. Ceci peut aussi s'expliquer plus directement en remarquant que si l'on néglige les différences de désaccord entre tous les termes de la somme II.4, cela revient à ne considérer que la structure fine du spectre. Par exemple, pour les transitions  $\Delta m_F = \pm 2$ , comme à l'échelle fine le niveau fondamental est de spin  $1/2$ , alors il n'y a que deux niveaux  $m_J = \pm 1/2$ . On voit donc qu'il est impossible de faire une transition changeant le nombre quantique fin de 2 unités ( $\Delta m_J \leq 1$ ). Cette annulation de la force de certaines transitions n'est pas exacte car les désaccords intervenant dans le calcul sont légèrement différents pour chaque niveau hyperfin. L'ordre de grandeur de cet effet d'atténuation est donné par le rapport entre la largeur de la structure hyperfine du niveau excité et la valeur du désaccord, soit environ un facteur  $10^{-5}$ .

Nous venons de voir que dans l'expression II.4, la somme sur les différents niveaux de la structure hyperfine peut s'annuler. C'est un effet d'interférence entre les différentes amplitudes de probabilité de transition. Mais, dans notre cas, on doit aussi sommer sur les deux niveaux fins. En effet, le désaccord des faisceaux Raman vaut environ 7 THz par rapport à  $5P_{1/2}$  et 14 THz par rapport à  $5P_{3/2}$ . Or, on montre que pour les alcalins [49], les coefficients effectifs de couplage entre deux niveaux sont opposés pour les deux niveaux de  $5P$ . Donc, pour des désaccords très grands devant la largeur de la structure fine, la probabilité de transition s'annule. Cependant, nous sommes dans un régime intermédiaire où les interférences entre les amplitudes de probabilité de transition conduisent à une atténuation du couplage.

Ainsi, pour calculer la profondeur du piège, on prend habituellement un désaccord effectif sous la forme :

$$\frac{1}{\delta_{Rayleigh}} = \frac{1}{3} \left( \frac{1}{\delta_{1/2}} + \frac{2}{\delta_{3/2}} \right)$$

On l'appelle "Rayleigh" car il est associé à la diffusion élastique Rayleigh.

Pour les transitions Raman, il faut donc utiliser le désaccord effectif suivant :

$$\frac{1}{\delta_{Raman}} = \frac{1}{3} \left( \frac{1}{\delta_{1/2}} - \frac{1}{\delta_{3/2}} \right)$$

Dans notre cas d'un faisceau Raman à 810 nm, on obtient que le désaccord à prendre en compte vaut environ 4 fois le désaccord effectif usuel (avec  $\delta_{1/2} \sim \delta_{3/2}/2 \sim \delta_{3/2} - \delta_{1/2}$ ). La fréquence de Rabi vaut donc environ 25 % de celle que l'on aurait pu déterminer par un calcul "simple". Cet effet a une amplitude inversement proportionnelle au désaccord des faisceaux et peut conduire à l'annulation du couplage si le désaccord est très grand comparé à l'écart fin entre les niveaux  $5P_{1/2}$  et  $5P_{3/2}$ .

Finalement, en prenant en compte toutes ces règles, nous avons travaillé avec deux configurations différentes. Tout d'abord, nous avons effectué des transitions  $\Delta m_F = \pm 1$  avec une configuration " $\pi\sigma$ " qui permet notamment de faire des transitions de  $F=1$   $m_F=1$

vers  $F=2$   $m_F=2$ . Dans ce cas, un faisceau est polarisé linéairement parallèlement à l'axe de quantification. L'autre faisceau est polarisé linéairement orthogonalement à la fois à l'axe de quantification et à la polarisation du premier faisceau (il est ainsi dans une superposition de  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ ).

Nous avons aussi travaillé sur des transitions  $\Delta m_F=0$ . Comme pour des faisceaux parallèles et polarisés linéairement le couplage est très faible, nous avons choisi de polariser les deux faisceaux orthogonalement, et orthogonalement à l'axe de quantification. Dans ce cas, un faisceau est " $\sigma^+ + \sigma^-$ " et l'autre est " $\sigma^+ - \sigma^-$ ". On réalise donc à la fois des transitions " $\sigma^+/\sigma^+$ " et des transitions " $\sigma^-/\sigma^-$ ".

### II.1.4 Rappel sur les systèmes à deux niveaux

Nous avons montré que le système multi-niveaux du  $^{87}\text{Rb}$  piloté par des transitions Raman est équivalent à un système à deux niveaux soumis à un seul champ effectif. Nous allons faire ici un bref rappel des caractéristiques principales de la dynamique d'un système à deux niveaux pour introduire les résultats expérimentaux qui vont suivre.

Tout d'abord, si l'on part d'un atome dans l'état  $|0\rangle$  et que l'on applique une impulsion de durée  $\tau$ , alors l'état du système s'écrit :

$$|\psi\rangle = e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \left\{ \left[ \cos\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right) - i\frac{\delta}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right) \right] |0\rangle - i\frac{\Omega^*}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right) |1\rangle \right\} \quad (\text{II.5})$$

La probabilité associée d'être dans l'état  $|1\rangle$  s'écrit donc :

$$P_1(\tau) = \frac{|\Omega|^2}{\Omega_R^2} \sin^2 \frac{\Omega_R\tau}{2} \quad (\text{II.6})$$

avec  $\Omega$  la fréquence de Rabi comme définie dans la partie II.1.2 et  $\Omega_R = \sqrt{|\Omega|^2 + \delta^2}$  la fréquence de Rabi généralisée où  $\delta$  est le désaccord entre la fréquence du champ et la résonance de la transition.

Lorsqu'on fixe la fréquence de Rabi et que l'on balaie la durée de l'impulsion, on attend des courbes telles que celles de la figure II.2. On les appelle oscillations de Rabi. Elles mettent en évidence le passage cohérent de l'atome d'un état à l'autre. L'angle de rotation de l'état est donné par l'aire de l'impulsion définie par  $\Omega_R\tau$ . Donc, suivant la durée de l'impulsion, on peut préparer un état de superposition donné entre les deux niveaux de l'atome. Dans le contexte de l'information quantique, on parle de porte à un qubit qui permet donc de changer l'état interne de l'atome. Remarquons que le contraste des oscillations est maximum pour un désaccord nul. Si le désaccord est non nul, on ne peut pas transférer l'atome dans l'état  $|1\rangle$  avec une probabilité de 1. Enfin, on nomme usuellement "impulsion  $\pi$ " une impulsion qui change l'état de l'atome (correspondant à une demi-oscillation de Rabi) et "impulsion  $\pi/2$ " une impulsion correspondant à un quart de période et qui place donc l'atome initialement dans l'état  $|0\rangle$  dans une superposition cohérente  $(|0\rangle - i|1\rangle)/\sqrt{2}$ .

Pour avoir des oscillations de Rabi de contraste maximal, il faut donc un désaccord nul. Pour déterminer la fréquence de résonance de l'atome, on peut tracer des spectres en variant la fréquence d'un des faisceaux Raman par rapport à l'autre. On attend des courbes telles que celle de la figure II.3. La courbe attendue est une fonction sinus modulée

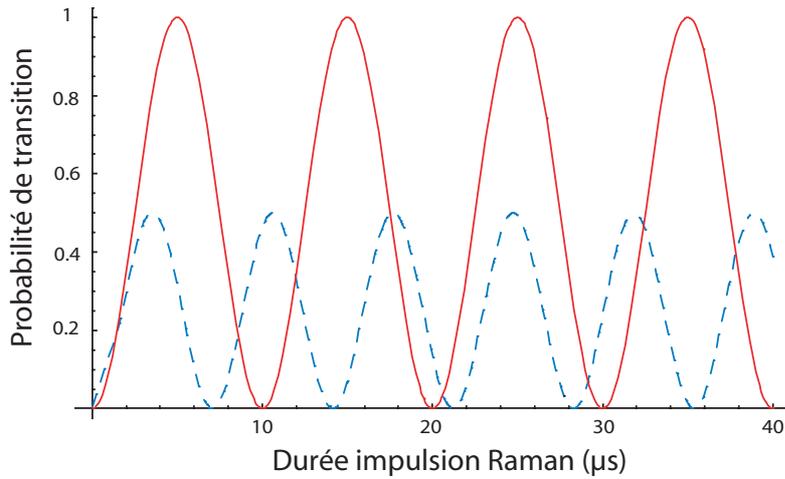


FIG. II.2: Exemples d'oscillations de Rabi calculées pour une fréquence de Rabi de  $\Omega = 2\pi \times 100$  kHz. La courbe en trait plein correspond à un désaccord nul. Celle en pointillés est associée à un désaccord  $\delta = 2\pi \times 100$  kHz.

par une enveloppe lorentzienne (en pointillés sur la figure). Dans toute la suite, on parlera de largeur totale à mi-hauteur des courbes (FWHM). Or, pour la lorentzienne, cette largeur en fréquence vaut  $1/\tau$ . Cependant, on remarque que pour une impulsion  $\pi$  cette largeur est plus faible. On montre que cette largeur diffère d'un facteur 0,8 par rapport à l'enveloppe. Ainsi dans toute la suite, on prendra  $0,8/\tau$  comme largeur attendue pour les raies lorsqu'on effectue une impulsion  $\pi$  pour un désaccord nul.

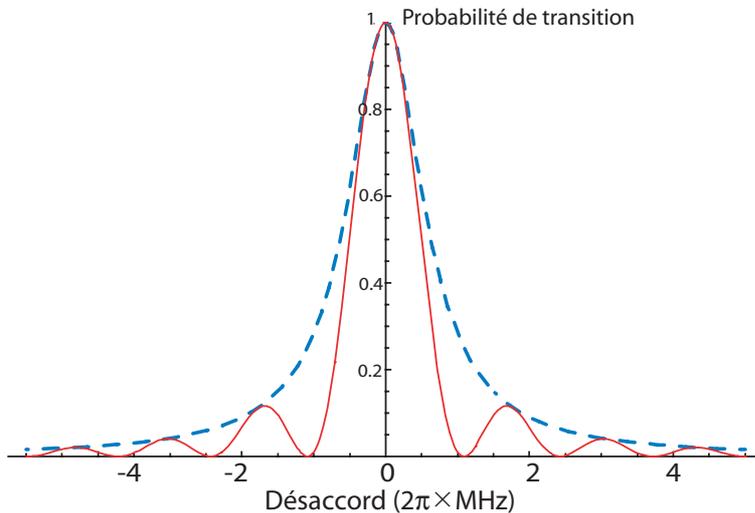


FIG. II.3: Exemple de spectre calculé pour une fréquence de Rabi de  $\Omega = 2\pi \times 100$  kHz. La courbe en trait continu est tracée pour une impulsion de durée  $5 \mu\text{s}$  correspondant à une impulsion  $\pi$ . En pointillés, on représente l'enveloppe lorentzienne de la raie.

Dans la suite, nous étudierons l'amortissement des oscillations de Rabi et la largeur des raies observées pour sonder les limites de notre système par rapport au cas idéal.

## II.2 Mise en œuvre expérimentale

La chaîne laser utilisée pour faire les transitions Raman a été développée par Matthew Jones pendant son travail de recherche post-doctoral. Nous décrirons brièvement dans cette partie la réalisation technique de ce système laser. Puis, nous ferons quelques remarques sur le contrôle des champs magnétiques qui est essentiel lors de la manipulation des niveaux Zeeman hyperfins qui sont sensibles au champ magnétique.

### II.2.1 Système laser

#### Principe

Le système laser doit créer deux faisceaux séparés, cohérents en phase, mais avec un écart en fréquence de 6,8 GHz. Diverses méthodes sont usuellement employées pour réaliser cela.

- On peut utiliser deux lasers séparés. On les fait battre sur une photodiode rapide qui fournit un signal dépendant de la différence de fréquence et de la phase relative entre les deux lasers. Puis en utilisant un système d'asservissement rapide, on rétroagit sur le courant d'un des lasers pour obtenir le verrouillage en phase et la fréquence voulue. Cette technique est par exemple détaillée dans la thèse [50]. Elle est optiquement très simple, mais requiert un système électronique complexe.
- Une autre méthode consiste à moduler en fréquence un seul faisceau à l'aide d'un cristal électro-optique. On obtient alors sur le spectre des bandes latérales séparées de la porteuse de l'écart en fréquence choisi. La cohérence en phase entre la porteuse et la bande latérale est assurée par le mécanisme même de modulation. Un exemple est présenté dans la référence [51].

Nous avons choisi un système assez original qui repose sur de la modulation de courant. Le schéma optique du système est décrit sur la figure II.4.

Le système est constitué de trois diodes laser à 810 nm. Tout d'abord, le courant d'une diode libre est modulé à 3,4 GHz (soit la moitié de l'écart en fréquence recherché). Son spectre est constitué d'une porteuse et d'une bande latérale à 3,4 GHz de chaque côté de cette porteuse (voir figure II.5). Les deux bandes latérales sont donc séparées de 6,8 GHz. Ensuite, le laser maître (diode sur réseau à cavité étendue) injecte le laser modulé sur une de ces bandes latérales. Le choix de l'injection sur une bande latérale se fait en ajustant le courant du laser modulé. Enfin, la seconde bande latérale du laser modulé injecte le laser esclave (diode libre). Ici aussi on choisit à quelle fréquence le laser esclave oscille en ajustant son courant pour qu'il soit injecté par la bonne bande latérale.

Notons enfin que le laser maître constitue aussi le piège dipolaire sur notre expérience. Ce choix est assez original car les faisceaux Raman sont ainsi très désaccordés par rapport aux transitions atomiques. Cependant, comme ces deux faisceaux passent par l'objectif MIGOU, on obtient, même pour de faibles puissances, des intensités suffisantes pour compenser ce grand désaccord et avoir des fréquences de Rabi jusqu'à quelques MHz<sup>2</sup>. Les

---

<sup>2</sup>Il faut noter que dans nos expériences, la puissance du faisceau piège est plusieurs ordres de grandeurs plus élevée que la puissance de l'autre faisceau Raman. Le déplacement lumineux créé par le second

deux faisceaux Raman sont couplés ensemble, mais avec des polarisations orthogonales, dans une fibre monomode à maintien de polarisation. Le faisceau sortant de cette fibre est ensuite envoyé à travers l'objectif MIGOU via le système décrit au chapitre I sur la figure I.1 .

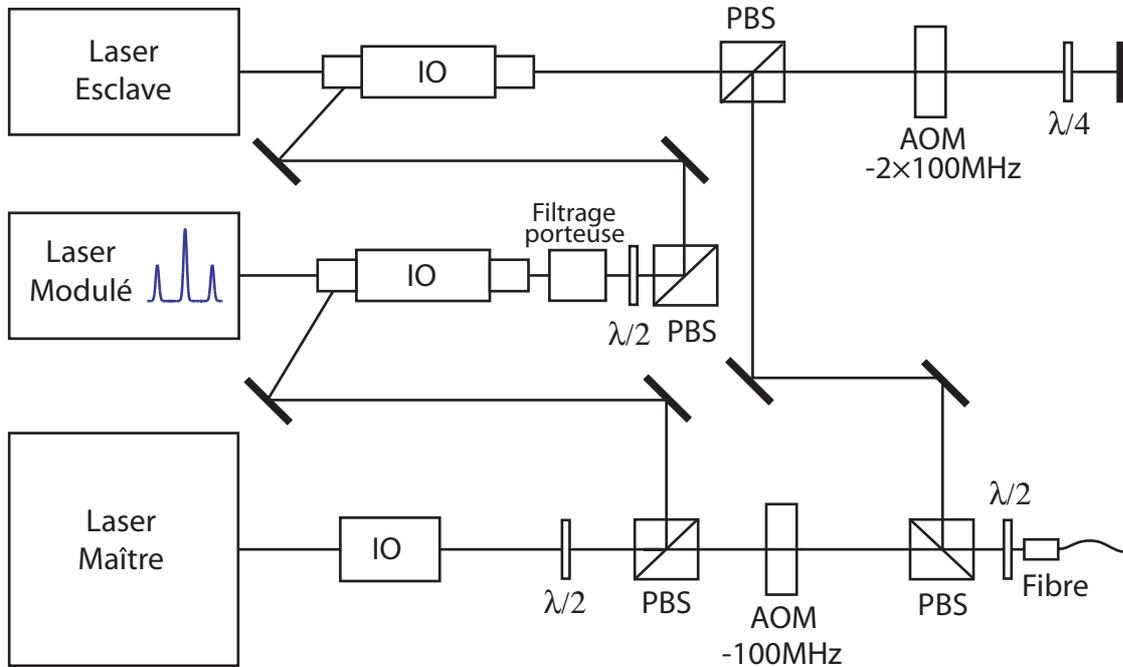


FIG. II.4: *Système optique des lasers Raman. Abréviations : IO pour isolateur optique, AOM pour modulateur acousto-optique, PBS pour cube séparateur de polarisation.*

### Matériel

La modulation du courant du laser modulé est effectuée en soudant directement sur les pattes de la diode laser un câble qui contient le signal micro-ondes. Ce signal est généré par un générateur Anritsu MG3691A. On envoie un signal à 3,4 GHz avec une puissance de 19 dBm sur la diode.

De plus, pour conserver la cohérence en phase des deux faisceaux laser envoyés sur les atomes, il faut bien choisir l'onde radiofréquence qui pilote les modulateurs acousto-optiques. Nous utilisons deux générateurs séparés pour chacun des modulateurs. Le premier, pour le laser maître, est un Rohde & Schwarz SML01. Le deuxième est un Agilent E8247C. Ces deux générateurs sont synchronisés par une référence externe à 10 MHz produite par le générateur micro-ondes. Enfin, les signaux radiofréquences sont amplifiés avant d'être envoyés sur les modulateurs acousto-optiques à une puissance typique de 2W.

---

faisceau Raman est donc généralement négligeable.

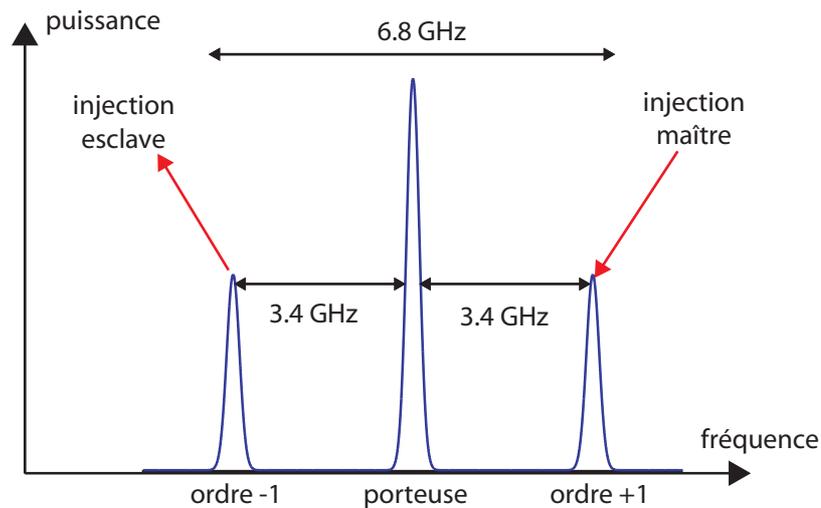


FIG. II.5: Schéma du spectre observé sur la diode laser modulée en courant à 3,4 GHz. Deux bandes latérales apparaissent de chaque côté de la porteuse. La séparation entre les bandes latérales est donc de 6,8 GHz. Signalons que la bande latérale d'ordre -1 est en opposition de phase par rapport aux autres fréquences.

### Filtrage des bandes latérales

Sur le spectre du laser modulé, l'intensité de la porteuse est plus grande que celle de la bande latérale qui doit injecter le laser esclave. Expérimentalement, l'injection du laser esclave est contaminée par la porteuse à cause du trop faible écart en fréquence (3,4 GHz) entre la porteuse et la bande latérale. C'est pourquoi nous avons reproduit un système de filtrage présenté dans la référence [51]. Il permet de séparer la porteuse des bandes latérales du laser modulé. Le schéma de principe est représenté sur la figure II.6.

Le système est un interféromètre de Mach-Zender dissymétrique. Il est constitué de deux cubes séparateurs et d'un prisme. Pour une fréquence donnée, on peut ajuster la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre de telle sorte que toute la lumière ressorte sur l'une des voies du cube de sortie. Maintenant, si l'on considère un faisceau à une fréquence décalée de 3,4 GHz et que l'on veut qu'il sorte sur l'autre voie du cube, il suffit qu'il y ait une différence de phase accumulée entre les deux bras qui vale  $\pi$ . Il faut donc que la différence de chemin optique entre les deux bras soit  $c/(2\delta\nu)$ , soit 4,4 cm pour 3,4 GHz (ou tout autre multiple impair de cette distance). Une fois cette distance approximativement obtenue, le réglage fin se fait grâce à un transducteur piézoélectrique collé sur le prisme qui permet de changer finement la différence de marche de l'interféromètre<sup>3</sup>. Le réglage obtenu est stabilisé par un asservissement de la position du prisme. Cette position est testée en maximisant la transmission de la porteuse à travers une voie.

Le taux d'extinction de la porteuse obtenu avec ce système est limité. En effet, les franges que l'on observe lors du balayage de la position du piézoélectrique ont un contraste de

<sup>3</sup>La réflexion à l'intérieur du prisme se fait par réflexion totale interne. Donc il faut faire attention à l'endroit où se réfléchit le faisceau par rapport à la colle. Sinon, la réflexion disparaît...

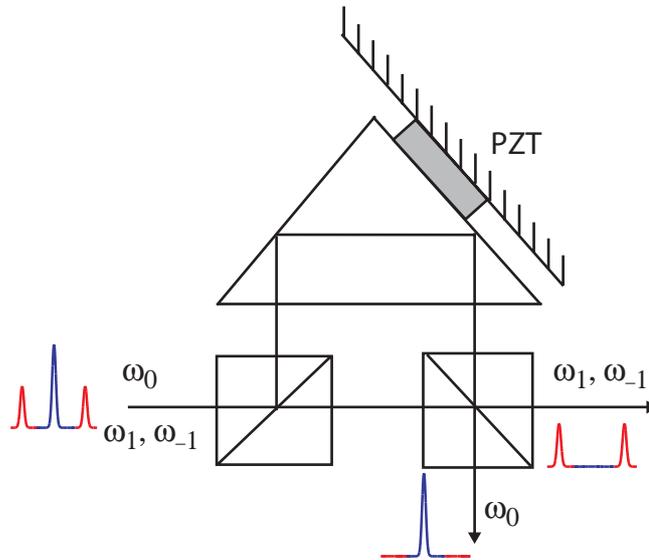


FIG. II.6: Schéma de principe de l'interféromètre pour filtrer la porteuse du spectre du laser modulé. La différence de phase entre les deux bras est telle que la porteuse soit transmise sur l'une des voies de sorties du cube de droite tandis que les bandes latérales sortent sur l'autre voie.

90 %. Ce contraste est en fait limité par le déséquilibre en intensité des faisceaux. La source principale de ce déséquilibre est l'absence de traitement anti-reflet sur le prisme. Cependant, l'atténuation d'un facteur environ 20 de la porteuse sur le faisceau qui injecte la diode esclave est suffisant pour obtenir une bonne injection.

### Caractérisation des lasers

Une originalité de notre système consiste en la modulation directe du courant de la diode à la fréquence micro-ondes. Donnons ici quelques caractéristiques de cette modulation.

Pour une modulation à 3,4 GHz, l'amplitude des bandes latérales est de l'ordre de 10 %. Par contre, autour de 6,8 GHz, l'amplitude des bandes latérales est trop faible pour injecter une diode esclave. Un montage à seulement deux diodes lasers est donc impossible. D'autre part, l'amplitude des bandes latérales créées dépend fortement du courant de la diode laser. Ainsi, on voit sur la figure II.7 que l'amplitude maximale est observée autour de 100 mA dans une gamme d'environ 30 mA. Il peut donc être délicat d'ajuster la fréquence optique de ce laser à 3,4 GHz du laser maître, mais on y arrive en jouant sur la température de la diode.

Notons enfin, que l'amplitude des bandes latérales varie linéairement avec la puissance micro-ondes jusqu'à environ 20 dBm qui est le maximum accessible par notre générateur.

Pour caractériser la qualité de la cohérence en phase des deux lasers, nous avons mesuré leur battement sur une photodiode rapide. Nous avons obtenu des spectres du type de celui de la figure II.8. Le battement a une largeur à -3 dB limitée par la résolution de

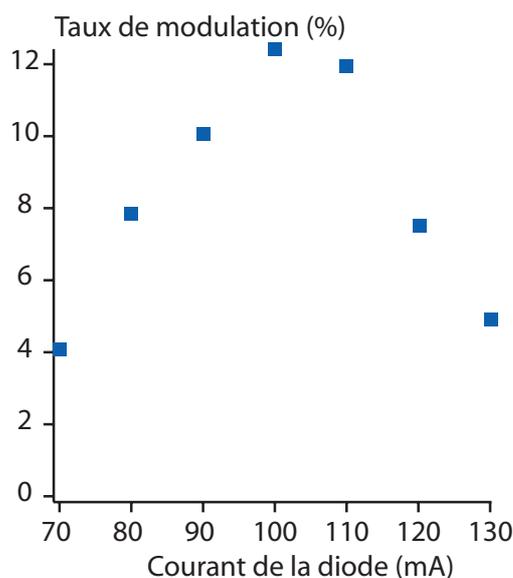


FIG. II.7: Rapport entre la puissance dans une bande latérale et la puissance dans la porteuse en fonction du courant de la diode. La plage de fonctionnement qui permet d'avoir une modulation importante n'est que d'environ 30 mA.

l'analyseur de spectre à moins de 100 Hz. Le niveau du bruit est 30 dB en dessous du niveau du signal. Nous verrons que nous serons limités par la cohérence de l'atome bien avant les limites techniques de la chaîne laser.

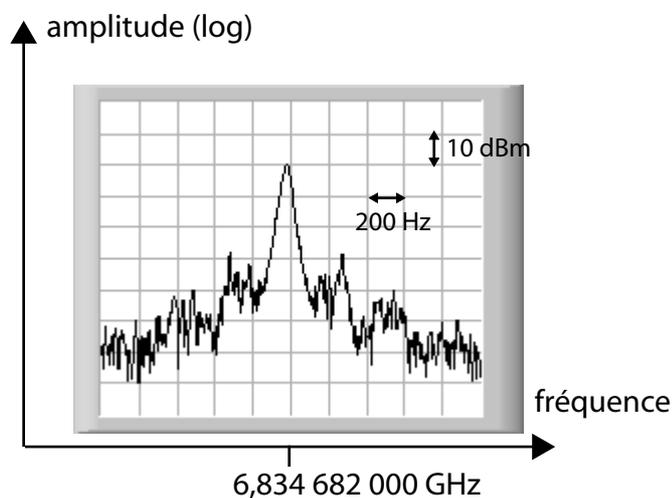


FIG. II.8: Image du battement à l'analyseur de spectre. La largeur du battement à -3 dB est de l'ordre de la dizaine de hertz.

### II.2.2 Contrôle des champs magnétiques

Le contrôle du champ magnétique est crucial pour ce type d'expériences. D'une part, il définit l'axe de quantification du système. D'autre part, pour toutes les transitions sauf

celles entre états de moments magnétiques nuls, la valeur du champ magnétique définit la fréquence de la transition car les niveaux sont déplacés par effet Zeeman linéaire<sup>4</sup>. Ce déplacement s'écrit :

$$\Delta\nu = (g_{F'}m_{F'} - g_F m_F)\mu_B B$$

avec  $g_1=-1/2$  et  $g_2=1/2$  pour le  $^{87}\text{Rb}$ . On a donc :

$$\Delta\nu = (m_{F'} + m_F)\frac{\mu_B B}{2} = (m_{F'} + m_F) \times 0,7 \text{ MHz/G}$$

Cette expression nous montre que les déplacements des résonances sont de l'ordre du MHz par Gauss (sauf dans le cas où les deux moments magnétiques sont nuls). Donc pour avoir des raies d'une largeur de l'ordre du kHz, il faut un contrôle des champs magnétiques de l'ordre du milligauss. On verra que les champs que nous appliquons sont de l'ordre de quelques gauss. Pour obtenir des raies larges de quelques kHz il faut donc stabiliser le courant circulant dans les bobines créant le champ magnétique à mieux que  $10^{-3}$ .

D'autres bobines sont aussi présentes sur l'expérience. En effet, pour obtenir une mélasse, nous utilisons des bobines auxiliaires dites de compensation (cf figure II.9). Il y en a trois paires orthogonales qui permettent de compenser le champ magnétique terrestre et les autres champs parasites. En pratique, elles sont aussi un paramètre d'ajustement de la mélasse pour obtenir un bon taux de chargement des atomes uniques dans le piège. Or, le jeu de courants pour lequel la capture d'atome est optimale n'est pas le même que le jeu de courant où l'atome voit un champ nul. Ceci s'explique par le fort couplage entre l'alignement des faisceaux et les champs magnétiques pour une mélasse.

Pour travailler en champ nul pendant l'envoi des faisceaux Raman, il est donc nécessaire de changer la valeur des champs au cours de la séquence, après la capture de l'atome, sur l'échelle de quelques millisecondes. Ces commutations des champs magnétiques compliquent leur stabilisation.

## II.3 Observation de transitions $\Delta m_F = \pm 1$

### II.3.1 Les transitions possibles

Pour observer des transitions  $\Delta m_F = \pm 1$ , nous avons choisi la configuration suivante (voir aussi figure II.10) :

- Le champ magnétique est vertical. Il est généré par les bobines sous vide.
- Le piège dipolaire est polarisé verticalement parallèlement au champ magnétique.
- Le deuxième faisceau Raman est superposé au piège dipolaire avec une polarisation linéaire horizontale.

---

<sup>4</sup>L'effet Zeeman linéaire est l'effet Zeeman à l'ordre 1 en champ magnétique. Pour des champs faibles comme ceux que nous utilisons, l'effet Zeeman quadratique est négligeable.

## Manipulation cohérente de l'état interne d'un atome.

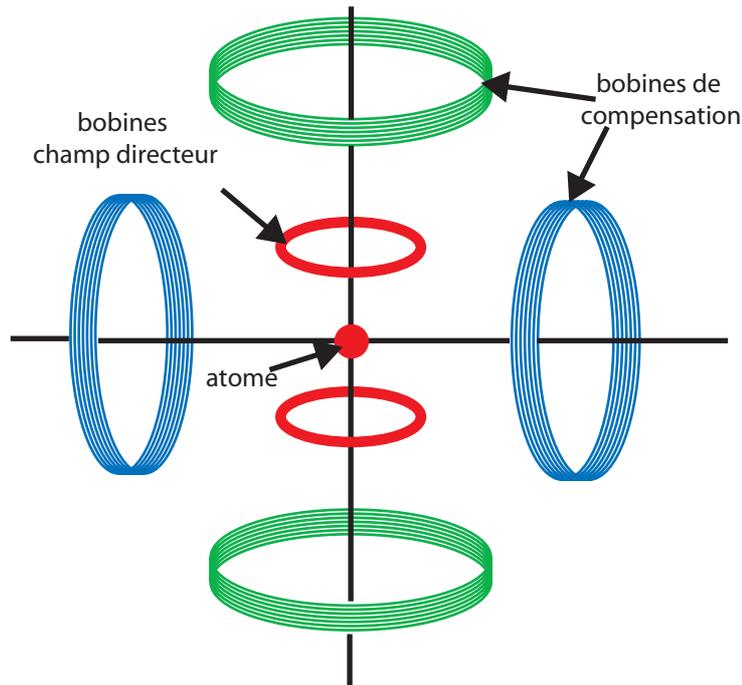


FIG. II.9: Schéma de la disposition des bobines sur l'expérience. Deux bobines sont disposées en configuration Helmholtz dans l'enceinte à vide pour générer le champ directeur suivant la direction verticale. Trois paires de bobines aussi en configuration Helmholtz sont montées à l'extérieur de l'enceinte pour créer les champs de compensation (par souci de clarté seulement deux sont représentées ici).

Dans ces conditions, le piège dipolaire est polarisé  $\pi$  par rapport à l'axe de quantification défini par le champ magnétique. L'autre faisceau Raman est polarisé " $\sigma^+ + \sigma^-$ ". En partant d'atomes préparés en  $F=1$  les transitions possibles vers  $F=2$  sont répertoriées dans le tableau suivant et sur la figure II.11 :

$m_F$	$m'_F$	Effet Zeeman	Couplage
1	2	2,1 MHz/G	$-1/\sqrt{6}$
1	0	0,7 MHz/G	$1/\sqrt{36}$
0	1	0,7 MHz/G	$-1/\sqrt{12}$
0	-1	-0,7 MHz/G	$1/\sqrt{12}$
-1	0	-0,7 MHz/G	$-1/\sqrt{36}$
-1	-2	-2,1 MHz/G	$1/\sqrt{6}$

Le couplage donne la valeur relative des fréquences de Rabi effectives pour chacune des transitions pour une intensité lumineuse fixée. On constate que l'on peut observer 6 transitions différentes. Pour séparer ces différentes transitions en fréquence et pour fixer l'axe de quantification (par exemple pour que les polarisations soient bien définies), on applique un champ magnétique de quelques gauss sur l'atome. Cependant, même avec un champ directeur, l'effet Zeeman ne sépare pas les fréquences de résonance de toutes ces

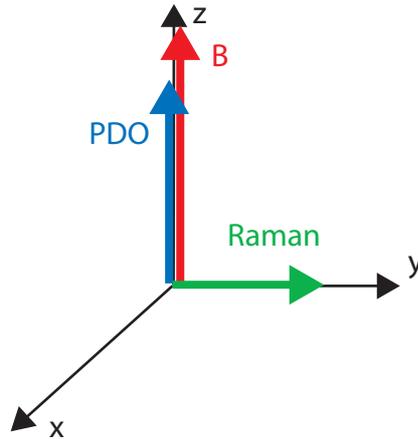


FIG. II.10: Schéma de l'orientation des faisceaux. Les directions de propagation du faisceau Raman et du piège dipolaire sont alignées suivant l'axe  $x$  horizontal. Le champ magnétique et la polarisation du piège dipolaire sont verticales suivant  $z$ . Le faisceau Raman est polarisé suivant la direction  $y$ .

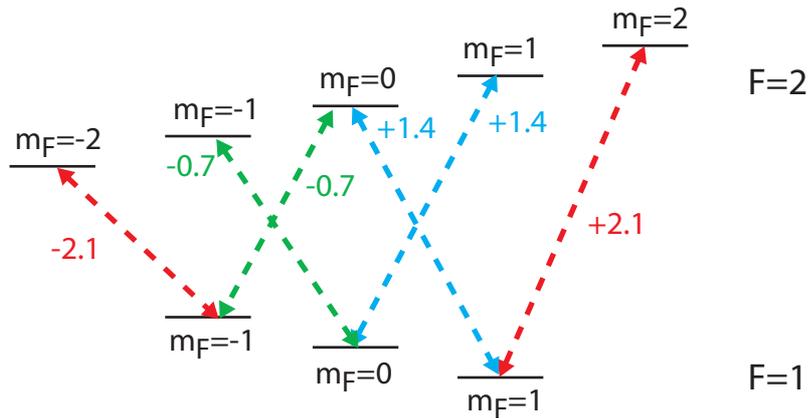


FIG. II.11: Les couplages possibles avec la configuration de faisceaux de la figure II.10. Les nombres donnent la valeur de l'effet Zeeman linéaire en MHz/Gauss.

transitions. Il y a deux paires de transitions à la même fréquence. Ces raies sont moins intéressantes car sans pompage optique Zeeman, elles correspondent à des atomes qui ne sont pas dans le même état de départ et qui oscillent à des fréquences de Rabi différentes. On observe donc 4 raies différentes.

Le champ magnétique directeur ne peut pas être allumé en continu car alors la mélasse est inexistante et il devient impossible de capturer des atomes. Il est donc allumé et éteint au cours de la séquence. De même, au cours de la séquence, les champs des bobines de compensation sont commutés pour créer un champ effectif nul pour l'atome (voir paragraphe II.3.5).

Le principe des expériences suivantes consiste à capturer un atome, le préparer en  $F=1$ , puis effectuer une transition Raman qui peut le placer en  $F=2$ . On mesure la probabilité que ce transfert ait eu lieu en mesurant la probabilité que l'atome soit en  $F=2$  avec la

méthode décrite au paragraphe suivant.

La préparation en  $F=1$  est effectuée en illuminant l'atome par le faisceau de la mélasse accordé sur  $F=2$  vers  $F'=3$  pendant 1 ms. Expérimentalement, on observe que ce pompage optique prépare plus de 99 % des atomes en  $F=1$ <sup>5</sup>. Par contre, les atomes se répartissent entre les trois niveaux Zeeman de manière environ équiprobable.

### II.3.2 Détection de l'état de l'atome

Après préparation en  $F=1$ , la détection des changements d'état interne se fait en mesurant la probabilité que les atomes soit dans l'état  $F=2$ . On mesure la fluorescence de l'atome sous l'effet d'une sonde résonante sur la transition fermée  $F=2$   $m_F=2$  vers  $F'=3$   $m_{F'}=3$ . Si l'atome est en  $F=2$ , il fluoresce. Les atomes en  $F=1$  sont insensibles à ce laser et n'émettent pas de photons (voir figure II.12).

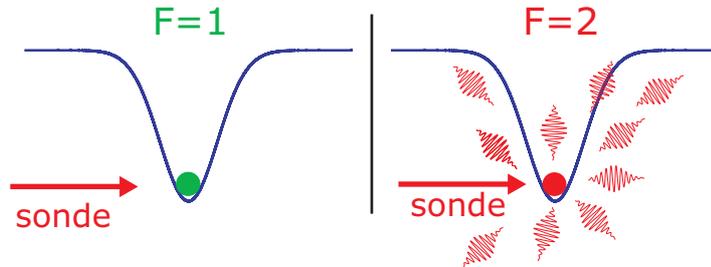


FIG. II.12: Détection de l'état hyperfin de l'atome. La sonde résonante ne fait fluorescer l'atome que s'il est en  $F=2$ .

Le niveau de fluorescence obtenu est donc proportionnel à la probabilité que l'atome soit mesuré en  $F=2$  après application des faisceaux Raman. Notons cependant que cette méthode est une détection moyennée de l'état de l'ensemble d'atomes. On ne mesure pas l'état de chaque atome individuellement.

Cette méthode est d'autant plus efficace que l'atome émet un nombre important de photons sans tomber en  $F=1$  et sans être expulsé du piège.

Expérimentalement, on choisit une sonde proche de résonance (désaccord  $-2\Gamma$ ) et peu saturante ( $200 \mu\text{W}$ ) pour minimiser les excitations hors résonance sur la raie  $F=2$  qui peuvent conduire à un dépompage en  $F=1$ . On rétoréfléchit ce faisceau pour limiter le chauffage de l'atome dans le piège. Cette sonde est appliquée pendant environ  $300 \mu\text{s}$ . La figure II.13 représente deux exemples typiques de fluorescence détectée au cours de la séquence pour des atomes préparés soit en  $F=1$  soit en  $F=2$ .

### II.3.3 Raie et oscillation de Rabi

Nous avons représenté sur la figure II.14 un exemple de raie sur la transition  $F=1$   $m_F=-1$  vers  $F=2$   $m_F=-2$ . La durée de l'impulsion est de  $31 \mu\text{s}$ . On a ajusté la puissance

---

<sup>5</sup>De même on peut préparer en  $F=2$  en laissant le faisceau repompeur allumé 1 ms de plus que le faisceau principal.

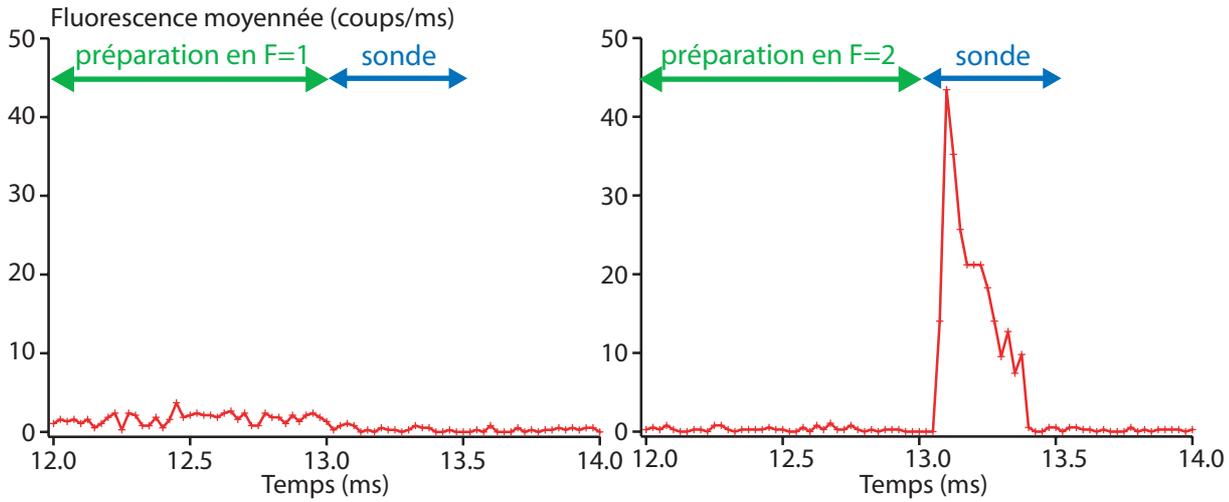


FIG. II.13: Deux exemples de signaux de fluorescence mesurés sur la photodiode à avalanche pour 150 moyennes. A gauche, après préparation en  $F=1$ , à droite après préparation en  $F=2$ . Lorsque les atomes sont en  $F=2$ , on détecte un pic de fluorescence. L'aire de ce pic correspond à environ 6 photons détectés par atome si l'atome est en  $F=2$ , et 0,03 photons détectés si l'atome est en  $F=1$ . La décroissance du pic de fluorescence est due à des pertes d'atomes chauffés hors du piège et à du dépompage dans  $F=1$ . Chaque point correspond à une fenêtre de  $25 \mu\text{s}$ .

dans le faisceau Raman pour que l'impulsion Raman soit une impulsion  $\pi$ . Expérimentalement, il faut des puissances de l'ordre du nW dans le second faisceau Raman. La largeur FWHM de cette raie vaut 62 kHz. C'est plus large que les 26 kHz attendus ( $0,8/31 \mu\text{s}$ ) pour une impulsion de cette durée. Nous obtenons donc une limite sur la stabilité du désaccord vu par les atomes d'une répétition de l'expérience à l'autre.

La figure II.15 montre deux exemples d'oscillations de Rabi sur la même transition mais pour des fréquences de Rabi différentes. Le point commun entre ces deux courbes est un amortissement rapide des oscillations après quelques arches. Nous verrons dans le chapitre suivant que cette atténuation peut s'expliquer par des fluctuations de la fréquence de Rabi d'une répétition de l'expérience à l'autre. Un point important est de constater que l'on peut accéder à des fréquences de Rabi de l'ordre du MHz, soit des impulsions  $\pi$  en des temps de l'ordre de 100 ns. La courbe de la figure II.15 ne montre pas les premières arches car nous sommes limités actuellement par le temps de réponse du modulateur acousto-optique utilisé. Cette limite peut être facilement dépassée en utilisant un modulateur électro-optique. On pourrait ainsi réaliser des impulsions dont la durée peut descendre jusqu'à 10 ns.

### II.3.4 Effet Zeeman

Connaissant la dépendance de la fréquence de transition des raies étudiées en fonction du champ magnétique, nous avons mesuré le centre de la raie en fonction du champ magnétique pour les deux fréquences correspondant d'une part à la transition  $F = 1, m_F = -1$

## Manipulation cohérente de l'état interne d'un atome.

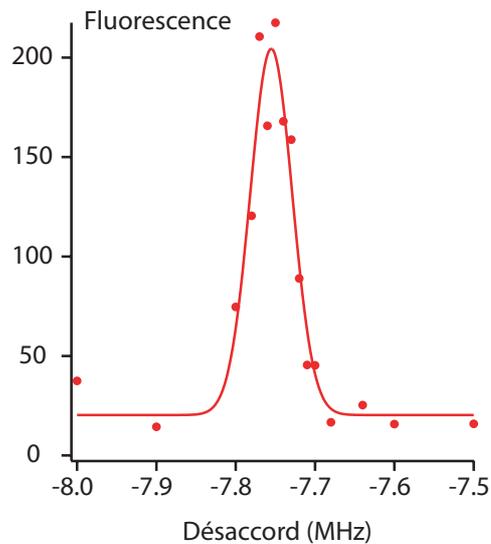


FIG. II.14: Exemple de spectre Raman sur la transition  $F=1$   $m_F=-1$  vers  $F=2$   $m_F=-2$ . Le champ directeur est d'environ 3,5 Gauss. La durée de l'impulsion Raman est de 31  $\mu$ s. On attend donc une largeur de 26 kHz (cf II.1.4). La largeur FWHM mesurée est de 62 kHz. La fluorescence est mesurée pendant 175  $\mu$ s et sommée sur 150 séquences.

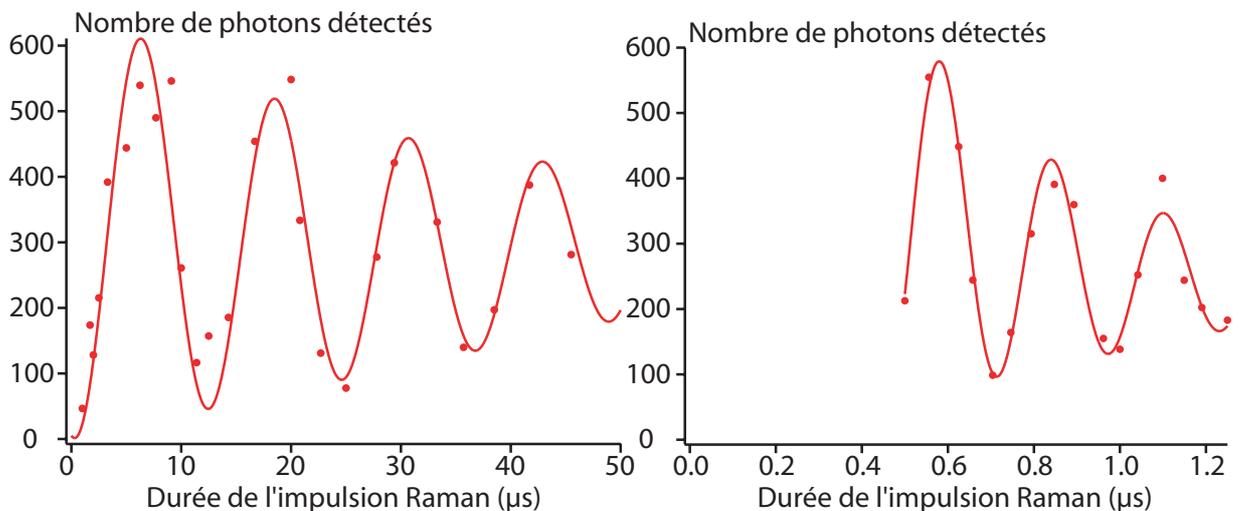


FIG. II.15: Exemples d'oscillation de Rabi sur la transition  $F=1$   $m_F=-1$  vers  $F=2$   $m_F=-2$  pour deux puissances différentes dans le faisceau Raman. Les fréquences de Rabi obtenues sont d'environ 70 kHz à gauche et 3 MHz à droite. Les courbes sont des sinus exponentiellement amortis. Les oscillations s'amortissent après environ quatre arches. La fréquence des lasers est accordée pour être à résonance.

vers  $F = 2, m_F = -2$  et d'autre part à la "somme" des transitions  $F = 1, m_F = 0$  vers  $F = 2, m_F = -1$  et  $F = 1, m_F = -1$  vers  $F = 2, m_F = 0$ . Les résultats sont présentés sur la figure II.16. On constate que la variation de la fréquence de résonance est linéaire. De la pente, on extrait une calibration du champ créé par les bobines de 0,83 Gauss/Ampère.

Cette calibration est en parfait accord avec le calcul du champ réalisé à partir de la géométrie des bobines.

Il faut remarquer que nous n'avons pas pu mesurer des raies pour des champs plus faibles que 0,5 Gauss. Le signal est très bruité pour les champs de l'ordre de 1,5 Gauss. Ceci laisse penser qu'il existe des champs magnétiques résiduels fluctuants au niveau de la position de l'atome. En effet, si le champ directeur est fort, les champs résiduels, plus faibles, ne font qu'élargir la raie. Par contre, si le champ directeur est faible, l'axe de quantification n'est plus défini et le signal disparaît.

Nous avons donc essayé d'annuler ces éventuels champs magnétiques résiduels comme nous allons le voir dans ce qui suit.

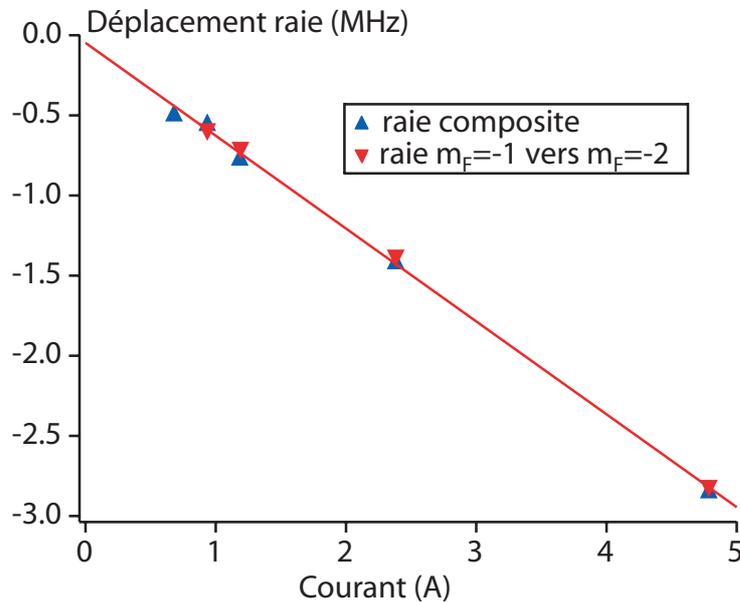


FIG. II.16: Effet Zeeman sur deux raies différentes. Les ▼ correspondent à la transition  $F=1$   $m_F=-1$  vers  $F=2$   $m_F=-2$  et les ▲ aux transitions  $F=1$   $m_F=0$  vers  $F=2$   $m_F=1$  et  $F=1$   $m_F=-1$  vers  $F=2$   $m_F=0$ . Leurs déplacements respectifs théoriques sont 2,1 et 0,7 MHz/Gauss. La fréquence pour la raie la plus sensible a été divisée par trois pour tracer tous les points sur la même courbe dont la pente attendue est 0,7 MHz/Gauss. On déduit une calibration des bobines de  $0,83 \pm 0,01$  Gauss/A. Les barres d'erreurs liées à la largeur des raies obtenues ne sont pas représentées car elles sont plus petites que la taille des points.

### II.3.5 Annulation du champ magnétique résiduel

Pour bien contrôler l'axe de quantification du système, il est important qu'il soit défini par le seul champ magnétique directeur. On ne souhaite pas qu'il y ait des champs magnétiques transverses dans le plan horizontal. Nous avons donc cherché les valeurs de courant dans les bobines de compensation pour lesquelles le champ magnétique vu par

l'atome est nul.

Pour ce faire, nous avons mesuré le déplacement des raies en fonction du courant dans les bobines des champs de compensation. Or, ce déplacement s'exprime sous la forme :

$$\nu \propto \sqrt{B_{x_{comp}}^2 + B_{y_{comp}}^2 + (B_{z_{comp}} + B_{z_{dir}})^2} \quad (\text{II.7})$$

L'indice "comp" se réfère aux bobines de compensation, l'indice "dir" aux bobines du champ directeur.

### Champs transverses

Pour les champs transverses  $B_{x_{comp}}$  et  $B_{y_{comp}}$ , le champ nul correspond au minimum de déplacement. Pour la direction  $x$ , le long de l'axe de propagation du piège dipolaire, nous avons obtenu les points de la figure II.17. L'ajustement des points par la courbe théorique est satisfaisant, mais cette méthode est peu sensible car la courbe possède une tangente horizontale autour du champ nul. D'autre part, la courbure de cette fonction est d'autant plus grande que le champ directeur est petit. Or, on a vu que l'on n'avait pas de signal pour des champs magnétiques directeurs trop faibles. Il est donc difficile avec cette méthode d'obtenir une annulation précise du champ magnétique transverse. Par exemple, pour les données présentées, la barre d'erreur sur le courant d'annulation est d'environ 100 mA. Sachant que l'on a extrait de cette courbe une calibration de 0,54 G/A, cela correspond à une incertitude de plus de 50 mG.

Nous avons réalisé les mêmes mesures pour l'autre champ transverse  $B_{y_{comp}}$ . Les résultats qui sont similaires ne sont pas présentés dans ce manuscrit.

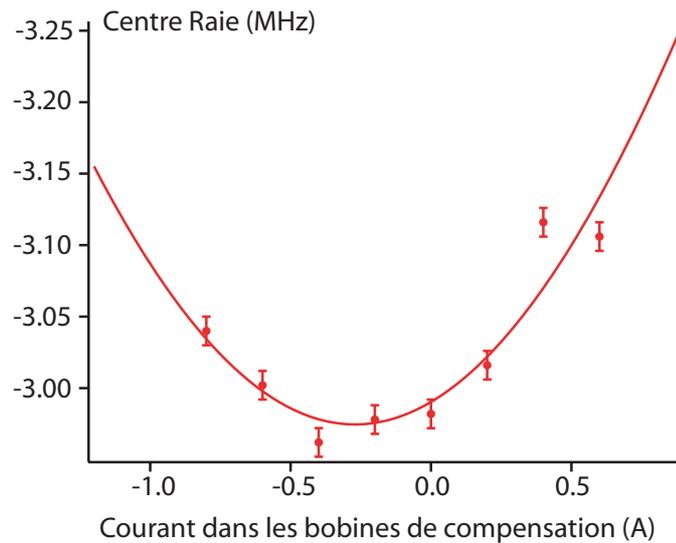


FIG. II.17: Déplacement de la raie en fonction du courant dans les bobines de compensation  $B_{x_{comp}}$ .

**Champ parallèle au champ directeur**

Enfin, nous avons fait la même étude pour les bobines de compensation verticales. Même si elles donnent un champ parallèle au champ directeur, il est intéressant pour la suite de connaître la valeur du champ nul aussi pour ces bobines. Pour un champ directeur suffisamment grand devant les champs résiduels, la dépendance est linéaire :

$$\nu \propto (B_{z_{comp}} + B_{z_{dir}})$$

Donc la courbe ne présente pas un minimum permettant de déterminer le champ nul suivant l'axe  $z$ . Nous avons donc fait deux fois les expériences en inversant le courant parcourant les bobines du champ directeur. Dans ce cas, on mesure la raie de la transition entre  $F=1$   $m_F=1$  et  $F=2$   $m_F=2$  au lieu de celle entre  $F=1$   $m_F=-1$  et  $F=2$   $m_F=-2$ . Pour un champ de compensation nul, ces deux raies doivent être observées pour le même désaccord. Par contre, lorsqu'on varie le champ de compensation, elles ont un effet Zeeman inversé. En effet, dans un cas on additionne le champ de compensation au champ directeur, dans l'autre cas on le soustrait (figure II.18).

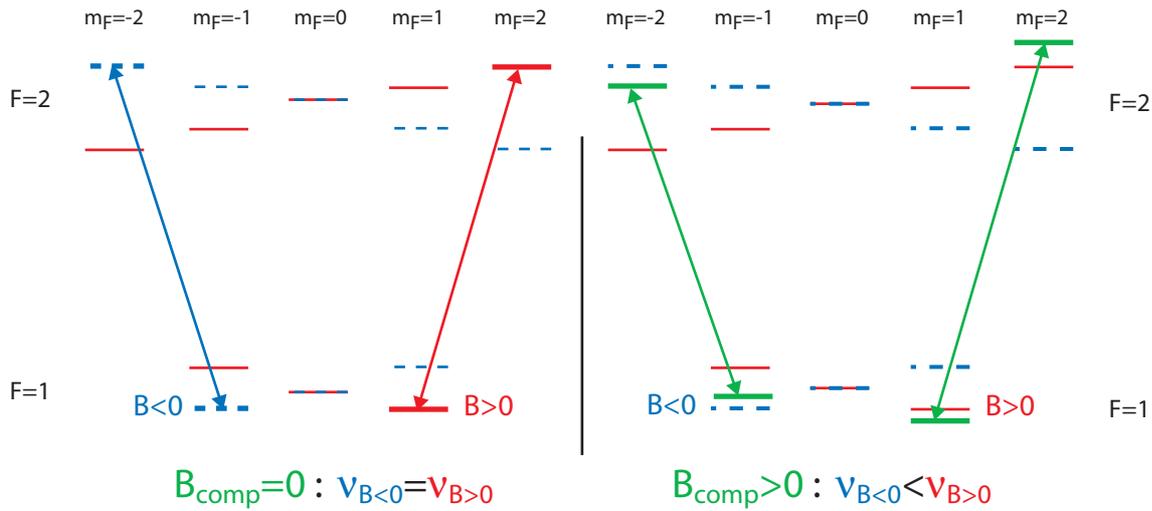


FIG. II.18: Mesure du champ de compensation nul suivant  $z$ . On mesure la raie de plus grand déplacement pour un champ directeur positif ou négatif. A gauche, le champ de compensation est nul, les deux raies ont la même fréquence centrale. A droite, le champ de compensation change la fréquence des deux raies. (Par souci de clarté, on n'a représenté l'effet du champ de compensation que sur les niveaux intéressants.)

On s'attend donc à une variation linéaire de la fréquence mais avec des pentes opposées quand on inverse le champ directeur. Les résultats sont représentés sur la figure II.19. Cette expérience est beaucoup plus concluante que les précédentes, on en déduit la valeur du courant donnant un champ nul avec une bonne précision (quelques mG) et la calibration de ces bobines soit  $0,76 \pm 0,02$  G/A.

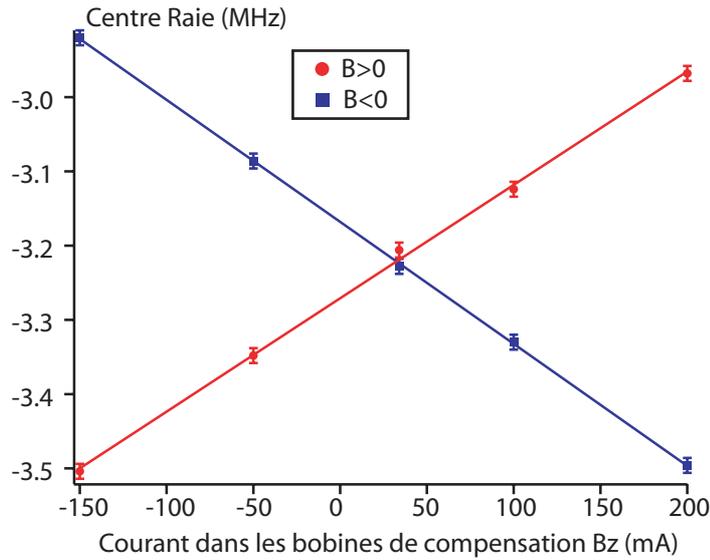


FIG. II.19: Déplacement de la raie en fonction du courant dans les bobines de compensation  $B_z$ . Les points sont ajustés par une droite. Le champ nul est déterminé à  $34 \pm 5$  mA. La calibration des bobines de compensation suivant  $z$  est de  $0,76 \pm 0,02$  G/A. Le champ de compensation correspondant à un champ nul pour l'atome dans cette direction est d'environ de 26 mG.

## II.4 Bilan

### II.4.1 Les problèmes possibles

Nous avons vu dans les expériences décrites dans ce chapitre que nous sommes sensibles à des imperfections expérimentales qui entraînent des fluctuations de la fréquence de la transition. Ceci diminue la qualité de notre contrôle des transitions étudiées. Nous allons détailler ici les problèmes suspectés et estimer leur ordre de grandeur.

#### Fluctuations du champ magnétique directeur

Les raies sont sensibles à l'effet Zeeman. Donc, dans la limite des forts champs directeurs, les fluctuations du centre de la raie sont proportionnelles aux fluctuations du champ magnétique suivant l'axe directeur. Mais nous avons mesuré que l'asservissement du courant créant le champ directeur possède un bruit d'intensité inférieur à  $10^{-3}$ . Donc pour un déplacement Zeeman de 8 MHz, on s'attend à une fluctuation de fréquence sur une gamme d'environ 10 kHz. Ce ne semble donc pas être le facteur limitant mais cet effet contribue à la largeur de la raie.

#### Fluctuations des autres champs magnétiques

On peut aussi penser à des fluctuations des champs de compensation. Pour les données présentées les alimentations n'étaient pas très fiables. Depuis, de meilleurs résultats ont

été obtenus sur d'autres raies avec des alimentations asservies en courant. D'autre part, on peut penser aussi à des fluctuations des champs magnétiques ambiants. Par exemple, certains appareils rayonnent des champs à 50 Hz. Pour quantifier ces effets, nous avons effectué des mesures du champ ambiant avec un gaussmètre. La mesure a été effectuée avec une bande passante de 1 kHz. Dans cette gamme, l'amplitude des fluctuations maximales trouvées est d'environ 5 mG crête à crête sur tous les axes à proximité mais à l'extérieur de l'enceinte. Si on considère 5 mG de bruit sur l'axe du champ directeur, on obtient une raie qui est balayée sur une plage de l'ordre de 10 kHz. De nouveau, ce chiffre est trop faible pour expliquer la totalité de la largeur mesurée mais cet effet n'est pas négligeable.

### Fluctuations d'intensité du piège dipolaire

Le piège dipolaire modifie la fréquence de résonance de l'atome via les déplacements lumineux. Si l'intensité du piège dipolaire fluctue alors le déplacement lumineux fluctue aussi et élargit les raies. Cet effet, de plus faible amplitude que ceux traités dans cette partie sera expliqué et étudié en détail dans le chapitre suivant. Il n'est pas responsable de la largeur observée des raies dans ce chapitre.

### Fluctuations de la polarisation du laser piège

Le déplacement des niveaux d'énergie dépend aussi de la polarisation du piège dipolaire. En effet, pour une polarisation linéaire du piège dipolaire, tous les niveaux Zeeman se déplacent de la même quantité suivant la formule :

$$U_{dip} = \frac{\hbar\Omega^2}{4} \left( \frac{1}{3\delta_{1/2}} + \frac{2}{3\delta_{3/2}} \right) \quad (\text{II.8})$$

Pour une polarisation autre, un terme dépendant de la valeur de  $m_F$  s'ajoute. Son origine est détaillée dans la référence [52]. Ce déplacement lumineux est usuellement appelé déplacement lumineux vectoriel.

Dans le cas d'une polarisation purement circulaire positive on obtient la formule [41] :

$$U_{dip} = \frac{\hbar\Omega^2}{4} \left( \frac{1 - g_F m_F}{3\delta_{1/2}} + \frac{2 + g_F m_F}{3\delta_{3/2}} \right) \quad (\text{II.9})$$

La profondeur du piège possède le même terme que pour une polarisation linéaire auquel s'ajoutent les termes dépendant de  $m_F$ . Les niveaux  $m_F=0$  ne sont pas déplacés. Les autres subissent un déplacement proportionnel à la valeur de  $m_F$ . Les effets de déplacement lumineux sont finalement équivalents à l'effet Zeeman d'un champ magnétique fictif parallèle à l'axe de propagation de la lumière. On remarque cependant que le signe du champ fictif est opposé pour les deux raies. Ce champ fictif s'annule donc pour les grands désaccords. En fait, on constate que comme au paragraphe II.1.3, le désaccord effectif pour

cet effet est le désaccord "Raman" <sup>6</sup> :  $\frac{1}{\delta_{Raman}} = \frac{1}{3} \left( \frac{1}{\delta_{1/2}} - \frac{1}{\delta_{3/2}} \right)$ . Dans notre cas, le champ magnétique effectif est donc défini par rapport à une profondeur de piège effective divisée d'un facteur de l'ordre de 4 (avec  $\delta_{1/2} \sim \delta_{3/2}/2 \sim \delta_{3/2} - \delta_{1/2}$ ); soit  $\mu_B B_{x_{fictif}} = U_0/4$ .

Ici, nous cherchons à estimer la largeur minimale des raies que l'on peut obtenir pour des fluctuations de polarisation du piège dipolaire compatibles avec nos observations.

La polarisation du piège dipolaire est définie avec soin. Nous avons mesuré que le rapport entre les intensités sur la direction orthogonale à la polarisation souhaitée et sur la direction de polarisation du piège est inférieur à  $10^{-3}$ . Ce faisceau se propage dans une fibre à maintien de polarisation. Donc si la polarisation incidente sur la fibre n'est pas parfaitement suivant un axe propre de la fibre, alors le faisceau possède une ellipticité qui peut varier en fonction de la température ambiante.

Dans notre cas, l'ellipticité du piège dipolaire conduit à un champ magnétique fictif transverse par rapport au champ directeur. Ainsi, si la polarisation (du champ) du piège s'écrit  $\vec{\epsilon} = (\vec{z} + \eta i \vec{y})$ , alors le champ effectif créé sera suivant la direction  $x$  et aura une amplitude  $B_{x_{fictif}} = \frac{U_0}{4} \eta / \mu_B$ .

Pour calculer le déplacement de la raie il faut calculer l'effet Zeeman effectif en sommant la contribution du champ directeur suivant  $z$  et la contribution de ce champ transverse. Ce déplacement s'écrit donc :

$$\nu_{Zeeman} = g_F m_F \mu_B \sqrt{B_z^2 + B_{x_{fictif}}^2}$$

Pour les faibles champs transverses on peut développer cette expression en :

$$\nu_{Zeeman} = g_F m_F \mu_B \left( B_z + \frac{B_{x_{fictif}}^2}{2B_z} \right)$$

On obtient donc un déplacement par rapport au cas en l'absence de  $B_{x_{fictif}}$  de :

$$\Delta\nu = g_F m_F \left[ \frac{\eta U_0}{4} \right]^2 \frac{1}{2\mu_B B_z}$$

Pour  $\eta^2 = 10^{-3}$ ,  $U_0 = 25$  MHz et pour la raie F=1  $m_F=-1$  vers F=2  $m_F=-2$  avec un déplacement Zeeman de 8 MHz, on obtient une variation de largeur de raie non négligeable de l'ordre de 5 kHz.

### **Fluctuations de la polarisation vue par les atomes lors de leur mouvement dans le piège**

Pour finir, signalons un autre effet qui peut rendre la polarisation du piège "impure". Cet effet est lié à la forte focalisation du faisceau piège. En effet, si l'on suppose un champ lumineux gaussien, on constate que sa polarisation ne peut pas être purement linéaire car

---

<sup>6</sup>Il est normal qu'ici on retrouve le désaccord Raman car cet effet vient d'un couplage à deux photons entre deux  $m_F$  différents, contrairement au cas de la polarisation linéaire où le couplage est pour le même  $m_F$ .

sinon son champ électrique n'est pas de divergence nulle. Ainsi, en supposant un champ polarisé suivant l'axe  $z$ , on déduit directement de la nullité de la divergence qu'il apparaît une composante suivant l'axe de propagation  $x$  [22] :

$$E_x = E_z(z) \times -i \frac{z}{z_R}$$

Ce champ n'est important que pour des pièges très focalisés et sa valeur dépend de la position des atomes dans le piège (voir figure II.20). Au centre du piège cet effet est nul. Donc plus un ensemble d'atomes est chaud, plus l'extension spatiale de cet ensemble est grande et plus il voit des fluctuations de ce champ longitudinal.

Dans un piège harmonique l'excursion typique des atomes est donnée par :

$$\sqrt{\langle z^2 \rangle} = \sqrt{\frac{k_B T w}{U_0}} \frac{w}{2}$$

Pour  $T=0,1$  mK et  $U_0=1,2$  mK et  $w=1$   $\mu\text{m}$ , on trouve  $\sqrt{\langle z^2 \rangle} = 140$  nm. Pour cette valeur de position dans le piège, on extrait un rapport de 4% entre les normes des deux champs. Donc, si on reprend les notations du paragraphe précédent, on trouve un facteur  $\eta^2$  de  $1,6 \times 10^{-3}$ . On en déduit des largeurs de raies de l'ordre de 10 kHz ce qui encore une fois n'est pas négligeable.

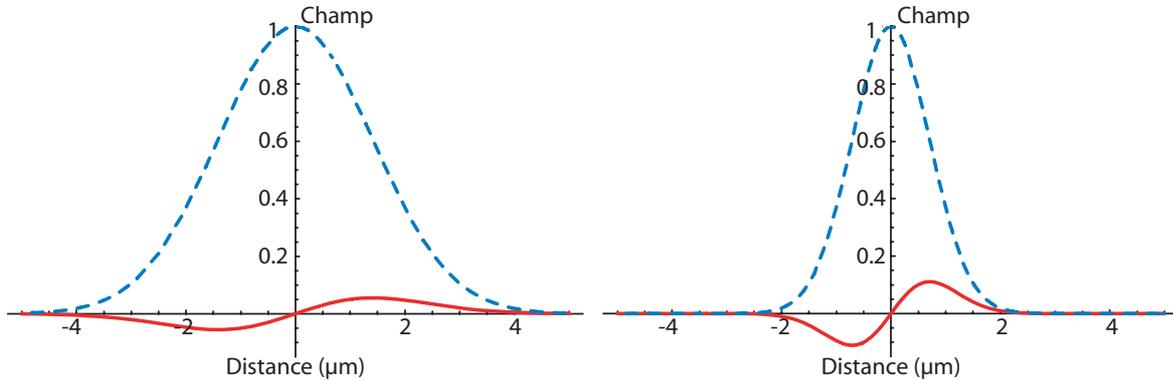


FIG. II.20: Amplitude du champ longitudinal. A gauche, pour un waist de 2  $\mu\text{m}$ , à droite pour un waist de 1  $\mu\text{m}$ . En pointillés, le champ transverse gaussien. En continu, le champ longitudinal.

## Conclusion

Nos observations donnent des largeurs de raies minimales de l'ordre de 60 kHz. Les estimations des effets pouvant à notre avis expliquer ces largeurs sont nombreuses. Cependant, les calculs d'ordres de grandeur donnent plutôt des largeurs un peu plus faibles et il est difficile après cette étude de conclure sur le paramètre dominant. Il est probable que plusieurs de ces effets contribuent à la largeur des raies.

Une étude expérimentale plus approfondie est donc nécessaire. Cependant, il faut noter que si l'on veut gagner un ordre de grandeur et atteindre des largeurs de l'ordre de

quelques kHz, il faudra probablement s'affranchir de tous les effets cités ci-dessus. Ceci représente un effort expérimental important.

### II.4.2 Choix d'une solution

Dans le contexte de l'information quantique, il est important de contrôler l'évolution de l'état de notre système à deux niveaux.

L'ensemble des expériences précédentes nous montre que nous sommes sensibles à des fluctuations de désaccords de l'ordre de plusieurs dizaines de kHz. Nous verrons que cela correspond à des temps de cohérence de quelques dizaines de microsecondes. C'est très court. Pour les allonger, deux orientations sont possibles :

- Soit on identifie mieux les facteurs limitants et on les corrige.
- Soit on essaie de se placer dans des conditions expérimentales où nous ne sommes pas sensibles à ces effets.

Nous avons choisi par la suite de nous concentrer sur l'étude de la transition  $F=1$   $m_F=0$  vers  $F=2$   $m_F=0$  dont le déplacement Zeeman est nul au premier ordre. Cette transition est donc insensible au premier ordre aux fluctuations de champs magnétiques. D'autre part, elle est aussi insensible aux effets de déplacement lumineux vectoriel. On verra dans le chapitre suivant que nous avons pu obtenir de meilleurs résultats sur cette transition. Cependant, il ne faut pas oublier les problèmes évoqués précédemment car ces transitions peuvent être utiles pour certains protocoles d'opérations à deux qubits. Le travail à fournir sur la transition insensible à l'effet Zeeman pourra permettre d'améliorer notre expérience sur le système dans un contexte plus facile et donc permettre éventuellement de revenir sur l'étude de ces transitions sensibles au champ avec un recul plus important. D'autre part, on sait que les effets observés sur les transitions sensibles au champ vont réapparaître à un ordre supérieur dans la maîtrise de la raie  $F=1$   $m_F=0$  vers  $F=2$   $m_F=0$ .



# Chapitre III

## Opérations à un qubit.

Le chapitre précédent décrit la réalisation de transitions Raman sur notre système. Nous avons vu que les raies obtenues sont élargies par des fluctuations de désaccord importantes qui vont entraîner des temps de cohérence du système trop faibles. Dans ce chapitre, nous montrons que la manipulation de la transition  $|0\rangle=|F=1,m_F=0\rangle$  vers  $|1\rangle=|F=2,m_F=0\rangle$  permet d'obtenir des temps de cohérence plus longs faisant des atomes un bon support de l'information quantique.

La réalisation d'opérations à un qubit nécessite la maîtrise d'un ensemble de techniques expérimentales. Des paramètres tels que la qualité de l'initialisation du système dans un état donné, la fiabilité de la rotation, et la précision de la détection de l'état du système sont cruciaux. Dans les paragraphes qui vont suivre, nous nous attacherons donc à expliquer le principe mais aussi à quantifier la qualité de ces différentes étapes des opérations à un qubit. Nous caractériserons aussi la cohérence du qubit. Enfin, nous discuterons de la possibilité de changer l'état d'un atome sans influencer sur l'état des atomes voisins.

### III.1 Généralités

Après la description de la configuration permettant de réaliser des transitions  $\Delta m_F = 0$ , nous présentons ici la séquence expérimentale utilisée dans ce chapitre ainsi que les études préliminaires de spectroscopie.

#### III.1.1 Mise en œuvre des transitions $\Delta m_F = 0$

Pour observer des transitions  $\Delta m_F = 0$  nous avons choisi la configuration représentée sur la figure III.2 :

- Le champ magnétique est horizontal suivant l'axe de propagation du piège dipolaire. Il est généré par des bobines que nous avons disposées à l'extérieur de l'enceinte.
- Le piège dipolaire a une polarisation linéaire verticale.
- Le deuxième faisceau Raman a une polarisation linéaire orthogonale à celle du faisceau piège et se propage suivant le même axe que le piège dipolaire.

Dans ces conditions, un faisceau est polarisé " $\sigma^+ + \sigma^-$ ", l'autre est " $\sigma^+ - \sigma^-$ " (voir figure III.1). Il y a donc quatre termes de couplage à deux photons possibles : " $\sigma^+\sigma^+$ ",

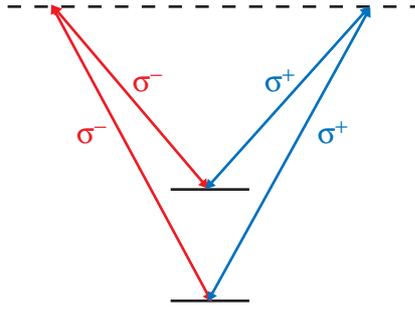


FIG. III.1: Les deux niveaux sont couplés par des transitions " $\sigma^+\sigma^+$ " et " $\sigma^-\sigma^-$ ". Les coefficients de couplage entre ces deux transitions sont opposés. Mais l'amplitude de probabilité de la transition est non-nulle car la géométrie des faisceaux est telle qu'il faut soustraire ces deux amplitudes de probabilité.

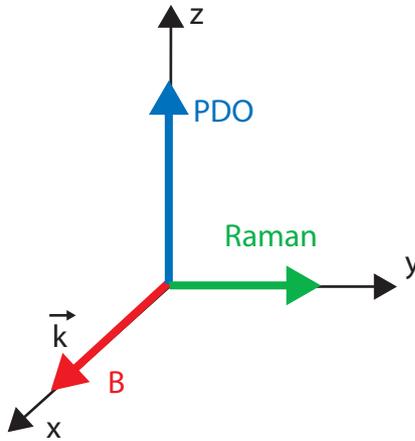


FIG. III.2: Schéma de l'orientation des faisceaux. Le champ magnétique et la direction de propagation du faisceau Raman et du piège dipolaire sont alignés suivant l'axe  $x$  horizontal. La polarisation du piège dipolaire est verticale suivant  $z$ , et le faisceau Raman est polarisé suivant la direction  $y$ .

" $\sigma^+\sigma^-$ ", " $\sigma^-\sigma^+$ " et " $\sigma^-\sigma^-$ ". Nous avons vu au chapitre précédent que seuls les termes " $\sigma^+\sigma^+$ " et " $\sigma^-\sigma^-$ " ont une amplitude non négligeable. On réalise donc à la fois des transitions " $\sigma^+\sigma^+$ " et des transitions " $\sigma^-\sigma^-$ ". Or, les coefficients de Clebsch-Gordan pour ces deux processus sont opposés. Mais avec la configuration de polarisation de nos faisceaux, on doit soustraire ces amplitudes, il y a donc des interférences constructives entre les deux chemins (voir chapitre II).

Si on pompe optiquement les atomes en  $F=1$ , il y a trois transitions possibles qui sont répertoriées dans le tableau suivant et sur la figure III.3 :

$m_F$ départ	$m_F$ arrivée	Effet Zeeman	Couplage
-1	-1	-1,4 MHz/G	$-1/\sqrt{12}$
1	1	+1,4 MHz/G	$1/\sqrt{12}$
0	0	0 MHz/G	$1/\sqrt{9}$

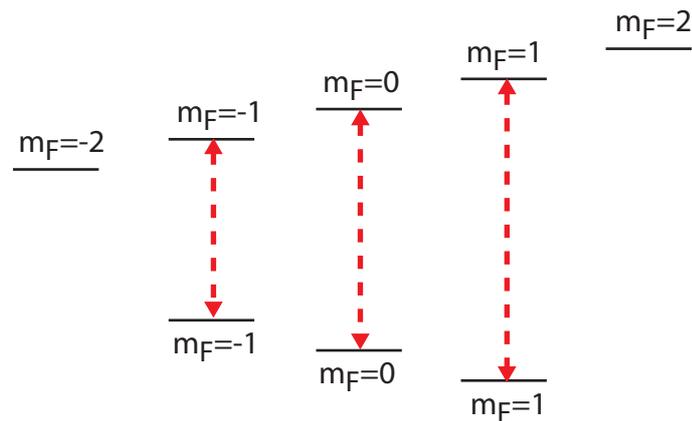


FIG. III.3: Les trois couplages possibles avec la configuration de faisceaux de la figure III.2.

Le couplage donne la valeur relative des fréquences de Rabi effectives pour chacune des transitions pour une intensité lumineuse fixée. En présence d'un champ magnétique directeur, ces trois transitions correspondent à des fréquences différentes.

### III.1.2 Séquences expérimentales

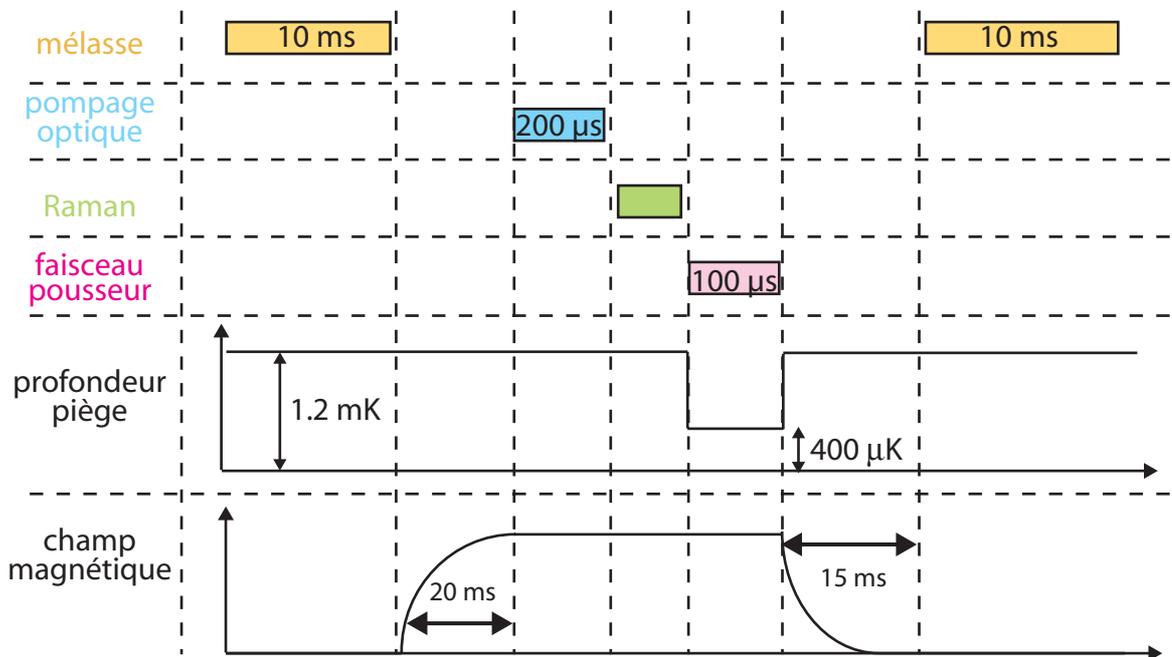


FIG. III.4: Schéma de la séquence expérimentale utilisée pour les expériences effectuées dans ce chapitre. Les échelles ne sont pas respectées. La durée typique d'une séquence est de 60 ms. La durée de l'application des faisceaux Raman est variable, elle peut aller jusqu'à 40 ms pour les expériences d'écho de spin, ce qui allonge d'autant la séquence.

Les séquences expérimentales utilisées dans ce chapitre sont décrites sur la figure III.4. Avant de commencer une séquence, on attend la détection d'un atome dans le piège. Cette détection est réalisée en mesurant la fluorescence pendant des fenêtres de 15 ms. Dès que la fluorescence dépasse un seuil choisi, on effectue les opérations suivantes :

- Mesure de la fluorescence pendant 10 ms pour vérifier la présence de l'atome. Puis on coupe les faisceaux de la mélasse et on laisse l'atome dans le noir.
- On allume le champ magnétique directeur, on commute les valeurs des champs de compensation pour obtenir un champ magnétique résiduel nul et on ferme les obturateurs mécaniques devant les faisceaux lumineux. Cette opération prend 20 ms pour attendre une bonne stabilisation des champs.
- On allume les faisceaux de pompage optique dans un état Zeeman hyperfin pendant 200  $\mu\text{s}$ .
- Après une attente de quelques  $\mu\text{s}$  au plus, on réalise l'impulsion Raman de durée variable (ou une série d'impulsions).
- On baisse en environ 1  $\mu\text{s}$  la profondeur du piège de 1,2 mK à 0,4 mK et on envoie un faisceau pousseur pendant 100  $\mu\text{s}$ <sup>1</sup>.
- On remet le piège dipolaire à sa profondeur initiale, on éteint les champs magnétiques. Cette opération prend 15 ms.
- Enfin, on mesure la fluorescence de l'atome pendant 10 ms. On évalue si l'atome a été recapturé ou non.

Pour cette séquence, la température d'un ensemble d'atomes est d'environ 90  $\mu\text{K}$ .

Un autre type de séquence a été utilisée dans ce chapitre, elle est identique à celle-ci mais la diminution de la profondeur du piège est effectuée avant l'envoi du faisceau Raman. Nous verrons dans la suite que cette configuration permet de diminuer les effets du piège dipolaire sur l'état interne de l'atome. L'autre avantage est que dans cette configuration la température de l'atome est d'environ 50  $\mu\text{K}$ . C'est donc aussi un moyen simple de varier la température de l'atome dans le piège<sup>2</sup>.

### III.1.3 Spectre

Pour une puissance et une durée du faisceau Raman données, si l'on balaie la différence de fréquence des faisceaux Raman, on observe un spectre comme celui présenté sur la figure III.5. On distingue clairement les trois pics correspondant aux trois raies. On constate que l'amplitude de ces trois raies est du même ordre de grandeur. Comme leurs fréquences de Rabi le sont aussi (à un facteur 1.15 près), on en déduit donc que les atomes sont statistiquement équirépartis dans les trois niveaux Zeeman.

---

<sup>1</sup>Ce faisceau pousseur permet la détection de l'état hyperfin de l'atome. Cette méthode de détection est décrite en détail plus loin.

<sup>2</sup>Remarquons que le quotient fréquence d'oscillation/température est conservé au cours de ce changement de profondeur du piège et donc que le nombre vibrationnel aussi. Ceci est compatible avec une transformation adiabatique de la profondeur du piège. Il est surprenant d'observer un tel résultat pour une évolution en moins de 1  $\mu\text{s}$  bien plus rapide que la période d'oscillation de l'atome dans le piège.

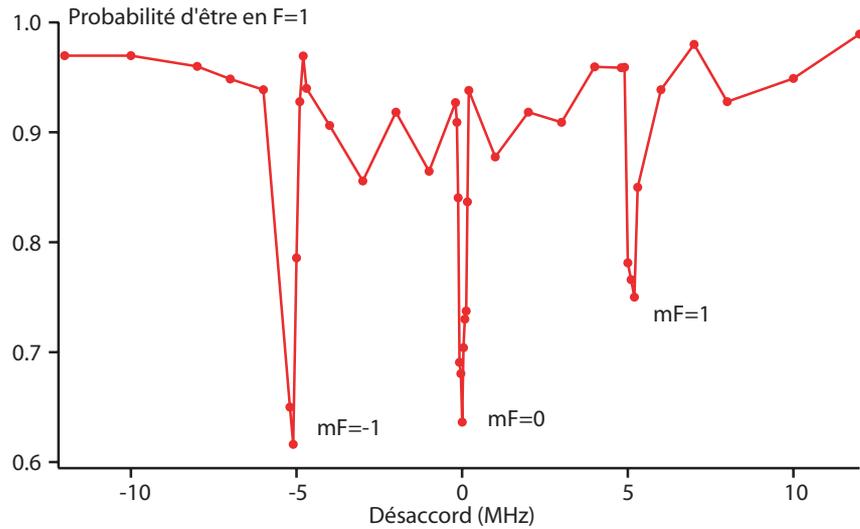


FIG. III.5: Spectroscopie des transitions  $\Delta m_F = 0$  pour un seul atome. On représente la probabilité que l'atome soit en  $F=1$  après l'application des faisceaux Raman. On observe les trois pics correspondant aux trois raies de la figure III.3. L'impulsion Raman dure  $3,12 \mu\text{s}$  et est ajustée pour être  $\pi$  sur la raie centrale. Le champ magnétique est de  $3,65$  Gauss. On constate que sans pompage optique les atomes se répartissent environ également sur les trois niveaux Zeeman. Chaque point est le résultat de 100 expériences.

### III.1.4 Champ magnétique

La mesure du déplacement Zeeman des raies permet de remonter à une calibration des bobines utilisées pour générer le champ magnétique. On obtient une calibration de  $0,76 \pm 0,03$  Gauss/Ampère.

Pour créer ce champ, nous avons disposé de part et d'autre de l'enceinte deux bobines carrées en configuration Helmholtz de 100 spires et de 31 cm de côté. Elles sont à une distance d'environ 30 cm de l'atome. D'après ces valeurs, on attend une calibration de  $0,9$  Gauss/Ampère. La mesure du champ à cette distance avec un gaussmètre donne une valeur compatible avec ce calcul de l'ordre de  $1$  Gauss/Ampère. Nous concluons donc que l'enceinte à vide écran une partie du champ magnétique<sup>3</sup>. Rappelons que quand on utilise les bobines verticales qui sont sous vide, champs calculés et champs vus par l'atome coïncident parfaitement. Nous ne comprenons pas actuellement ce résultat car cette enceinte est en un matériau peu magnétique (Inox 316 LN). Il est possible que certains éléments sous vide (par exemple des vis) soient magnétiques.

De même qu'au chapitre précédent dans le paragraphe II.3, nous avons pu déterminer avec précision la valeur du champ nul vu par les atomes en variant le courant des bobines de compensation dans cette direction. Les résultats sont similaires et nous avons trouvé un champ nul pour un courant de  $26$  mA correspondant à un champ de  $21$  milliGauss. Notons enfin que les largeurs des raies sensibles au champ sont du même ordre de grandeur (plusieurs dizaines de kHz) que celles mesurées sur les transitions  $\Delta m_F = \pm 1$  présentées au chapitre précédent. Comme pour ces raies, nous imputons cette largeur à un mauvais

<sup>3</sup>Nous avons observé des effets similaires pour les champs créés par les bobines de compensation.

contrôle des champs magnétiques et de la polarisation du piège dipolaire vue par l'atome. Désormais, nous allons nous intéresser à la transition insensible au champ  $F=2$   $m_F=0$  vers  $F=1$   $m_F=0$  que l'on nommera dans la suite transition horloge.

### III.2 Détection de l'état du qubit

Il est essentiel de pouvoir lire avec le minimum d'erreurs l'état de l'atome. Par exemple, si l'on cherche à préparer un état intriqué de deux atomes, les erreurs de lecture vont induire une chute de la fidélité mesurée de l'état produit par rapport à l'état recherché.

#### III.2.1 Principe

Nous avons utilisé une méthode différente de celle du chapitre précédent. En effet, nous avons développé une méthode de mesure similaire à celle employée dans le groupe de D. Meschede à Bonn [8]. Elle a pour but de discriminer si les atomes sont dans l'état  $F=1$  ou dans l'état  $F=2$ . Insistons sur le fait que cette méthode n'est pas sensible aux niveaux Zeeman de l'atome. Elle repose sur le principe du faisceau pousseur.

La méthode consiste à pousser avec un faisceau résonant les atomes dans l'un des deux états hyperfins hors du piège (pour nous ce sera  $F=2$ ) alors que les atomes dans l'autre état hyperfin restent dans le piège (voir figure III.6). Ainsi l'état hyperfin de l'atome devient codé sur la présence ou sur l'absence de l'atome. Ensuite, une deuxième étape consiste à détecter la présence de l'atome dans le piège en le faisant fluorescer avec les faisceaux de la mélasse indépendamment de son état hyperfin. Cette méthode est intéressante car la mesure de la présence de l'atome est une mesure que l'on sait faire avec de faibles taux d'erreurs (cf I.3.1). En effet, les faisceaux de la mélasse font fluorescer l'atome, mais ils ont aussi un effet de refroidissement. Donc on peut faire émettre à l'atome un très grand nombre de photons sans le perdre ni le chauffer. On détecte généralement un flux de l'ordre de 12 photons/ms contre 2 photons/ms de fond. Ainsi, en 15 ms, on détecte environ 200 photons par atome contre seulement 30 photons de fond. Si on désire avoir une meilleure statistique on peut faire fluorescer l'atome encore plus longtemps car on peut le garder jusqu'à plusieurs secondes lorsqu'il est éclairé par les faisceaux de la mélasse.

En comparaison, la méthode de détection de fluorescence présentée au chapitre précédent dans la partie II.3.1, permet de détecter environ 5 photons par atome avant qu'il ne soit chauffé hors du piège<sup>4</sup>. On voit donc l'intérêt de cette méthode de faisceau pousseur. L'un de ses désavantages est qu'elle conduit en moyenne à la perte de l'atome une fois sur deux. Mais, nous pouvons recharger un nouvel atome dans le piège en environ 200 ms. Cette limite n'est donc pas très contraignante.

Enfin, insistons sur le fait qu'avec cette méthode on réalise une mesure de l'état de chaque atome. Il n'y a pas de moyenne. Chaque expérience donne un résultat binaire : atome présent ou non. Bien entendu, on cherche à mesurer la probabilité d'être dans un état hyperfin

---

<sup>4</sup>L'efficacité de détection du système est d'environ 1 %. Cela représente donc environ 500 photons émis par l'atome avant de sortir du piège.

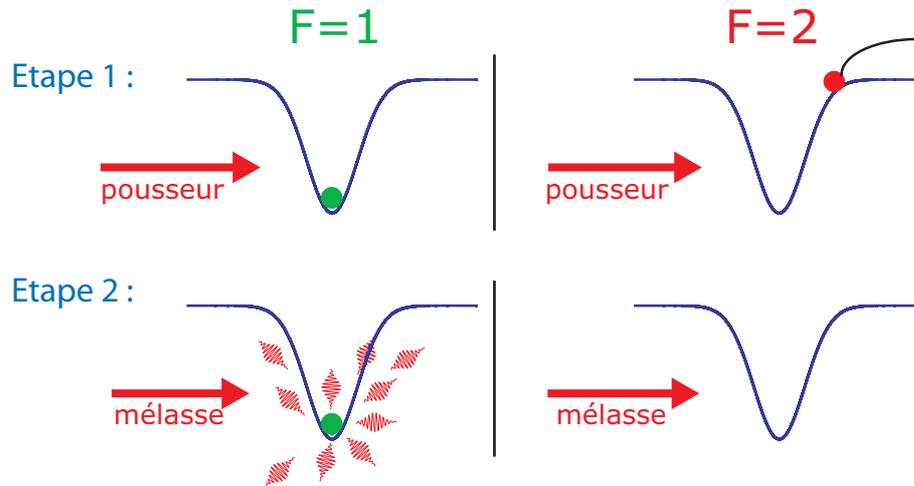


FIG. III.6: Principe du faisceau pousseur. Les atomes en  $F=2$  sont expulsés du piège. Ceux en  $F=1$  restent piégés. La détection de l'état hyperfin est convertie en une mesure de présence de l'atome dans le piège qui peut se faire efficacement et sans erreur.

donné. Il faut donc faire une statistique des résultats pour déterminer cette probabilité.

### III.2.2 Résultats

Si l'on néglige les erreurs de détection de présence de l'atome, deux types d'erreurs peuvent intervenir dans ce genre de détection :

- L'atome est en  $F=2$  mais il n'est pas poussé hors du piège.
- L'atome est en  $F=1$  mais il est perdu au cours de la séquence.

Le premier type d'erreurs est le plus critique : il se peut en effet que lorsqu'on pousse l'atome hors du piège, il tombe dans l'état  $F=1$ . Plusieurs précautions expérimentales sont donc nécessaires :

- Le faisceau pousseur est accordé sur la transition  $F=2$  vers  $F'=3$  pour éviter de faire tomber l'atome en  $F=1$  via les excitations hors résonance sur le niveau  $F'=2$ .
- Le faisceau pousseur n'est pas rétroréfléchi pour maximiser sa pression de radiation sur l'atome.
- La puissance du faisceau pousseur n'est pas trop élevée pour limiter l'élargissement par saturation de la raie et donc les excitations hors résonance sur le niveau  $F'=2$ .
- On baisse la profondeur du piège dipolaire pendant l'envoi de ce faisceau pour minimiser le nombre de photons à émettre et donc limiter la probabilité d'excitation hors résonance.

Pour trouver les paramètres optimaux, on cherche d'abord la profondeur du piège la plus basse possible qui permet de ne pas perdre d'atomes. On peut diminuer la profondeur du piège de 1,2 mK à environ 400  $\mu$ K pendant 100  $\mu$ s sans perte d'atomes.

Ensuite on réalise des séquences où l'on prépare les atomes en  $F=2$  et on balaie la fréquence et la puissance du faisceau pousseur pour minimiser la probabilité de recapture. La figure III.7 montre un exemple d'optimisation de la puissance du faisceau pousseur.

La courbe montre clairement que l'on peut choisir la puissance du faisceau sur une large gamme. Un avantage important de cette méthode est sa très faible sensibilité aux paramètres. Ainsi, on peut varier la puissance sur un ordre de grandeur en gardant toujours une efficacité optimale. Ceci améliore la reproductibilité des résultats et facilite la réalisation des expériences.

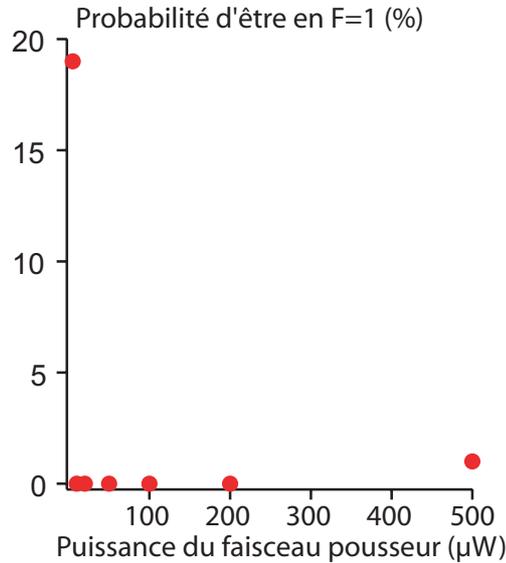


FIG. III.7: Optimisation de la puissance du faisceau pousseur. Initialement, l'atome est préparé en  $F=2$ . On représente la probabilité de détecter l'atome en  $F=1$  en fonction de la puissance du faisceau pousseur pour un désaccord de  $+4$  MHz par rapport à la résonance d'un atome libre. Le point le plus à gauche correspond à une puissance de  $5 \mu W$ , insuffisante pour pousser l'atome hors du piège.

Nous avons réalisé une série d'expériences pour quantifier ces résultats. Ainsi, nous avons mesuré le taux de recapture après 2000 moyennes dans les quatre cas présentés dans le tableau suivant :

Préparation	Pousseur	Recapture
F=1	oui	$94,1 \pm 3,7 \%$
F=1	non	$96,9 \pm 1,8 \%$
F=2	oui	$01,5 \pm 1,4 \%$
F=2	non	$96,3 \pm 2,6 \%$

Plusieurs conclusions s'imposent :

- Lorsque le faisceau pousseur n'est pas appliqué, on observe la même probabilité de recapture quel que soit l'état dans lequel l'atome est préparé. Cette valeur est proche de  $97 \%$  et correspond aux pertes d'atomes lors de la séquence. On pourrait corriger nos résultats par cette perte d'atomes mais nous ne le ferons pas dans la suite.
- Si on prépare l'atome en  $F=1$ , on recapture  $94,1 \%$  des atomes à la fin. En comparant à la moyenne des deux cas sans faisceau pousseur, on trouve une probabilité d'erreur de  $2,5 \pm 4,3 \%$ .

- Si on prépare l'atome en  $F=2$ , on recapture 1,5 % des atomes à la fin. La probabilité de faire une erreur est donc de  $1,5 \pm 1,4$  %.

En conclusion, après préparation dans un état hyperfin donné, on peut lire cet état avec une probabilité de faire une erreur, c'est-à-dire de lire le mauvais état, de l'ordre de 2 %. Cependant, les erreurs mesurées ici sont des bornes supérieures. En effet, il est impossible de décorréler les erreurs de préparation dans un état hyperfin donné des erreurs de lecture. Il est donc possible que notre détection fonctionne bien mieux que les 2 % typiques annoncés. Mais, de toute façon, pour de faibles nombres de moyennes, nous allons voir que la mesure est limitée par les incertitudes statistiques. Ces 2 % d'erreurs ne vont donc devenir importants que si l'on réalise beaucoup de moyennes.

### III.2.3 Bruit et stabilité

#### Principe

Nos mesures donnent deux résultats aléatoires possibles : atome présent avec une probabilité  $p$  ou atome absent avec une probabilité  $1 - p$ . D'un point de vue statistique, cette distribution suit une loi de probabilité binomiale. Donnons quelques caractéristiques de cette distribution. La probabilité de détecter  $k$  atomes présents lors de  $N$  expériences s'écrit :

$$P_N(k) = C_N^k p^k (1 - p)^{N-k}$$

La valeur moyenne du nombre d'atomes présent est :  $\langle k \rangle = Np$ .

L'écart-type associé s'écrit :

$$\sigma_N = \sqrt{Np(1 - p)}$$

Or, expérimentalement, on cherche à mesurer la probabilité  $p$ , et on voudrait connaître l'incertitude sur la valeur de  $p$  que l'on détermine après  $N$  mesures. Il n'y a pas d'expression simple de cette incertitude. Dans le cas d'une distribution gaussienne de largeur  $\sigma = \sqrt{p(1 - p)}$ , on sait toutefois que l'incertitude sur la valeur moyenne est  $\sigma/\sqrt{N}$ . Dans la suite, nous déterminerons la barre d'erreurs sur nos mesures avec cette définition. Elle n'est pas rigoureusement exacte dans notre cas, mais c'est une approximation qui devient de plus en plus précise quand on augmente le nombre de moyennes. Ainsi, à partir de nos  $N$  mesures nous déterminerons  $p$  et nous admettrons que la barre d'erreur sur  $p$  est donnée par l'expression  $\sqrt{p(1 - p)}/\sqrt{N}$ .

La détermination de cette probabilité  $p$  sera donc limitée par le bruit statistique que nous venons d'évoquer. Ce bruit est un bruit intrinsèque et est particulièrement important pour nous car on travaille avec un système quantique individuel. L'évaluation de la probabilité  $p$  est ainsi d'autant plus précise que l'on fait un grand nombre de moyennes. Il faut aussi remarquer que ce bruit dépend de la valeur de  $p$ . Il est maximal pour une probabilité de 1/2 et devient minimal pour une probabilité proche de 0 ou de 1.

En revanche, à partir d'un certain nombre de moyennes, d'autres types de bruits peuvent entrer en compte, comme des dérives lentes de certains paramètres (par exemple la puissance du faisceau Raman). Nous nous sommes donc demandé dans quelle mesure nous sommes limités seulement par le bruit statistique dans nos expériences.

Résultats

Pour étudier la stabilité de nos expériences, nous avons réalisé les séquences usuelles décrites précédemment au cours desquelles on prépare, après initialisation dans  $|0\rangle$ , un état de superposition des deux niveaux du qubits. Les poids de cette superposition sont modifiés en changeant la durée des impulsions Raman. Pour plusieurs poids, nous avons effectué des séries de 3000 mesures. Puis nous avons étudié la dispersion des mesures. Deux exemples sont présentés sur la figure III.8 pour une impulsion  $\sim \pi/2$  et  $\sim 2\pi$ . On représente l'histogramme des valeurs moyennes mesurées par paquets de 25 expériences. On visualise ainsi la dispersion des résultats et on peut la comparer avec la loi binomiale. Or, dans le cas où la probabilité d'avoir un évènement n'est pas trop proche de 0 ou de 1 et pour  $N \gg 1$ , on attend une distribution gaussienne dont la largeur est donnée par l'écart-type de la distribution binomiale. Sur la figure nous avons ajouté les distributions des mesures attendues dans ce cas. Elles sont entièrement déterminées par la probabilité moyenne mesurée. Tous les autres paramètres sont fixés par le nombre d'expériences effectuées.

On constate un bon accord entre les distributions expérimentales et les distributions attendues. Ceci montre que les résultats de nos mesures sont compatibles avec le bruit statistique "minimal" attendu, sur l'ordre de quelques milliers d'expériences.

Pour fixer les ordres de grandeur, remarquons que pour 3000 moyennes, et dans le cas où la probabilité d'avoir un évènement vaut 0,5 (c'est dans ce cas que le bruit est maximal), l'incertitude sur la probabilité déterminée est de 1%.

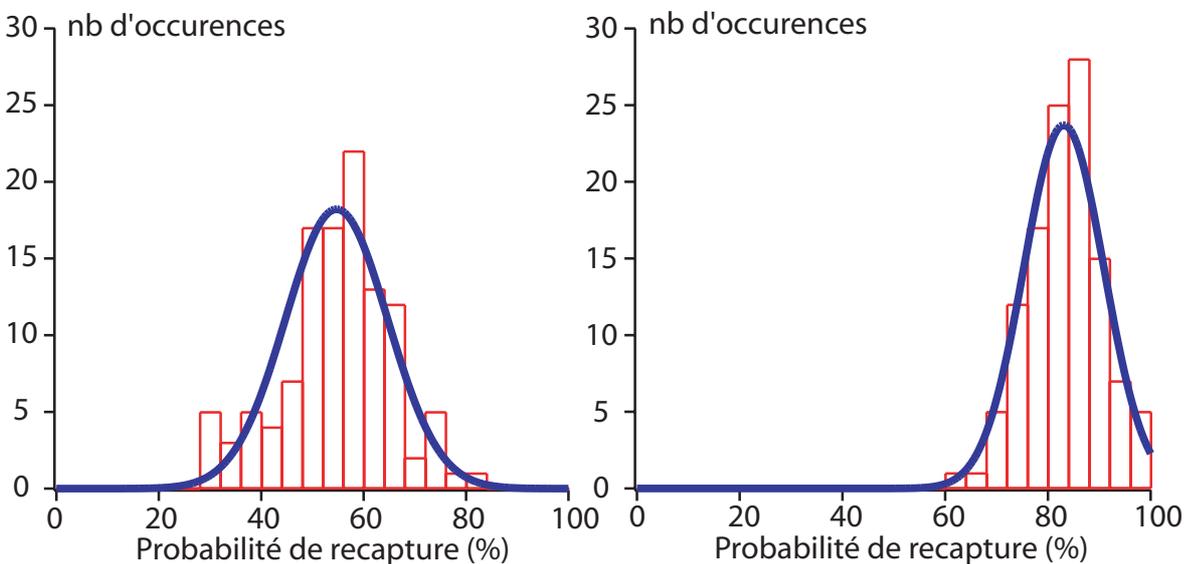


FIG. III.8: Exemples de distribution des mesures pour une probabilité d'être en  $F=1$  de 0,53 à gauche et 0,81 à droite. On représente pour 115 paquets de 25 mesures, le nombre d'occurrences des différents taux de recapture par intervalle de 4 %. Les courbes représentent les distributions gaussiennes attendues. Elles sont déterminées par la probabilité moyenne mesurée. Les autres paramètres sont fixés par le nombre et la taille des paquets de mesures.

Une autre manière de visualiser ce bruit est de faire une moyenne glissante. On réalise 1000 expériences et après chaque mesure on calcule la moyenne résultant de toutes les mesures effectuées jusqu'ici. On observe sur la courbe de la figure III.9 l'évolution de cette moyenne glissante en fonction du nombre d'expériences répétées. On constate que cette valeur converge à l'intérieur de l'enveloppe fixée par le bruit statistique.

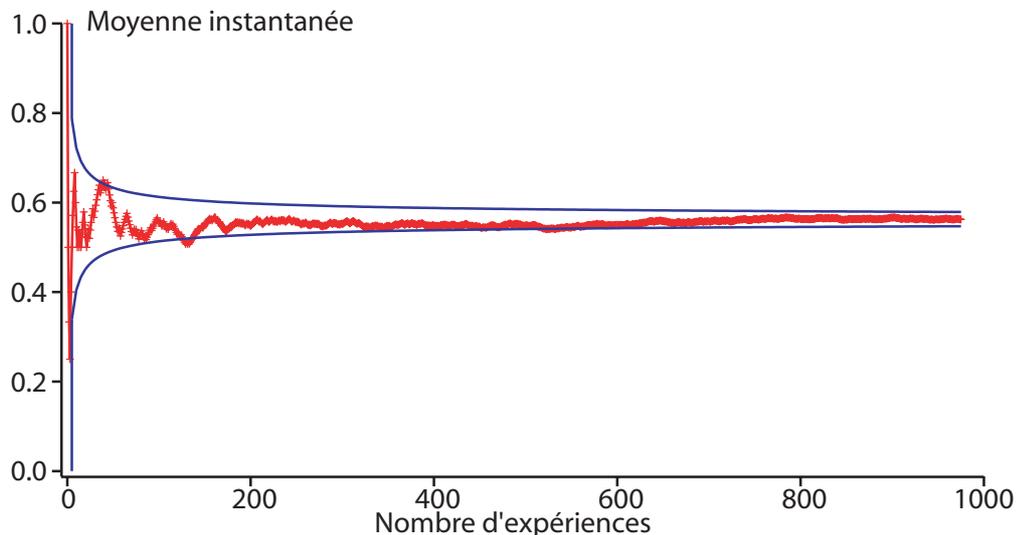


FIG. III.9: Illustration du bruit statistique lors de la mesure de l'état de l'atome. Chaque point représente la moyenne calculée après un nombre de mesures donné du même état. Les courbes représentent la valeur moyenne mesurée au final à laquelle on a ajouté ou soustrait le bruit statistique attendu, soit  $\pm\sqrt{p(1-p)/N}$ . La moyenne ici est de 0,56 sur l'ensemble des 1000 expériences.

## III.3 Initialisation du qubit

### III.3.1 Pompage optique

La première étape du contrôle d'un qubit est son initialisation dans un état déterminé. Ici, nous avons choisi de pomper les atomes dans l'état  $|0\rangle=|F=1,m_F=0\rangle$ . Pour ce faire, nous avons envoyé sur l'atome deux faisceaux accordés sur la transition optique D2 ; l'un de  $F=1$  vers  $F'=1$  et l'autre de  $F=2$  vers  $F'=2$  (voir schéma de la figure III.10).

Le principe de ce pompage optique repose sur le fait que la transition  $F=1$   $m_F=0$  vers  $F'=1$   $m_{F'}=0$  est interdite par couplage dipolaire électrique. Donc les atomes dans l'état  $|0\rangle$  ne sont pas excités par un faisceau polarisé  $\pi$ . Ils sont dans un état noir. Les atomes dans les autres  $m_F$  sont excités et finissent par tomber dans l'état noir. Le faisceau accordé sur la transition  $F=2$  vers  $F'=2$  joue le rôle de repompeur. Il recycle les atomes pompés en  $F=2$  jusqu'à ce qu'ils tombent en  $F=1$ . Décrivons ici principales caractéristiques des faisceaux utilisés :

- Ils sont tous les deux polarisés linéairement et parallèlement à l'axe de quantifica-

- tion<sup>5</sup> défini par le champ magnétique horizontal suivant la direction  $x$ .
- Ils sont couplés dans la même fibre avant d'être envoyés sur les atomes.
- Ils sont tous les deux issus des faisceaux utilisés pour faire la mélasse et décalés en fréquence pour être résonant avec les transitions recherchées.
- Les puissances maximales disponibles sont de l'ordre du milliwatt et le faisceau incident sur les atomes est collimaté avec un waist de l'ordre de 2 mm (soit un paramètre de saturation maximal d'environ 5).
- Les faisceaux sont envoyés sur les atomes pendant 200  $\mu\text{s}$ .
- Les faisceaux sont rétroréfléchis pour limiter l'effet de pression de radiation induit par le faisceau de pompage optique.

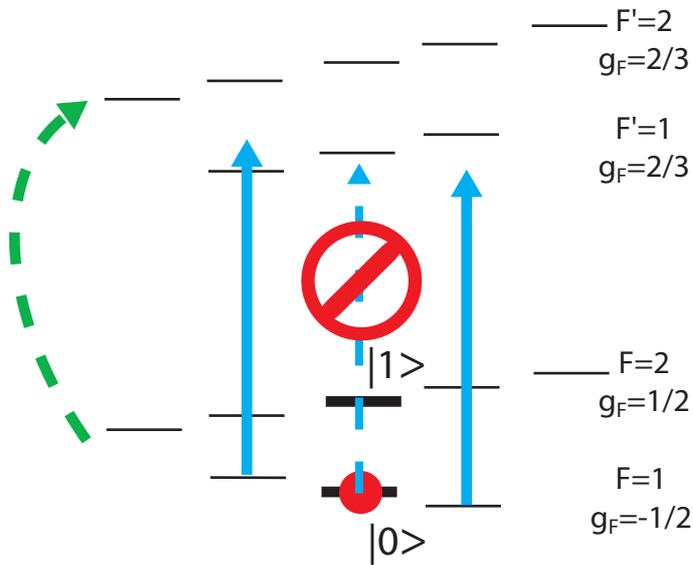


FIG. III.10: Principe du pompage optique dans l'état  $|0\rangle = |F=1, m_F=0\rangle$ . Le laser polarisé  $\pi$  sur la transition  $F=1$  vers  $F'=1$  sur la raie D2 pompe optiquement les atomes dans l'état noir  $m_F=0$ . Le laser est accordé approximativement à résonance de l'atome dans le piège dipolaire. L'axe de quantification est défini par un champ magnétique de 3,65 Gauss. Il induit un décalage Zeeman de l'ordre de  $\pm 5$  MHz sur les transitions partant des niveaux  $m_F = \pm 1$ . Ce déplacement est de l'ordre de la largeur naturelle et doit donc avoir un effet négligeable sur l'efficacité du pompage optique. Un faisceau repompeur accordé sur  $F=2$  vers  $F'=2$  permet de recycler les atomes placés dans  $F=2$  par le faisceau de pompage.

Avec ces paramètres nous avons obtenu un pompage optique optimal de 85 % dans l'état désiré. Les 15 % restant sont dans les autres niveaux Zeeman ( $m_F = \pm 1$ ) de l'état  $F=1$ . La population dans l'état  $F=2$  est inférieure à 1 %. Le temps minimum qu'il faut pour effectuer le pompage optique est limité par la rapidité du repompage par le faisceau vidant l'état  $F=2$ . Cette vitesse de repompage est actuellement limitée par la puissance disponible dans ce faisceau.

<sup>5</sup>A priori, l'état  $F=2$   $m_F=0$  est lui aussi un état noir par rapport au faisceau  $\pi$  sur la transition  $F=2$  vers  $F'=2$ . Cependant, en mettant suffisamment de puissance lumineuse dans ce faisceau repompeur, on peut vider cet état.

## Opérations à un qubit.

Pour obtenir la meilleure efficacité possible nous avons réalisé deux optimisations. Tout d'abord, nous avons ajusté la puissance du faisceau de pompage optique (de  $F=1$  vers  $F'=1$ ). Pour des puissances trop faibles, les atomes dans les mauvais  $m_F$  ont une faible probabilité d'être excités au cours des  $200 \mu\text{s}$  de pompage optique. Pour des puissances trop fortes par rapport à la puissance du faisceau repompeur ( $F=2$  vers  $F'=2$ ), on peuple de façon non négligeable l'état  $F=2$ . L'optimum a été trouvé pour une puissance d'environ  $3 \mu\text{W}$ . Un exemple de courbe d'optimisation en fonction de la puissance est donné sur la courbe de gauche de la figure III.12. Pour cette étude on mesure la population dans l'état  $F=1$  après pompage optique dans deux cas :

- Soit on ne fait rien d'autre. On mesure ainsi la quantité d'atome présent en  $F=2$ .
- Soit on applique une impulsion Raman  $\pi$  résonante avec les atomes dans  $F=1$   $m_F=0$  après le pompage optique. Ainsi, tous les atomes dans le "bon" état  $F=1$ ,  $m_F=0$  sont mis en  $F=2$  et ne sont pas détectés à la fin de la séquence. Les atomes restants sont donc dans les mauvais niveaux Zeeman de  $F=1$ .

En faisant la différence des résultats de ces deux mesures, on trouve le nombre d'atomes qui ont été pompés dans l'état Zeeman choisi (voir figure III.11).

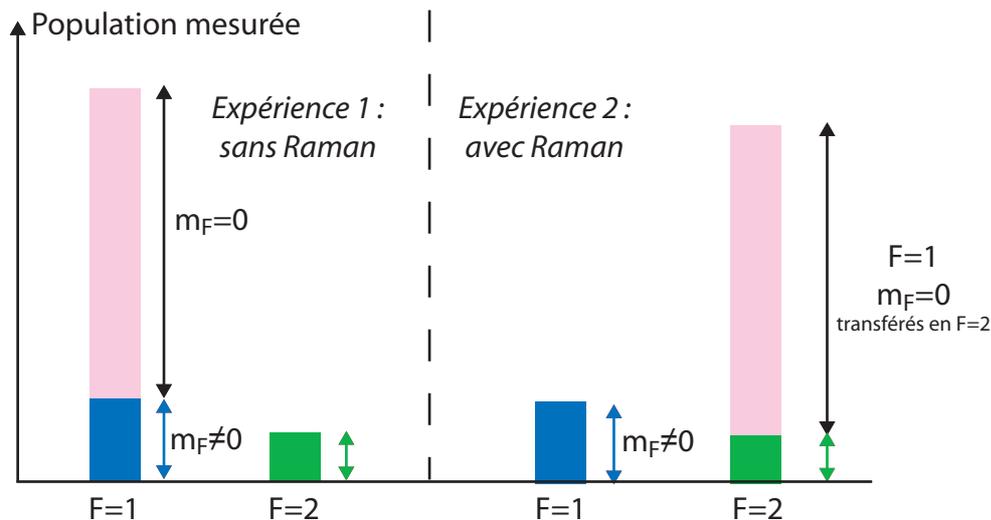


FIG. III.11: Méthode utilisée pour déterminer les atomes dans l'état  $F=1$   $m_F=0$ . La première mesure est effectuée sans les faisceaux Raman. On en déduit la population totale en  $F=1$  constituée d'atomes en  $m_F=0$  et d'atomes en  $m_F=\pm 1$ . La deuxième est réalisée pour une impulsion  $\pi$  sur l'état  $F=1$   $m_F=0$  qui transfère ces atomes dans l'état  $F=2$ . On mesure donc ainsi seulement les atomes en  $m_F=\pm 1$ . En comparant les deux mesures on en déduit le nombre d'atomes en  $F=1$   $m_F=0$ .

L'autre optimisation consiste à changer la polarisation du faisceau de pompage optique. Une lame demi-onde est placée dans le faisceau et permet de changer l'angle entre la polarisation du faisceau et le champ magnétique directeur. On mesure les points représentés sur la courbe de droite de la figure III.12. On constate la présence d'un optimum assez plat. Cet optimum s'étend sur une largeur angulaire de l'ordre de  $10^\circ$ . Or, si l'on tourne la lame d'un angle donné, alors la polarisation tourne de deux fois cet angle. Donc

on ne voit pas de changement net de la qualité du pompage optique sur une plage de  $\pm 10^\circ$ . Ce résultat paraît compatible avec un problème de définition de l'axe de quantification. Nous avons déjà observé ce problème sur les raies sensibles au champ magnétique étudiées dans le chapitre précédent. La qualité de notre pompage optique est probablement limitée par cet effet. En effet, si l'axe de quantification fluctue, la polarisation n'est pas bien définie. Donc l'atome ne voit pas une lumière parfaitement polarisée  $\pi$  et donc l'état noir  $F=1, m_F=0$  n'est pas parfaitement noir.

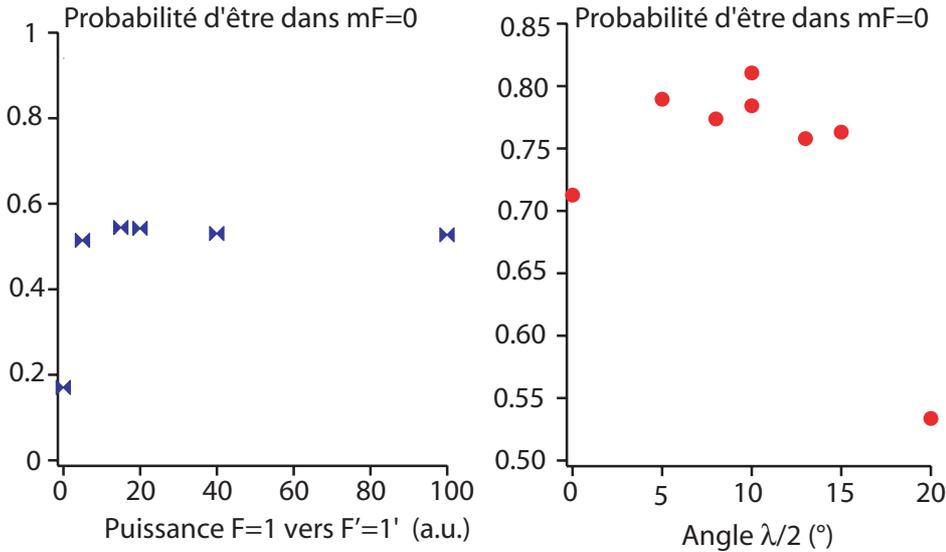


FIG. III.12: A gauche, probabilité de détecter l'atome en  $F=1$   $m_F=0$  après  $50 \mu s$  de pompage en fonction de la puissance dans le faisceau pompeur. A droite, probabilité de mesurer l'atome dans  $m_F=0$  en fonction de l'angle de la lame demi-onde permettant de changer direction de la polarisation du faisceau pompeur. On constate la présence d'un optimum. Cet optimum est peu sensible à la polarisation. La durée du pompage optique est de  $200 \mu s$ . Chaque point est le résultat de 100 expériences.

En pompant pendant  $200 \mu s$ , nous avons démontré un pompage optique de 85 % des atomes dans l'état  $F=1$   $m_F=0$ . Ce résultat est comparable à ce qu'ont pu obtenir d'autres groupes manipulant des atomes dans des micro-pièges dipolaires [8], [53]. Les atomes dans  $F=1$  mais dans les mauvais états Zeeman vont donc être toujours recapturés à la fin de la séquence (car on expulse les atomes en  $F=2$ ). Sur toutes nos courbes, nous allons donc observer un fond d'environ 15 % car ces atomes ne vont pas être sensibles aux transitions Raman. Dans la suite, nous avons fait le choix de toujours présenter les résultats bruts sans soustraction de ce fond.

Cette efficacité ne nous a pas limité pour tester des opérations à un qubit<sup>6</sup>. Il ne s'est donc pas avéré nécessaire d'améliorer le pompage optique dans ce contexte.

<sup>6</sup>L'efficacité de pompage est stable sur l'échelle de temps de nos expériences. Sinon, des fluctuations de cette efficacité pourrait dégrader nos résultats

### III.3.2 Durée de vie des états hyperfins

#### Théorie

Après préparation d'un atome dans un état hyperfin  $F$  donné, on peut se demander quelle est sa durée de vie dans cet état.

En effet, l'émission spontanée due au faisceau du piège dipolaire peut engendrer des transitions entre les différents états Zeeman hyperfins des niveaux  $F=1$  et  $F=2$  [49]. Par exemple, un atome dans un état Zeeman de  $F=1$  peut diffuser un photon soit sans changer d'état, soit en changeant d'état Zeeman tout en restant dans  $F=1$ , soit en diffusant un photon et aller dans un état Zeeman de  $F=2$  (voir figure III.13).

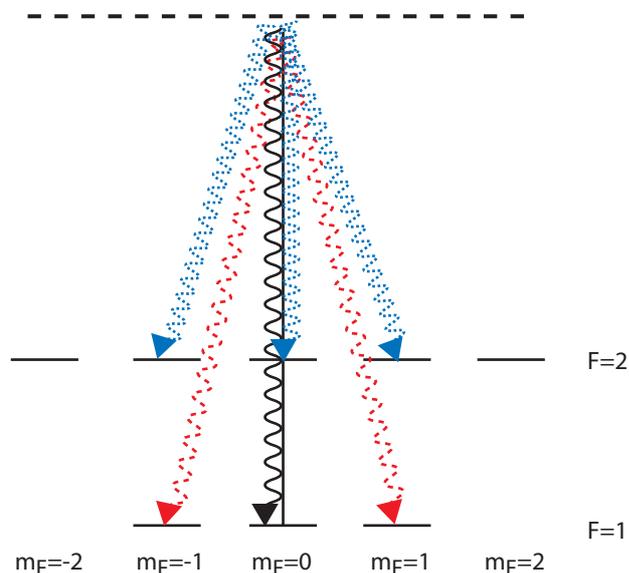


FIG. III.13: Représentation des différents processus de diffusion spontanée provoqués par le piège dipolaire pour l'état  $F=1, m_F=0$ . Après diffusion, l'atome peut soit rester dans le même état, soit être dans l'état  $F=2$ , soit être dans les autres états de  $F=1$ .

Le taux de diffusion total  $R_{total}$  provoquée par le piège dipolaire s'écrit [41] :

$$R_{total} = \Gamma \frac{\Omega^2}{4} \frac{1}{3} \left( \frac{2}{\delta_{3/2}^2} + \frac{1}{\delta_{1/2}^2} \right)$$

Ce taux est proportionnel à l'intensité du faisceau piège. Pour un piège de 1,2 mK de profondeur, on trouve un taux d'environ 100 photons par seconde, soit un temps moyen de 10 ms entre chaque événement de diffusion.

Ces événements se décomposent en deux catégories (voir figure III.14) :

- Les événements qui laissent inchangé l'état de l'atome. On appelle ces événements diffusion Rayleigh élastique.
- Les événements qui changent l'état de l'atome. On parle alors de diffusion Raman inélastique.

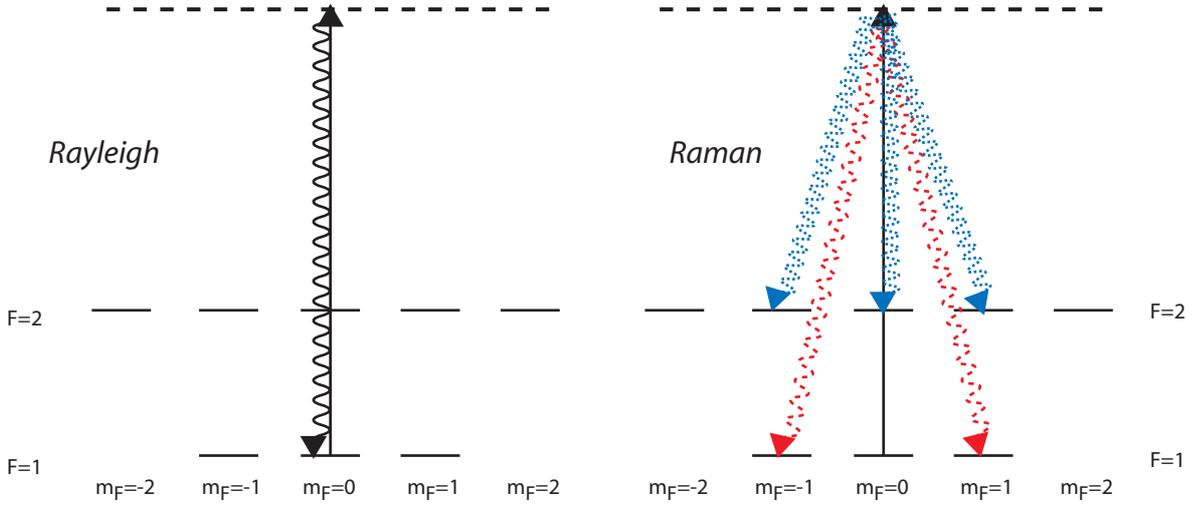


FIG. III.14: Décomposition des processus Raman et Rayleigh en partant de  $F=1$   $m_F=0$  avec un piège dipolaire polarisé linéairement. A gauche, on représente le processus Rayleigh. A droite, les différents processus Raman.

Le taux de diffusion total se décompose donc en deux parties :

$$R_{total} = R_{Raman} + R_{Rayleigh}$$

La durée de vie d'un état hyperfin est donc donnée par le taux de diffusion Raman. D'autre part, comme démontré expérimentalement dans la référence [54], la diffusion Rayleigh n'influe pas sur la cohérence du système. Si l'atome est dans un état de superposition, alors il le restera après diffusion d'un photon.

Par opposition, la diffusion Raman conduit à la destruction de la superposition.

Il nous faut donc estimer la part de diffusion Raman et la part de diffusion Rayleigh dans le taux de diffusion total. On montre [49] que le taux de diffusion d'un état  $(F, M)$  vers un état  $(F', M')$  s'écrit (en considérant que les écarts entre les différents niveaux hyperfins d'un même niveau fin sont négligeables devant les valeurs des désaccords  $\delta_{3/2}$  et  $\delta_{1/2}$ ) :

$$R_{FM \rightarrow F'M'} \propto \left| \frac{a_{FM \rightarrow F'M'}^{(1/2)}}{\delta_{1/2}} + \frac{a_{FM \rightarrow F'M'}^{(3/2)}}{\delta_{3/2}} \right|^2$$

où  $a^{(1/2)}$  et  $a^{(3/2)}$  sont les amplitudes de transition obtenues en sommant respectivement sur tous les niveaux intermédiaires possibles pour les raies  $5P_{1/2}$  et  $5P_{3/2}$ . On constate donc que les amplitudes de probabilité de transition entre les deux raies peuvent *a priori* interférer.

Le calcul du terme ci-dessus est simplifié par l'existence de règles de somme pour les alcalins [49] :

- Pour la diffusion Rayleigh ( $FM=F'M'$ ),  $a^{(1/2)} = 2 a^{(3/2)}$ .
- Pour la diffusion Raman ( $FM \neq F'M'$ ),  $a^{(1/2)} = -a^{(3/2)}$ .

On constate donc qu'il y a une atténuation de l'amplitude de la diffusion Raman due à une interférence entre les niveaux  $5P_{1/2}$  et  $5P_{3/2}$ . Dans la limite des très grands désaccords du laser du piège dipolaire, il y a annulation de la diffusion Raman.

## Opérations à un qubit.

---

Pour le  $^{87}\text{Rb}$  nous avons calculé le coefficient  $a^{(1/2)}$  pour chaque niveau Zeeman de l'état fondamental. Le calcul consiste à sommer sur les transitions donnant l'état final souhaité les amplitudes de probabilité de transition à deux photons (déterminées à partir des coefficients de Clebsch-Gordan).

Dans le cas de la diffusion Rayleigh pour un faisceau piège linéairement polarisé, le coefficient  $a^{(1/2)}$  est le même quel que soit l'état Zeeman considéré et vaut  $1/3$ .

Pour la diffusion Raman ce coefficient dépend de chaque couple (FM/F'M').

Donc pour un état de départ (FM) donné, les taux de diffusion Raman et Rayleigh s'écrivent :

$$R_{Raman} \propto \sum_{F'M' \neq FM} (a_{Raman}^{(1/2)})^2 \left| \frac{1}{\delta_{1/2}} - \frac{1}{\delta_{3/2}} \right|^2 \quad \text{et} \quad R_{Rayleigh} \propto \sum_{F'M' = FM} (a_{Rayleigh}^{(1/2)})^2 \left| \frac{1}{\delta_{1/2}} + \frac{2}{\delta_{3/2}} \right|^2$$

Or, l'étude des coefficients de Clebsch-Gordan pertinents montre que, pour tout état FM de départ,  $\sum_{F'M' \neq FM} (a_{Raman}^{(1/2)})^2 = \sqrt{2}/3$ . Donc on obtient<sup>7</sup> :

$$R_{Raman} \propto \frac{2}{9} \left( \frac{\delta_{3/2} - \delta_{1/2}}{\delta_{1/2}\delta_{3/2}} \right)^2 \quad \text{et} \quad R_{Rayleigh} \propto \frac{1}{9} \left( \frac{\delta_{3/2} + 2\delta_{1/2}}{\delta_{1/2}\delta_{3/2}} \right)^2$$

avec les désaccords que nous utilisons ( $\delta_{3/2} \sim 2\delta_{1/2} \sim 2(\delta_{3/2} - \delta_{1/2})$ ), on trouve :

$$\frac{R_{Raman}}{R_{Rayleigh}} \sim 2 \left| \frac{\delta_{1/2}}{4\delta_{1/2}} \right|^2 \sim 0.125$$

Et donc :

$$\frac{R_{Raman}}{R_{Total}} \sim 0.11 \quad \text{et} \quad \frac{R_{Rayleigh}}{R_{Total}} \sim 0.89$$

En conclusion, pour 9 photons diffusés, 1 seul conduit à un changement d'état hyperfin. Donc si l'on considère le taux de 100 photons par seconde calculé plus haut, on trouve un taux de diffusion Raman de 11 photons/s, soit une durée de vie de 90 ms.

Nous venons d'estimer le taux de diffusion Raman pour un état FM donné. Ce taux est le même pour tout état FM. De plus, le coefficient qui décrit l'amplitude du couplage entre deux niveaux donnés est le même que l'on considère la transition d'un état vers l'autre ou l'inverse. Donc, en partant de n'importe quelle distribution des atomes entre les différents niveaux Zeeman, on aboutit à un état stationnaire où les atomes sont équirépartis dans tous les niveaux Zeeman du système. Comme il y a 5 niveaux pour l'état  $F=2$  et 3 niveaux pour l'état  $F=1$ , alors on attend  $5/8$  des atomes en  $F=2$  et  $3/8$  des atomes en  $F=1$ , soit 62,5 % en  $F=2$  et 37,5 % en  $F=1$ .

Remarquons enfin que cet effet d'émission spontanée est proportionnel à la profondeur du piège dipolaire et donc à l'intensité du faisceau piège.

---

<sup>7</sup>Remarquons que si l'on développe la somme  $R_{Raman} + R_{Rayleigh}$ , on retrouve l'expression usuelle de l'émission spontanée en  $\frac{1}{3} \left( \frac{1}{\delta_{1/2}^2} + \frac{2}{\delta_{3/2}^2} \right)$

Expériences

Pour mesurer cet effet, nous avons réalisé une séquence identique à celle de la figure III.4 mais où l'on pompe optiquement les atomes en  $F=1$  ou en  $F=2$  avec les faisceaux de la mélasse indépendamment de leur état Zeeman. Donc pour chaque expérience, les atomes sont respectivement répartis soit dans tous les niveaux Zeeman de  $F=1$  soit dans tous ceux de  $F=2$  (voir figure III.15). On applique ensuite la détection usuelle et on mesure la probabilité de recapturer l'atome en  $F=1$ . La figure III.16 montre le résultat de ces expériences pour deux profondeurs de piège de 1,2 et 0,45 mK.

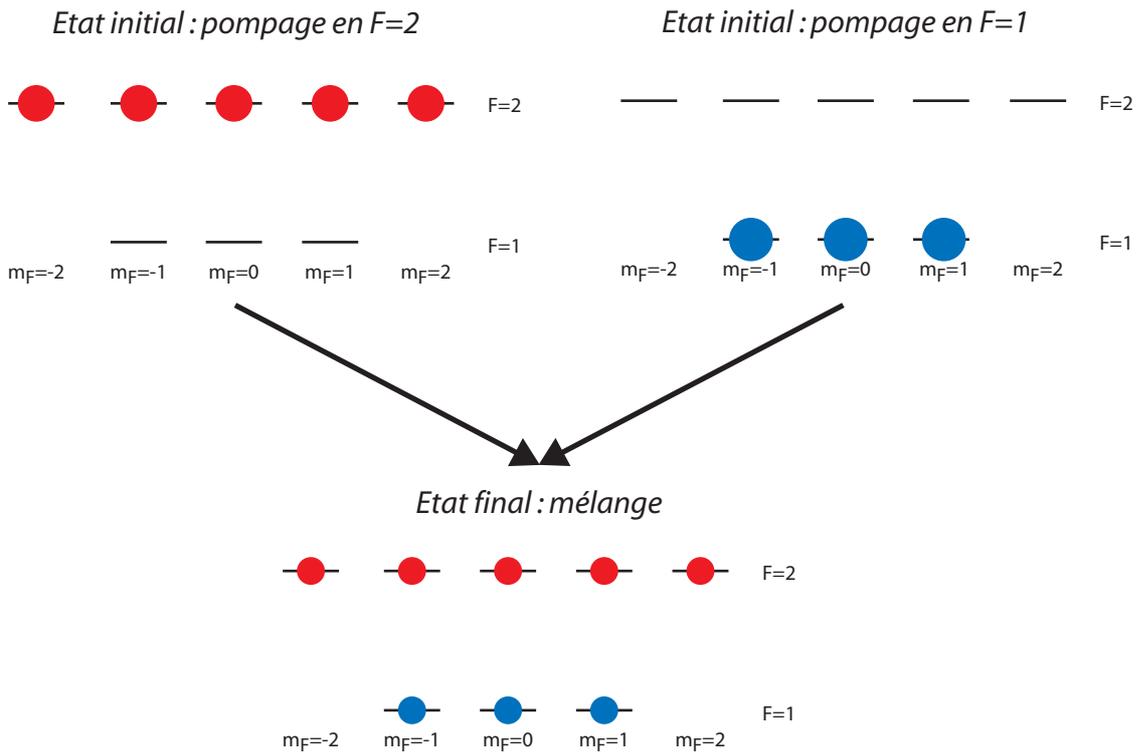


FIG. III.15: Principe des expériences de mesure de la durée de vie des états hyperfins. Après préparation soit en  $F=1$ , soit en  $F=2$ , on mesure l'évolution des populations vers le régime stationnaire où tous les atomes sont équirépartis dans tous les niveaux Zeeman.

Les courbes de la population en  $F=1$  et de la population en  $F=2$  sont ajustées par une loi exponentielle pour laquelle l'amplitude et le niveau de base ont été fixés aux valeurs calculées dans le paragraphe précédent. On obtient les temps à  $1/e$  suivants :

état	profondeur piège	temps $1/e$
F1	1,2 mK	$16,6 \pm 1,1$ ms
F2	1,2 mK	$16,7 \pm 1,2$ ms
F1	0,45 mK	$63 \pm 7$ ms
F2	0,45 mK	$48 \pm 6$ ms

Pour chacune des profondeurs de piège, les temps pour les deux niveaux hyperfins sont compatibles (même si le nombre de points pris dans le cas du piège à 0,45 mK est

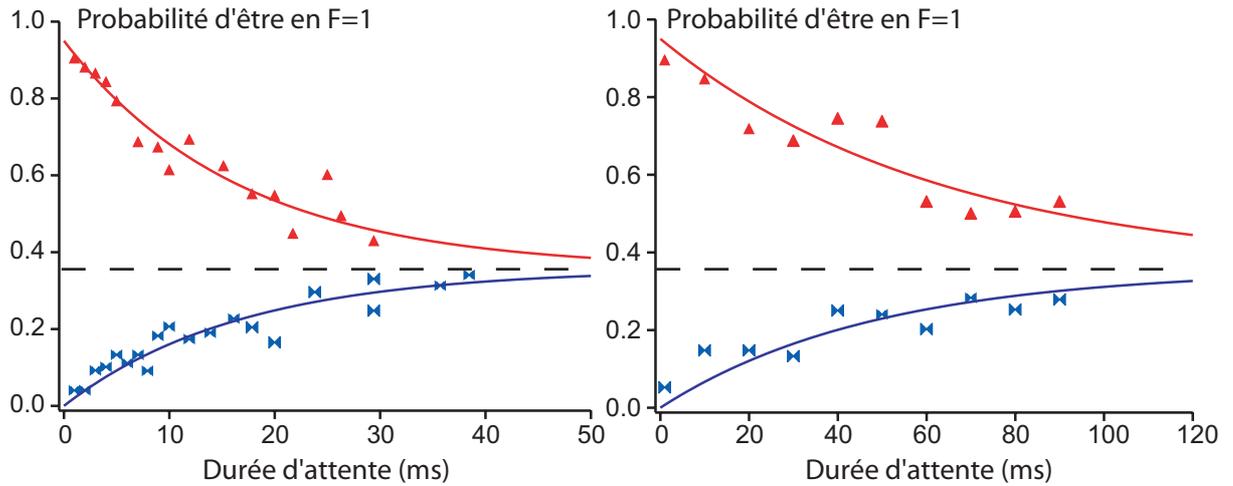


FIG. III.16: Mesure de l'évolution temporelle de la population en  $F=1$  et  $F=2$  pour un piège de  $1,2 \text{ mK}$  à gauche et  $0,45 \text{ mK}$  à droite. On trace la probabilité d'être en  $F=1$  après préparation en  $F=1$  (haut) ou préparation en  $F=2$  (bas). Les courbes sont ajustées par une loi exponentielle dont les amplitudes et niveaux de base sont fixés. La ligne pointillée représente l'asymptote attendue. Chaque point est le résultat de 100 expériences. La diminution de la puissance du piège dipolaire entraîne une augmentation de la durée de vie des états hyperfins.

insuffisant pour une détermination précise de l'effet étudié). L'effet de diminution de la profondeur du piège est flagrant. Moins le piège est profond, moins le taux de diffusion Raman est élevé. On constate aussi que les données convergent bien vers la répartition attendue entre tous les niveaux Zeeman.

La comparaison des temps mesurés avec la théorie est plus délicate. Pour le piège à  $1,2 \text{ mK}$ , nous avons calculé que le taux de diffusion Raman est de  $11 \text{ photons/s}$ . Ce taux décrit la probabilité par unité de temps qu'un atome dans un état donné change d'état après un processus de diffusion Raman. Mais ici, on mesure l'évolution couplée de tous les états Zeeman et en plus on n'accède pas à la population de chaque niveau Zeeman, mais seulement à la population globale en  $F=1$ . Nous avons résolu numériquement l'évolution de ce système avec les coefficients de couplage appropriés. Pour les états initiaux représentés sur la figure III.15 pour lesquels la population est répartie de façon équiprobable soit dans les niveaux de  $F=1$  soit dans ceux de  $F=2$ , on obtient une évolution exponentielle de la population en  $F=1$  avec une constante de temps d'environ  $14 \text{ photons/s}$ , soit un temps de vie de  $72 \text{ ms}$  (toujours pour un piège de  $1,2 \text{ mK}$ ). Pour un piège de  $0,45 \text{ mK}$ , on déduit un temps de vie de  $192 \text{ ms}$ .

L'écart avec notre théorie est donc important. Nous suspectons des problèmes de lumière parasite résonante qui provoquerait des transitions entre les deux niveaux hyperfins. En effet, on commande les faisceaux de l'expérience avec des modulateurs acousto-optiques qui peuvent laisser passer un peu de lumière même éteints. Nous avons positionné des obturateurs mécaniques dans certains faisceaux mais par exemple il n'y en a pas encore dans le faisceau pousseur.

Notons enfin que pour état Zeeman donné, les évolutions peuvent être un peu différente

mais les taux de diffusion Raman sont toujours du même ordre de grandeur. Des expériences sur la durée de vie de l'état  $F=1$   $m_F=0$  non présentées ici donnent effectivement des durées de vie similaires.

### III.4 Etude de la transition horloge $F=1$ $m_F=0$ vers $F=2$ $m_F=0$

Dans le chapitre précédent, nous avons observé que la largeur minimale des raies est de plusieurs dizaines de kHz. Nous avons expliqué cette largeur par des fluctuations de champ magnétique et de polarisation du piège dipolaire. Or, la raie associée à la transition horloge n'est pas sensible à l'effet Zeeman au premier ordre et n'est pas sensible non plus au déplacement lumineux vectoriel des niveaux. On attend donc des raies plus fines que celles observées dans le chapitre précédent. Dans cette partie, nous présentons des exemples de raies obtenues. Leur faible largeur va permettre de mettre en évidence le déplacement lumineux différentiel entre l'état  $F=1$  et l'état  $F=2$ .

#### III.4.1 Spectres

Pour différentes durées d'impulsions Raman, nous avons mesuré le spectre de la résonance de la transition horloge en balayant la fréquence des faisceaux Raman. Des exemples de courbes sont représentées sur la figure III.17. Les largeurs de ces courbes sont présentées dans le tableau ci-dessous<sup>8</sup>. On constate que l'on obtient des largeurs de quelques kHz. C'est un ordre de grandeur meilleur que les précédentes mesures. Quand on augmente la durée de l'impulsion Raman, on s'attend à ce que les raies soient de plus en plus fines. Pour la courbe à 400  $\mu$ s, la raie est élargie par rapport à la valeur attendue en considérant la durée de l'impulsion Raman. De plus, l'amplitude de la transition est atténuée. Ces effets sont la signature de fluctuations de désaccord. Nous allons montrer dans la suite que ces fluctuations de désaccord sont liées à la température des atomes dans le piège. Un modèle décrivant cet effet est détaillé dans le paragraphe III.4.3. Néanmoins, ces faibles largeurs de raie nous ont permis de faire des expériences de spectroscopie. Nous avons pu par exemple résoudre l'effet de déplacement lumineux différentiel et l'effet Zeeman quadratique.

durée	largeur attendue	largeur mesurée
100 $\mu$ s	8 kHz	$8,5 \pm 0,5$ kHz
200 $\mu$ s	4 kHz	$3,9 \pm 0,2$ kHz
400 $\mu$ s	2 kHz	$2,4 \pm 0,1$ kHz

---

<sup>8</sup>Les largeurs sont les largeurs FWHM. La largeur attendue est donnée par la durée  $\tau$  de l'impulsion Raman comme au chapitre précédent via l'expression  $0,8/\tau$ .

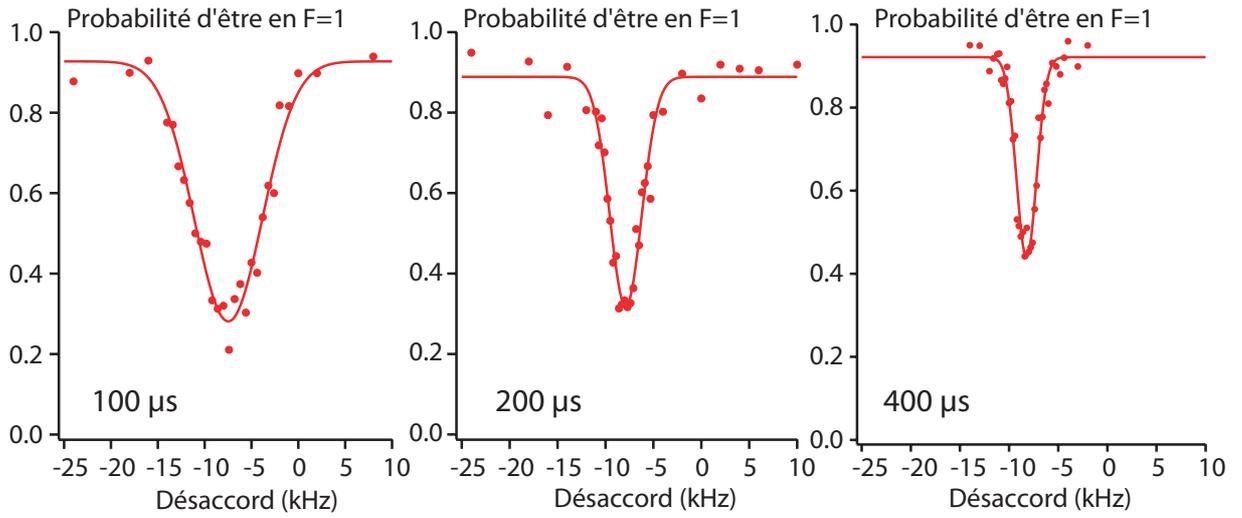


FIG. III.17: Exemples de raies. De gauche à droite pour des durées d'impulsions de 100, 200 et 400  $\mu\text{s}$ . Chaque point est le résultat de 100 expériences. On remarque que pour l'impulsion la plus longue, l'amplitude de la transition diminue.

### III.4.2 Déplacement lumineux différentiel

On peut voir sur les spectres précédents que les raies ne sont pas centrées sur un désaccord nul par rapport à la valeur de la fréquence de résonance pour l'atome dans l'espace libre.

Deux phénomènes décalent la fréquence de cette transition.

Tout d'abord, l'effet Zeeman, qui est nul au premier ordre sur les états de moments magnétiques nuls, ne l'est plus à l'ordre supérieur. Il apparaît un déplacement des niveaux d'énergie donné par la formule de Breit-Rabi [44]. Sur la transition horloge, ce déplacement en fréquence vaut  $+ 0,575 \text{ kHz/G}^2$ . Donc pour un champ appliqué de 3,65 G, on trouve un déplacement de  $+ 7,7 \text{ kHz}$  de la transition.

D'autre part, les deux niveaux  $F=1$  et  $F=2$  n'ayant pas la même différence d'énergie par rapport aux niveaux excités, ils subissent donc un déplacement lumineux légèrement différent (voir figure III.18). Cet écart entre les déplacements lumineux est appelé déplacement lumineux différentiel. Il d'autant plus important que la profondeur du piège est grande. Pour mettre en évidence cet effet, nous avons mesuré la position du centre de la raie en fonction de la puissance lumineuse dans le piège. On obtient la courbe de la figure III.19. On observe une variation linéaire de la position du centre de la raie. La pente de la droite vaut  $-16,7 \pm 0,2 \text{ kHz/mW}$ . Ainsi, pour des puissances typiques de 1 mW, l'amplitude de cet effet est d'environ 17 kHz.

Calculons la pente attendue avec un modèle simple où  $\delta_{1/2}$  et  $\delta_{3/2}$  sont les désaccords entre la fréquence du faisceau piège et les différences de fréquences entre les niveaux  $5P_{1/2}$  et  $5P_{3/2}$  et l'état  $F=2$  du niveau  $5S_{1/2}$ . On appelle  $\omega_{HF}$  l'écart hyperfin du niveau  $5S_{1/2}$  (voir figure III.18).

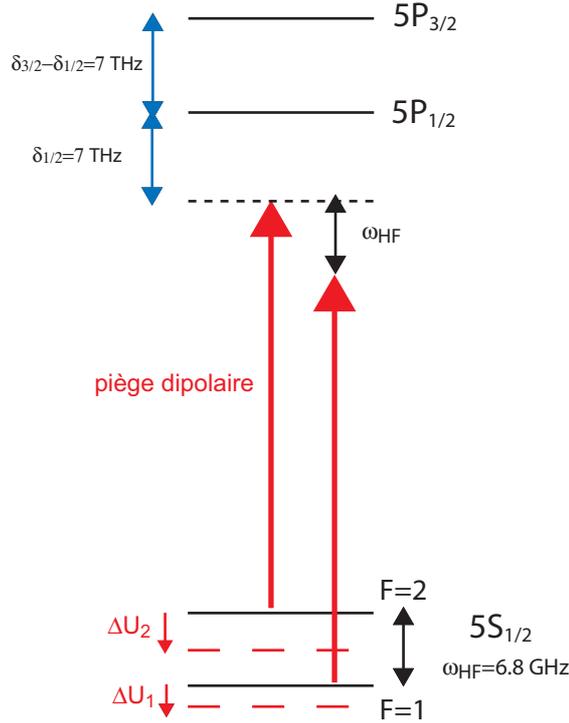


FIG. III.18: Origine du déplacement lumineux différentiel. Comme les niveaux  $F=1$  et  $F=2$  ne voient pas tout à fait le même désaccord pour le piège dipolaire, alors leur déplacement lumineux est différent.

Le déplacement lumineux pour l'état  $F=2$  du niveau fondamental s'écrit alors :

$$U_2 \propto \frac{1}{\delta_{1/2}} + \frac{2}{\delta_{3/2}}$$

Et pour l'état  $F=1$  :

$$U_1 \propto \frac{1}{\delta_{1/2} + \omega_{HF}} + \frac{2}{\delta_{3/2} + \omega_{HF}}$$

avec le même coefficient de proportionnalité.

La différence d'énergie entre les deux niveaux, normalisée à la profondeur du piège que l'on approxime par la valeur de  $U_2$ , s'écrit pour  $\omega_{HF} \ll \delta_{1/2}$  :

$$\eta = \frac{U_2 - U_1}{U_2} \approx \omega_{HF} \frac{\frac{1}{\delta_{1/2}^2} + \frac{2}{\delta_{3/2}^2}}{\frac{1}{\delta_{1/2}} + \frac{2}{\delta_{3/2}}} \quad (\text{III.1})$$

On conclut que le déplacement lumineux différentiel entre les deux niveaux est proportionnel à la profondeur du piège, et inversement proportionnel au désaccord entre le faisceau piège et les transitions concernées.

Numériquement on obtient une valeur de  $\eta = 0,72 \times 10^{-3}$ .

Pour comparer cette valeur aux mesures effectuées deux approches sont possibles :

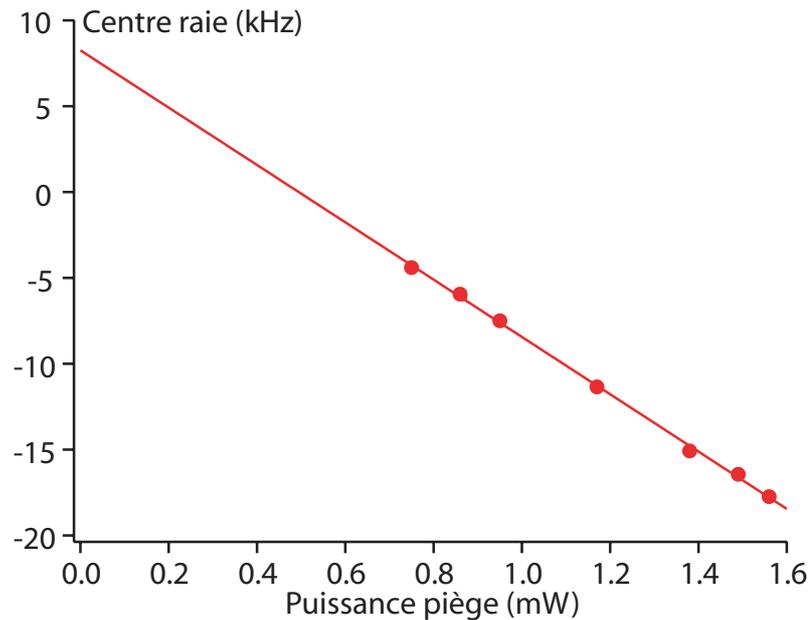


FIG. III.19: Effet de déplacement lumineux différentiel. Le centre de la raie se déplace linéairement en fonction de la profondeur du piège. La pente est de  $-16,7 \pm 2$  kHz/mW. La valeur extrapolée pour une puissance nulle est de  $8,3 \pm 0,3$  kHz. Elle est compatible avec l'effet Zeeman quadratique dû au champ directeur.

- Soit on prend la valeur théorique du décalage différentiel et on extrait la profondeur du piège. Dans ce cas, on trouve une profondeur de piège  $23,2 \pm 2,8$  MHz/mW. La mesure usuelle de la profondeur du piège avec la méthode décrite dans le chapitre I donnait 24 MHz/mW.
- Soit on considère la profondeur du piège mesurée indépendamment de 24 MHz/mW et on déduit un déplacement différentiel de  $0,70 \pm 0,1$  kHz/MHz.

On obtient donc un accord raisonnable entre les deux mesures. De plus, l'ordonnée à l'origine de la courbe de la figure III.19 donne  $8,3 \pm 0,3$  kHz. Cette valeur est elle aussi compatible avec le calcul précédent de l'effet Zeeman quadratique qui donne  $7,7 \pm 0,6$  kHz.

### III.4.3 Fluctuations de désaccord lors du mouvement de l'atome

L'existence du déplacement lumineux différentiel a des conséquences importantes sur le contrôle de notre qubit.

Lors du mouvement de l'atome dans le piège, l'intensité lumineuse du faisceau piège vu par l'atome est modulée. Donc le déplacement lumineux différentiel est modulé et la fréquence de la transition horloge aussi. Mais, lors des expériences de mesure de spectre de faibles largeurs ou de franges de Ramsey (cf III.6), l'atome a le temps d'effectuer plusieurs oscillations dans le piège. Ce qui compte, c'est donc le désaccord moyen vu par l'atome. Or, ce désaccord est lié à l'énergie des atomes. Donc pour une distribution thermique d'atomes, on a une distribution de désaccords moyens associée. Cette distribution

de désaccord induit des pertes de cohérence dans le système. Elle est d'autant plus large que les atomes sont chauds.

Détaillons maintenant le modèle utilisé. Cherchons tout d'abord à déterminer la distribution des désaccords dans le piège en fonction de la température de l'ensemble d'atomes considéré. Pour un atome dans un piège harmonique à trois dimensions<sup>9</sup>, la distribution d'énergie s'écrit :

$$p(E)dE = \frac{E^2}{2(k_B T)^3} e^{-\frac{E}{k_B T}} dE \quad (\text{III.2})$$

Or, nous avons montré par la formule III.1 que le déplacement lumineux différentiel au fond du piège donné par la différence de déplacement lumineux entre les deux niveaux du qubit est proportionnel à la profondeur maximale du piège. Nous avons nommé  $\eta$  ce coefficient de proportionnalité :

$$U_2 - U_1 = \hbar \delta_{diff\ max} = \eta U_{max}$$

Si un atome possède une énergie  $E$ , alors il voit un potentiel  $U = U_{max} - E/2$ . Le facteur 2 vient de l'équipartition de l'énergie entre l'énergie potentielle et l'énergie cinétique dans un piège harmonique. Notons ici que nous faisons l'hypothèse que pendant le temps de mesure, l'atome réalise plusieurs oscillations dans le piège. En effet, l'équipartition de l'énergie n'est vraie que pour les énergies potentielle et cinétique moyennes. Le déplacement lumineux différentiel s'écrit donc :

$$\hbar \delta_{diff} = \eta U = \hbar \delta_{diff\ max} + \frac{\eta E}{2}$$

On déduit donc par un changement de variable dans l'expression de la distribution d'énergie III.2 la distribution des désaccords :

$$p(\delta') d\delta' = \frac{T_2^{*3}}{2} \delta'^2 e^{-T_2^* \delta'} d\delta' \quad (\text{III.3})$$

où l'on pose :  $T_2^* = \frac{2\hbar}{\eta k_B T}$  et  $\delta' = \delta_{diff} - \delta_{diff\ max}$ .

### III.4.4 Calcul des largeurs de raies

Pour voir si le modèle précédent permet d'expliquer la largeur des raies observées, nous avons approximé la distribution de désaccord par une gaussienne de même largeur. Ensuite nous avons fait la convolution numérique entre cet élargissement et la raie attendue dans le cas idéal pour chacune des courbes expérimentales. Notons que la largeur de la distribution a été choisie en prenant les temps de cohérence mesurés au paragraphe III.6 et non la température des atomes mesurée indépendamment. Les résultats sont résumés dans le tableau suivant :

---

<sup>9</sup>Rappelons que cette hypothèse est justifiée car l'atome n'explore que le fond du potentiel dipolaire.

durée	$T_2^*$	largeur attendue	largeur modélisée	largeur mesurée
100 $\mu s$	400 $\mu s$	8 kHz	8,5 kHz	$8,5 \pm 0,5$ kHz
200 $\mu s$	400 $\mu s$	4 kHz	4,3 kHz	$3,9 \pm 0,2$ kHz
400 $\mu s$	400 $\mu s$	2 kHz	2,5 kHz	$2,4 \pm 0,1$ kHz
1250 $\mu s$	630 $\mu s$	640 Hz	1,2 kHz	$960 \pm 100$ Hz

Le point à 1250  $\mu s$  a été réalisé pour une température plus faible de l'atome (voir figure III.20). Sa largeur, plus faible que celles des courbes correspondant à une température plus élevée confirme bien l'influence de la température de l'atome sur la largeur des raies. En étudiant les valeurs du tableau, on constate aussi que le modèle ci-dessus décrit donc correctement les largeurs de raies observées. Nous allons voir qu'il explique aussi leur amplitude. C'est donc la température des atomes couplée au déplacement lumineux différentiel qui limite la largeur des raies observées<sup>10</sup>.

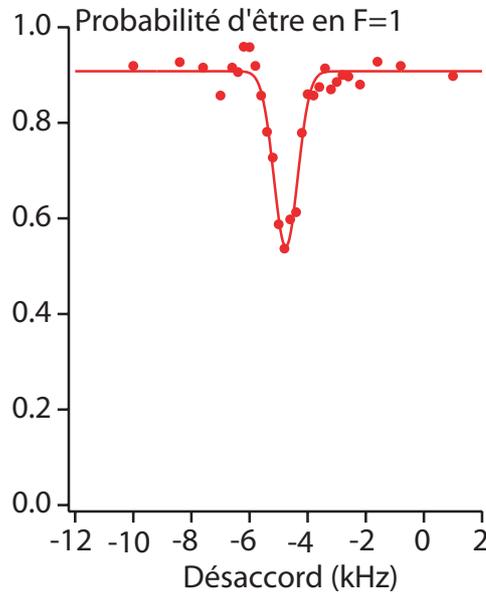


FIG. III.20: Raie obtenue dans un piège peu profond à 400  $\mu K$  pour une impulsion de 1250  $\mu s$ . Sa largeur est de 960 Hz. Chaque point est le résultat de 100 expériences.

### III.5 Rotation de l'état du qubit

Dans cette partie, nous allons étudier les courbes d'oscillation de Rabi obtenues pour différentes fréquences de Rabi. Notre système laser permet d'observer une grande gamme de fréquences de Rabi en variant la puissance du faisceau Raman. Nous présentons ici des oscillations de Rabi avec des fréquences allant de 1 kHz à 6 MHz. Cependant, suivant les fréquences de Rabi étudiées, l'amortissement des oscillations de Rabi a des origines différentes.

<sup>10</sup>Rappelons que nous avons à la section II.2.1 que la largeur du système laser Raman est négligeable devant cet effet.

### III.5.1 Introduction

Nous avons étudié deux causes d'amortissement des oscillations de Rabi : les fluctuations de désaccord  $\delta$  et les fluctuations de fréquence de Rabi  $\Omega$ .

La largeur de la distribution des désaccords induit un amortissement des oscillations qui est caractérisé par un temps inversement proportionnel à cette largeur. Cet effet est donc négligeable pour des temps d'oscillation courts (typiquement au-dessous de  $100 \mu\text{s}$ ).

En revanche, les fluctuations de  $\Omega$  interviennent quelles que soient les périodes d'oscillation. En fait, nous allons voir que les fluctuations de  $\Omega$  sont proportionnelles à  $\Omega$ . Pratiquement, cela signifie que l'amortissement n'est pas caractérisé par un temps donné, mais par un nombre d'arches d'oscillations. Donc pour des oscillations suffisamment rapides, on observe des oscillations qui s'amortissent toujours après quelques arches.

### III.5.2 Fréquence de Rabi dans la gamme de 1 à 10 kHz

Deux exemples d'oscillation de Rabi sont présentés sur la figure III.21 pour des fréquences de Rabi de 1 et 2 kHz. On constate qu'à ces échelles de temps, le contraste des oscillations est diminué et que les oscillations s'amortissent. Nous observons ici le même effet de fluctuations de désaccord dues au mouvement de l'atome dans le piège décrit dans la partie III.4.3. Cet effet explique que l'on ne puisse pas voir des oscillations à des fréquences de Rabi plus faibles. Les courbes présentées sont ajustées "à l'œil" par un calcul numérique du signal d'oscillation de Rabi moyenné sur la distribution de désaccord attendue. La largeur caractéristique de la distribution gaussienne de  $\delta$  est fixée comme pour l'étude des spectres à  $2\pi \times 2,5 \text{ kHz}$ . Dans ce cas, on peut négliger les fluctuations de fréquence de Rabi.

### III.5.3 Fréquence de Rabi dans la gamme de 10 à 100 kHz

En augmentant la puissance du faisceau Raman, on accède à des fréquences de Rabi plus élevées. Dans cette gamme, les fluctuations de désaccord ne conduisent pas à un amortissement important. On les néglige donc dans la suite. Deux exemples de courbes sont présentés sur la figure III.22. L'amortissement des oscillations, expliqué par des fluctuations de  $\Omega$  s'effectue toujours sur 3 ou 4 arches quelle que soit la fréquence de Rabi. Détaillons maintenant les origines possibles des fluctuations de fréquence de Rabi et donc des intensités lumineuses des deux faisceaux vus par l'atome :

- fluctuations de la puissance lumineuse des lasers piège dipolaire et faisceau Raman.
- fluctuations de l'intensité lumineuse vue par l'atome du fait de son mouvement dans le piège.

Le premier effet a été étudié expérimentalement. On trouve des fluctuations relatives de puissance de  $\sim 1,5 \%$  sur chacun des deux faisceaux. Cette amplitude est raisonnable si l'on considère que les deux faisceaux ne sont pas asservis en puissance.

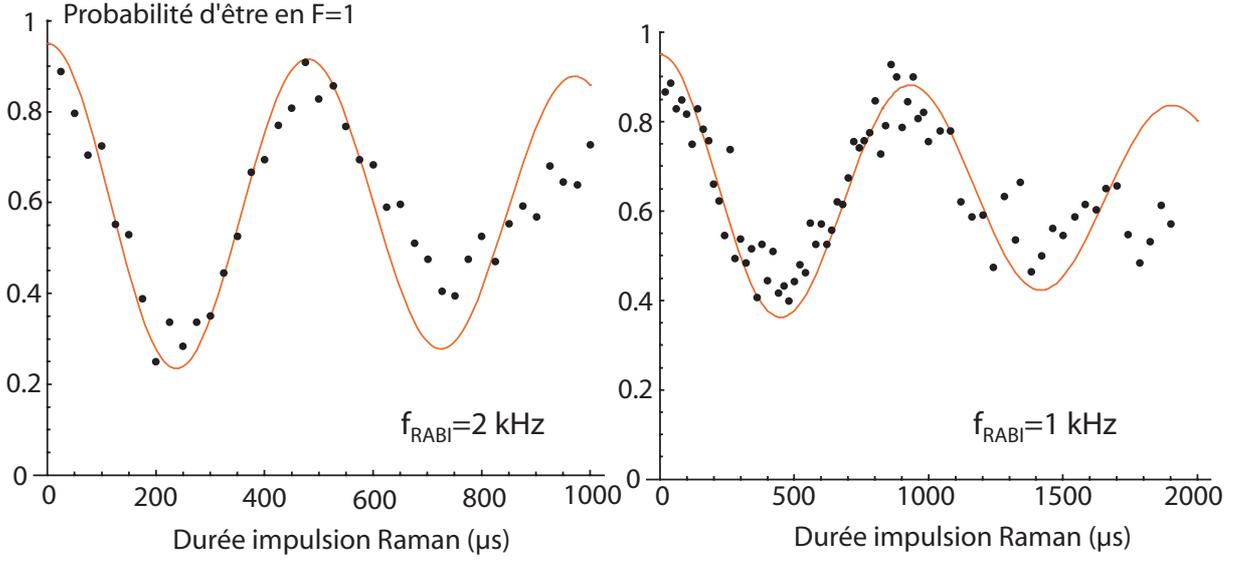


FIG. III.21: Exemples d'oscillation de Rabi dans un piège de 1,2 mK. A gauche la fréquence de Rabi est de 2 kHz. A droite, elle vaut 1 kHz. Ceci correspond à des impulsions  $\pi$  respectivement en 250 et 500  $\mu\text{s}$ . Les courbes sont ajustées avec le modèle de fluctuations de désaccord présenté dans le paragraphe III.4.3. Chaque point est le résultat de 100 expériences.

Or, la fréquence de Rabi effective est donnée par (cf II.1.2) :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_0 \Omega_1^*}{2\Delta}$$

Comme les fréquences de Rabi sont proportionnelles à la racine carrée des puissances de faisceau, on supposera que les fluctuations relatives de  $\Omega_{eff}$  sont aussi de l'ordre de 1,5 %.

Le deuxième effet peut être modélisé en s'inspirant de la méthode utilisée pour calculer la distribution de désaccord décrite dans la partie III.4.3.

Comme le faisceau Raman et le piège dipolaire sont superposés, on déduit que, quelle que soit la position  $x$  de l'atome dans le piège,  $\Omega_0(x) \propto \Omega_1(x)$ . Donc  $\Omega_{eff}(x)$  est proportionnel à  $\Omega_0^2(x)$ . Or, dans un piège dipolaire la profondeur du piège est proportionnelle au carré de la fréquence de Rabi :

$$\Omega_0^2(x) = \alpha U(x)$$

où  $U$  est la profondeur du piège et  $\alpha$  un coefficient de proportionnalité que l'on peut déterminer à partir de la profondeur maximale du piège :

$$\alpha = \frac{\Omega_{0max}^2}{U_{max}}$$

Donc, en reprenant l'argument d'équipartition entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle, on obtient :

$$\Omega_0^2(x) = \Omega_{0max}^2 - \frac{\alpha E(x)}{2} = \Omega_{0max}^2 \left( 1 - \frac{E(x)}{2U_{max}} \right) \quad (\text{III.4})$$

ou encore :

$$\Omega_{eff}(x) = \Omega_{eff_{max}} \left( 1 - \frac{E(x)}{2U_{max}} \right) \quad (\text{III.5})$$

Donc connaissant la distribution d'énergie dans le piège, on peut calculer la distribution de fréquence de Rabi effective. Or, la formule III.5 est exactement équivalente à celle utilisée pour le calcul du désaccord. Par analogie avec la grandeur  $T_2^*$  définie par la formule III.3, on définit le temps  $T_{Rabi}$  :

$$T_{Rabi} = \frac{2U_{max}}{\Omega_{eff_{max}} k_B T}$$

On montre alors que le signal d'oscillation de Rabi à résonance qui s'écrit pour une fréquence de Rabi  $\Omega_{eff}$  donnée :

$$\frac{1}{2} \left[ 1 + \cos(\Omega_{eff} t) \right]$$

devient après moyenne sur une distribution thermique d'atomes :

$$\frac{1}{2} \left[ 1 + \left( 1 + \frac{t^2}{T_{Rabi}^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \cos \left\{ \Omega_{eff_{max}} t + 3 \arctan \frac{t}{T_{Rabi}} \right\} \right] \quad (\text{III.6})$$

Cette expression montre que les fluctuations de puissance, puisqu'elles modulent la fréquence des franges, induisent un amortissement des oscillations donné par le terme en  $(1 + \frac{t^2}{T_{Rabi}^2})^{-\frac{3}{2}}$ . D'autre part, le terme en arctan traduit un glissement de fréquence des franges. Cet effet provient du fait que la distribution de fréquence de Rabi n'est pas symétrique.

La combinaison des fluctuations de puissance des faisceaux Raman et de l'effet du mouvement des atomes a été utilisée pour ajuster les courbes de la figure III.22. On constate un bon accord avec les résultats expérimentaux.

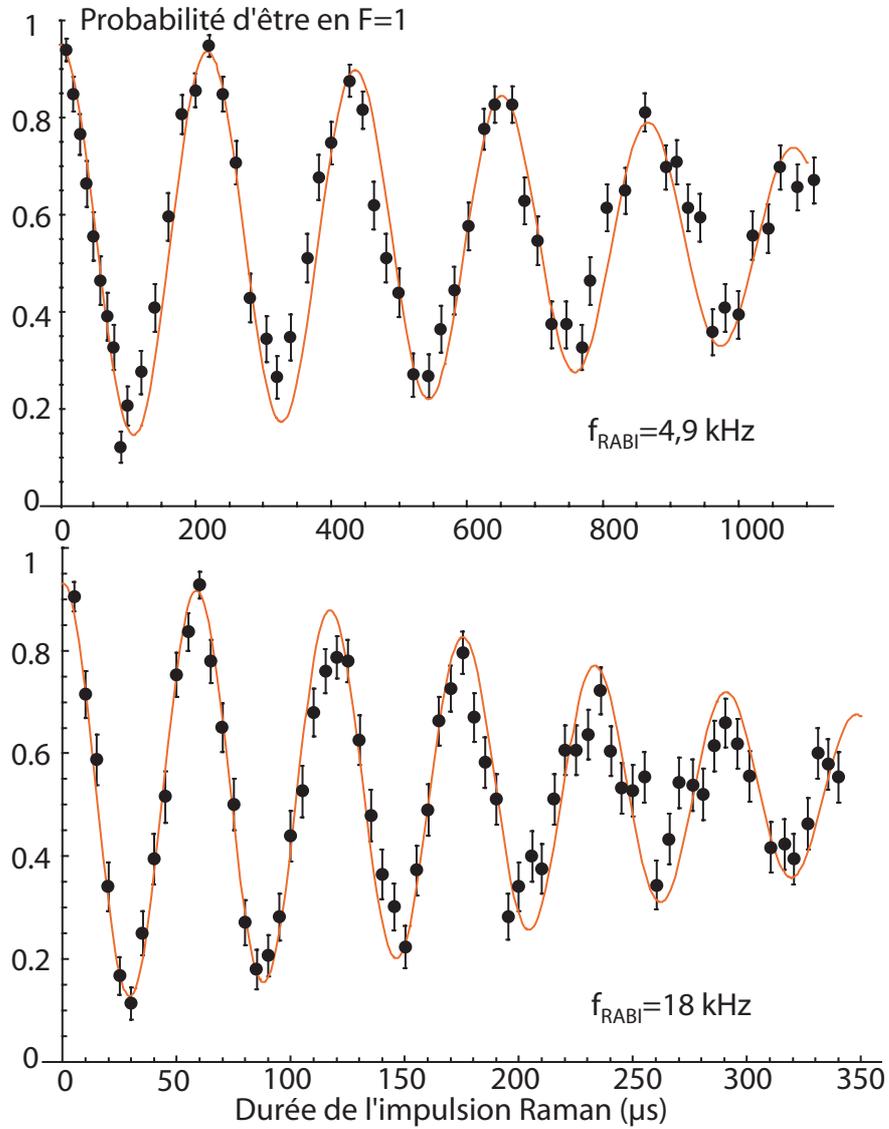


FIG. III.22: Oscillations de Rabi dans un piège de 1,2 mK. En haut, la fréquence de Rabi est de  $2\pi \times 4,9 \text{ kHz}$ . En bas, elle vaut  $2\pi \times 18 \text{ kHz}$ . Les courbes sont ajustées avec le modèle de fluctuations de fréquence de Rabi présenté dans le texte pour une température de  $50 \mu\text{K}$  et un bruit global gaussien en intensité de 1,5%. Chaque point est le résultat de 100 expériences. Les barres d'erreurs sont les barres d'erreurs statistiques calculées précédemment.

### III.5.4 Fréquence de Rabi dans la gamme de 1 à 10 MHz

Sur la figure III.23, on constate la réalisation d'oscillations de Rabi avec une fréquence de Rabi de 6 MHz correspondant à la possible réalisation d'impulsions  $\pi$  en 83 ns. L'amortissement est donné en premier lieu par les mêmes effets que pour les fréquences de Rabi plus faibles. Néanmoins, dans les modèles prenant en compte la distribution d'énergie des atomes, on fait l'hypothèse que l'on peut moyenner sur le mouvement des atomes dans le piège. Pour des échelles de temps aussi courtes, cette moyenne n'est plus valable. En effet, il faut comparer la durée d'oscillation à l'inverse de la pulsation d'oscillation dans le piège. Ainsi, pour des fréquences d'oscillation radiale et longitudinale de 124 kHz et 23 kHz, on obtient des temps caractéristiques de 1,2 et 7  $\mu$ s.

Si nécessaire, on peut utiliser un modèle plus raffiné qui consiste à moyenner sur une position des atomes figés dans le piège pendant l'impulsion Raman, mais variable d'un atome à l'autre.

Par contre, un problème que l'on peut rencontrer est le fait que pour des impulsions trop courtes, le spectre est suffisamment large pour réaliser des excitations hors-résonance sur les autres raies liées aux états  $m_F = \pm 1$ . Cet effet n'est pas forcément grave car pour un pompage optique parfait, il disparaît.

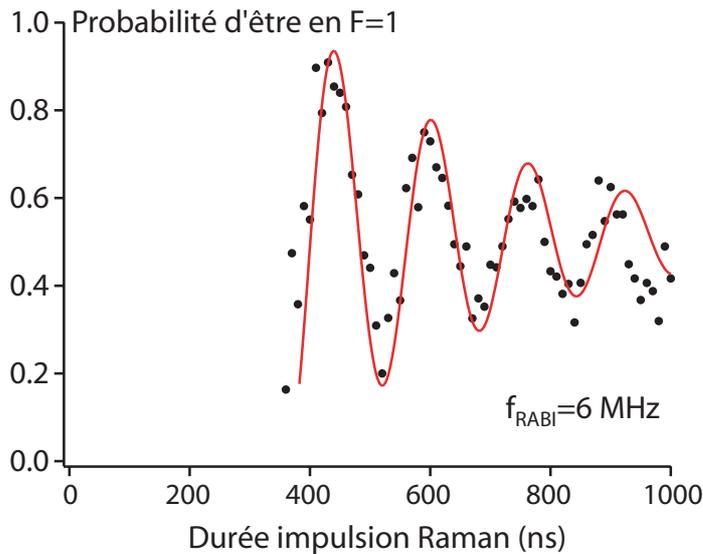


FIG. III.23: Oscillation de Rabi. La fréquence de Rabi vaut environ  $2\pi \times 6 \text{ MHz}$ . La courbe est un sinus exponentiellement amorti. On ne peut pas accéder aux temps courts à cause du temps de réponse limité du modulateur acousto-optique utilisé. Chaque point est le résultat de 100 expériences.

## III.6 Mesure du temps de cohérence

Dans le contexte de l'information quantique, lorsqu'il s'agit d'estimer le contrôle que l'on a d'un système, on cherche à estimer le temps de cohérence du système. Dans cette partie, après de brefs rappels théoriques, nous présenterons deux expériences d'étude de la cohérence : des mesures d'interférométrie Ramsey et d'écho de spin.

### III.6.1 Rappels théoriques

#### Franges de Ramsey

Pour tester la cohérence d'un système, on cherche à caractériser l'évolution temporelle d'un état du type :

$$|0\rangle + e^{i\phi}|1\rangle$$

Tout d'abord, dans le référentiel tournant, la phase accumulée après un temps  $T$  pour un désaccord  $\delta$  du faisceau par rapport à la transition, s'écrit  $\phi = \delta T$ . Donc si le désaccord est le même pour chaque atome, alors l'évolution du système est contrôlé. Par contre, si le désaccord est différent, alors chaque atome accumule une phase différente. L'état du système ne sera pas reproductible. On parle dans ce cas de déphasage des atomes. Plus le temps de déphasage est long, plus la dispersion des désaccords est faible. L'expérience des franges de Ramsey permet de mesurer ce temps de déphasage. Celle-ci consiste, après pompage dans un des deux niveaux, à envoyer deux impulsions lumineuses  $\pi/2$  séparées d'un temps variable  $T$ . Les faisceaux Raman doivent avoir un désaccord effectif non nul. L'effet de cette séquence sur l'état atomique est le suivant :

$$|0\rangle \xrightarrow{\pi/2} \frac{|0\rangle - i|1\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{T} \frac{|0\rangle - ie^{i\delta T}|1\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{\pi/2} ie^{i\frac{\delta T}{2}} \left[ -\sin\left(\frac{\delta T}{2}\right)|0\rangle - \cos\left(\frac{\delta T}{2}\right)|1\rangle \right] \quad (\text{III.7})$$

On constate que la population oscille entre les deux états en fonction du temps  $T$  avec une fréquence égale au désaccord. L'amortissement de ces oscillations nous donne le temps de déphasage du système. Insistons sur le fait que l'on mesure le désaccord moyen vu par l'atome pendant la période d'évolution libre.

Le bruit sur le désaccord peut être de plusieurs natures :

- Soit un bruit indépendant de l'atome, par exemple des fluctuations de champ magnétique. Alors le désaccord moyen vu par l'atome pendant un temps donné est non corrélé avec le désaccord moyen vu par ce même atome pendant une autre période de temps.
- Soit chaque atome voit un désaccord moyen différent mais défini.

Au premier phénomène on associe généralement un temps de déphasage dit irréversible :  $T_{2irr}$ . Pour le second on définit un temps de déphasage réversible :  $T_2^*$ .

#### Echo de spin

Le cas du déphasage réversible est intéressant car cela signifie que le changement de la phase de l'état atomique après un laps de temps donné est bien défini. Dans ce cas,

on peut utiliser une technique d'écho de spin. Cette méthode consiste à ajouter au milieu de la séquence une impulsion  $\pi$ . Elle a pour effet de compenser la phase accumulée lors de la première partie de la séquence par la phase accumulée lors de la deuxième partie. L'évolution temporelle est la suivante :

$$|0\rangle \xrightarrow{\pi/2} \frac{|0\rangle - i|1\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{T} \frac{|0\rangle - ie^{i\delta T}|1\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{\pi} \frac{-i|1\rangle + e^{i\delta T}|0\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{T} \frac{-e^{i\delta T}}{\sqrt{2}} [i|1\rangle + |0\rangle] \xrightarrow{\pi/2} -e^{i\delta T}|0\rangle \quad (\text{III.8})$$

L'inversion du rôle de l'état  $|1\rangle$  et de l'état  $|0\rangle$  par l'impulsion  $\pi$  permet donc d'avoir une phase globale accumulée égale pour chaque atome. Il y a donc suppression du déphasage réversible. L'amortissement des franges de Ramsey peut ainsi être réduit.

En résumé, dans une expérience d'écho de spin, nous sommes seulement sensibles au déphasage irréversible.

Pour finir, signalons que jusqu'ici nous n'avons considéré que les déphasages, cependant les populations peuvent aussi être modifiées ; par exemple par émission spontanée. Dans ce cas, un nouveau temps d'amortissement, usuellement nommé  $T_1$  peut entrer en compte. Cet effet conduit aussi à un amortissement des franges de Ramsey ou des franges d'écho de spin.

### III.6.2 Franges de Ramsey

#### Résultats expérimentaux

Nous présentons sur la figure III.24 trois courbes obtenues pour trois températures différentes de l'atome. La température des atomes diminue de bas en haut. La courbe du milieu correspond à la séquence expérimentale normale. Celle du bas correspond à la séquence avec un piège baissé après capture de l'atome (voir paragraphe III.1.2).

Nous avons obtenu la courbe avec la température la plus élevée en réalisant au cours de la séquence une coupure de  $3 \mu\text{s}$  du piège dipolaire. En effet, quand on rallume le piège dipolaire, les atomes se sont en moyenne éloignés du centre du piège et vont donc osciller avec une amplitude plus grande. La température d'un ensemble d'atomes est donc plus élevée. Nous avons pu obtenir ainsi une température d'environ  $140 \mu\text{K}$ . Notons que nous ne sommes pas sûrs qu'après cette excitation l'ensemble d'atomes suive exactement une distribution thermique. Mais lors de la mesure de température en utilisant la méthode décrite dans la partie I.3.3, nous n'avons pas observé de déviation par rapport à cette loi. Ce résultat est au moins qualitatif et on remarque clairement que les franges s'amortissent d'autant plus vite que la température est élevée.

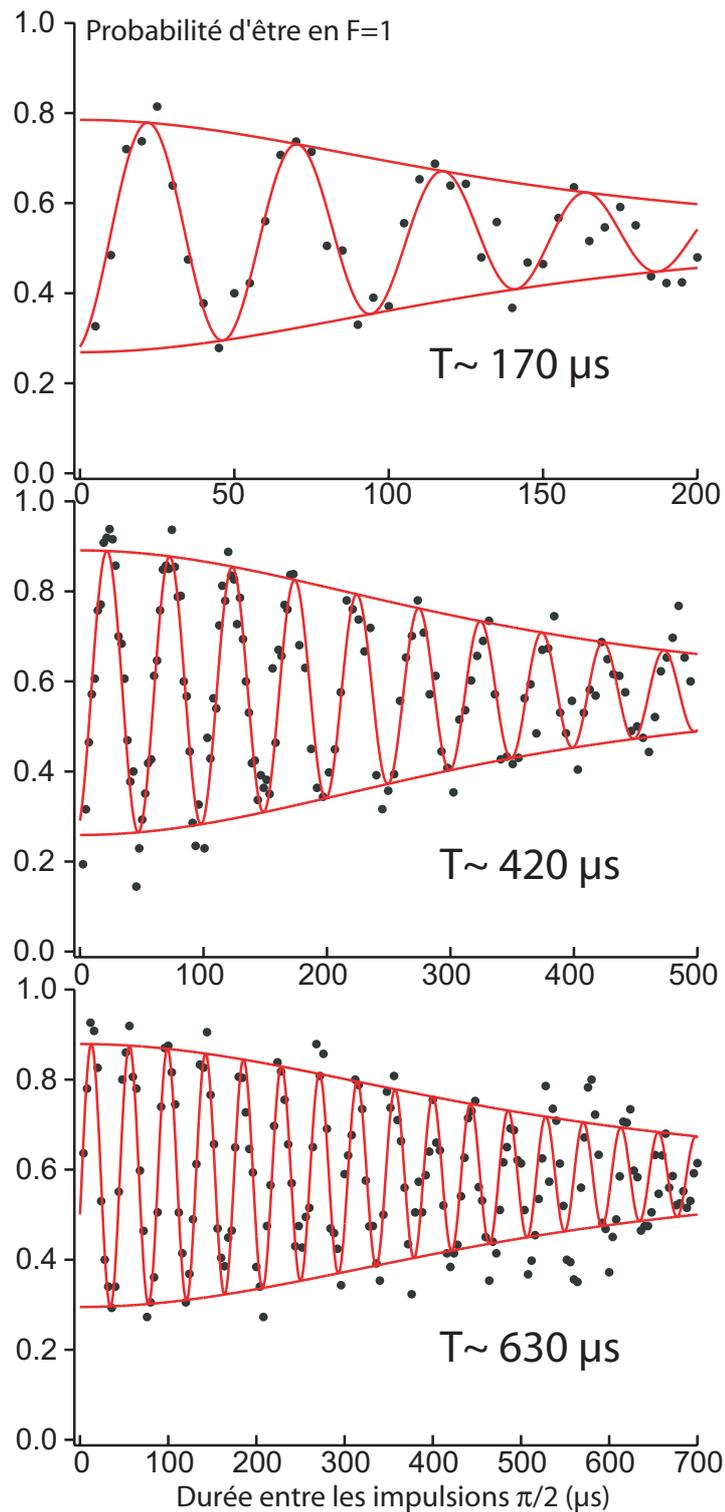


FIG. III.24: Franges de Ramsey pour différentes températures : (de bas en haut) 50, 90, 140  $\mu\text{K}$ . Le temps d'amortissement des franges augmente quand la température des atomes baisse. La durée des impulsions  $\pi/2$  est de 1,2  $\mu\text{s}$  pour les courbes du haut, et 6  $\mu\text{s}$  pour la courbe du bas. Les différences de contraste entre ces courbes sont expliquées par le fait que le pompage optique n'est pas toujours optimal.

### Modèle d'amortissement

Nous avons vu précédemment que l'amortissement des franges de Ramsey dépend de la température des atomes dans le piège. Cet effet a déjà été observé et expliqué par d'autres groupes comme celui de Meschede à Bonn [8]. Nous nous sommes servis du modèle décrit dans cette référence pour ajuster les courbes précédentes.

Dans l'approximation<sup>11</sup> où le désaccord des lasers par rapport à la fréquence de la transition atomique dans le vide  $\delta_L$  vérifie  $\delta_L \ll \Omega$ , alors les franges de Ramsey peuvent s'écrire en fonction du temps  $T$  entre les deux impulsions  $\pi/2$  sous la forme :

$$1 + \cos[(\delta_L + \delta_{diff})T]$$

Dans cette formule, on a ajouté un effet de déplacement lumineux différentiel fixe qui introduit un désaccord supplémentaire  $\delta_{diff}$ . Mais pour un ensemble thermique d'atomes, ce désaccord n'est pas fixe et suit la distribution calculée à la section III.3. Donc pour déterminer l'évolution temporelle de la probabilité d'être dans un des deux états du qubit moyennée sur plusieurs réalisations de l'expérience, il suffit d'intégrer ce cosinus sur la distribution des désaccords. Le calcul abouti à l'équation suivante :

$$\left(1 + \frac{t^2}{T_2^{*2}}\right)^{-\frac{3}{2}} \cos\left\{(\delta_L + \delta_{diff_{max}})t + 3 \arctan \frac{t}{T_2^*}\right\} \quad (\text{III.9})$$

Le signal oscille donc à la fréquence attendue mais avec un glissement de fréquence donné par le terme en arctan. L'amplitude est atténuée avec un temps caractéristique qui est  $T_2^*$ .

Pour donner quelques ordres de grandeurs, après un temps  $T_2^*$ , l'amplitude initiale du signal est multipliée par un facteur 0,35 et le glissement de fréquence vaut  $3\pi/4$ .

### Comparaison modèle/expérience

Pour les trois courbes expérimentales, on peut comparer la température des atomes mesurée indépendamment et la température extraite de l'ajustement des franges de Ramsey. Les résultats sont regroupés dans le tableau suivant :

température mesurée	temps amortissement	température déduite
50 $\mu\text{K}$	$630 \pm 60 \mu\text{s}$	$33 \pm 3 \mu\text{K}$
90 $\mu\text{K}$	$420 \pm 40 \mu\text{s}$	$50 \pm 5 \mu\text{K}$
140 $\mu\text{K}$	$170 \pm 24 \mu\text{s}$	$120 \pm 20 \mu\text{K}$

La variation attendue du temps de cohérence en fonction de la température de l'atome est très visible. Cependant, on constate que le temps d'amortissement mesuré est plus long que celui que l'on attend pour la température que l'on a déterminée indépendamment. Si l'on compare les températures déterminées par les deux méthodes on trouve

---

<sup>11</sup>Pour nos expériences, on utilise des impulsions de durée de l'ordre de quelques  $\mu\text{s}$ , soit  $\Omega \sim 2\pi \times 500$  kHz, alors que les désaccords typiques sont de l'ordre de  $2\pi \times 30$  kHz

un écart moyen d'un facteur d'environ 0,7. Nous n'avons pas d'explication convaincante pour justifier cet effet. L'erreur pourrait être expliquée par une mauvaise estimation de la température ou de l'amplitude du déplacement lumineux différentiel. En effet, des erreurs systématiques peuvent être présentes lors de l'extraction de la température de l'atome après un temps de vol, si on estime mal la profondeur du piège. Il est aussi possible que le modèle utilisé ne décrive pas bien le mouvement des atomes dans le piège, mais nous n'avons pas de preuves expérimentales permettant de mettre ce modèle en défaut. Cependant, l'analyse de oscillations de Rabi ou des franges de Ramsey pour un piège à 1,2 mK est compatible avec une température de 50  $\mu\text{K}$  au lieu des 90  $\mu\text{K}$  mesurés par la méthode de temps de vol. Nous verrons dans le chapitre suivant un autre exemple de ce désaccord. Il est possible que la détermination de la température par la méthode de temps de vol comporte une erreur systématique. Il faudrait faire une mesure de la température avec une autre méthode pour confirmer ces résultats.

### III.6.3 Expériences d'écho de spin

Les expériences précédentes montrent que l'atténuation des franges de Ramsey est principalement due à la température finie des atomes. Ce déphasage est-il réversible ?

La température non nulle d'un ensemble d'atomes implique que chaque atome oscille avec une amplitude différente dans le piège. Mais cette amplitude reste inchangée pour un atome donné au cours d'une séquence. Donc si la température des atomes reste constante au cours de la séquence, ce déphasage doit être réversible.

Nous avons réalisé des expériences d'écho de spin pour vérifier cette explication et pour pouvoir aussi trouver les autres phénomènes limitant le temps de cohérence.

La séquence expérimentale est la même qu'auparavant, sauf que l'on ajoute une impulsion  $\pi$  de durée deux fois plus longue que les impulsions  $\pi/2$  au milieu de la séquence. Nous avons vu que l'ajout de cette impulsion  $\pi$  a pour effet de compenser les déphasages réversibles accumulés au cours de la séquence. Pour tracer les franges, on balaie finement la phase accumulée par l'état atomique en balayant la durée  $T_2$  entre l'impulsion  $\pi$  et la deuxième impulsion  $\pi/2$  autour de la valeur de  $T_1$  tout en maintenant la durée entre les deux premières impulsions constante (voir figure III.25).

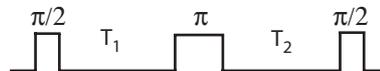


FIG. III.25: Séquence d'écho de spin

On s'attend à voir des franges avec une enveloppe identique à celle observée pour les franges de Ramsey mais symétrique de part et d'autre de la durée ( $T_2 = T_1$ ) correspondant au maximum de l'écho. Expérimentalement, nous étudions quelques oscillations autour de cette durée pour mesurer le contraste de l'écho de spin là où il est maximal<sup>12</sup>. Sur la figure III.26, nous avons représenté des courbes typiques de franges observées, ainsi que la variation du contraste de l'écho en fonction du temps entre les deux impulsions  $\pi/2$ . On observe des oscillations dans des gammes de durée 2 ordres de grandeurs plus longues que

---

<sup>12</sup>Si le rapport  $\delta/\Omega$  est bien choisi, on retrouve expérimentalement le contraste maximal.

celles des franges de Ramsey. L'effet de l'impulsion  $\pi$  est net et met en évidence l'existence de cohérence sur des échelles de temps de plusieurs millisecondes. Comment expliquer la baisse du contraste ?

On peut observer deux classes de phénomènes irréversibles :

- Des fluctuations de la fréquence de la transition qui induisent un déphasage irréversible.
- Des effets d'émission spontanée qui peuvent soit faire changer l'atome d'état entre les deux niveaux du qubit, soit pomper l'atome dans un autre niveau hyperfin fondamental<sup>13</sup>.

L'émission spontanée a été caractérisée dans la section III.3.2 et n'est pas négligeable à ces échelles de temps.

Pour le premier cas (déphasage irréversible), une liste des phénomènes physiques pouvant provoquer ce type de déphasage a été étudiée dans la référence [8]. Ici, sans faire une étude aussi approfondie, nous retiendrons deux effets nous paraissant prépondérants :

- Des fluctuations de champ magnétique. Même si la raie est insensible au champ magnétique au premier ordre, les éventuelles fluctuations de l'effet Zeeman quadratique ne sont pas forcément négligeables à cette échelle de temps. Ces fluctuations de champ magnétique induisent un bruit sur la fréquence de la transition et créent donc un déphasage.
- Des fluctuations de la profondeur du piège dues au bruit d'intensité sur les faisceaux. Si la profondeur du piège varie, alors le déplacement lumineux différentiel moyen qui lui est associé change et donc la fréquence de la transition aussi.

L'approche que nous avons choisie a été d'essayer d'allonger expérimentalement le temps de cohérence en jouant sur ces facteurs. Nous avons donc réalisé une expérience avec un piège moins profond (0,4 mK). Ceci a pour effet de diminuer les effets d'émission spontanée et aussi l'amplitude des fluctuations de profondeur. D'autre part, nous avons baissé le champ directeur de 3,6 Gauss à 1,8 Gauss. En effet, comme l'effet Zeeman est quadratique, les fluctuations de fréquence sont proportionnelles au champ directeur.

Le résultat est représenté sur la figure III.27. On mesure un temps caractéristique de 36 ms, nettement plus long que si l'on ne met pas l'impulsion  $\pi$  au milieu de la séquence. Notons que nous avons réalisé des expériences en ne changeant que le champ directeur ou que la profondeur du piège. Dans ces deux cas, lorsque l'on ne varie qu'un des deux paramètres, l'allongement du temps d'amortissement de l'écho de spin n'était pas clairement visible. On peut en déduire que les deux effets contribuent à l'amortissement.

Pour quantifier un peu ces résultats, nous avons calculé l'amplitude des fluctuations de profondeur de piège ou de champ magnétique qui permettraient d'expliquer l'amortissement du contraste observé. A chaque fois, on ne considère qu'un effet en négligeant l'autre<sup>14</sup>. Pour ces calculs, on utilise la méthode développée dans la référence [8] qui montre qu'un bruit gaussien sur le désaccord induit une enveloppe gaussienne du contraste des franges. La relation entre le temps à  $1/e$  de décroissance du contraste  $T_{2irr}$  et la largeur

---

<sup>13</sup>Expérimentalement nous ne pouvons pas discerner ces deux cas puisque notre détection n'est pas sensible à l'état Zeeman mais seulement à l'état hyperfin.

<sup>14</sup>L'influence de l'émission spontanée peut être directement évaluée à partir des résultats de la section III.3.2

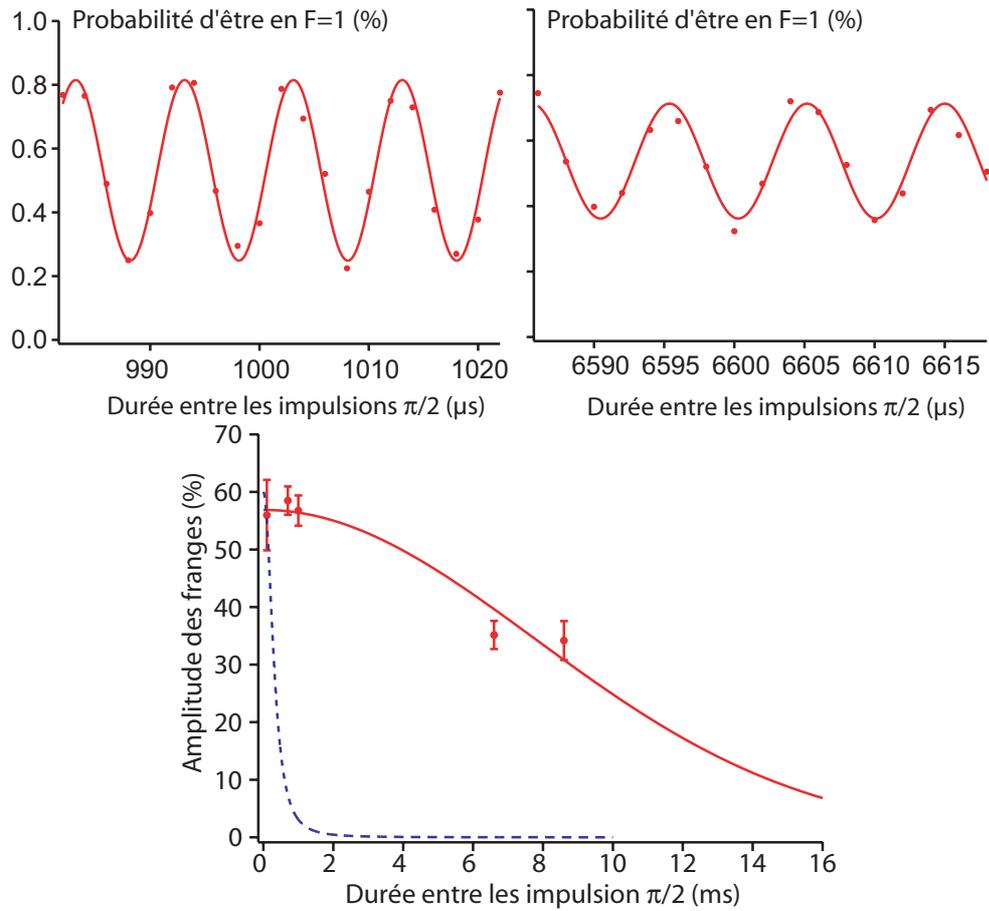


FIG. III.26: En haut deux exemples de franges d'écho de spin mesurées pour des durées entre les impulsions  $\pi/2$  de 1 ms et 6,6 ms. Les courbes sont ajustées par un fonction sinusoïdale pour déterminer l'amplitude des franges. Chaque point est le résultat de 100 expériences. Cette amplitude est tracée en trait plein sur le graphique du bas pour différents temps. La décroissance du contraste des franges est ajustée pour une courbe gaussienne de temps caractéristique à  $1/e$  de  $10 \pm 1$  ms. La durée des impulsions  $\pi/2$  est  $1 \mu\text{s}$ . Le désaccord des faisceaux Raman est 100 kHz. Les courbes sont obtenues en balayant le temps entre l'impulsion  $\pi$  et la dernière impulsion autour de la valeur correspondant au maximum de l'amplitude de l'écho qui se situe pour des durées égales entre chacune des trois impulsions. Pour mettre en évidence l'effet d'écho, on a représenté en pointillés l'enveloppe des franges de Ramsey mesurées pour la même profondeur de piège.

de la distribution de désaccord  $\sigma$  s'écrit alors :

$$T_{2irr} = \frac{\sqrt{2}}{\sigma}$$

Le bilan de cette étude est présenté dans le tableau suivant :

Profondeur	B	$T_{2irr}$	$\Delta B$	$\Delta U$
1,2 mK	3,6 G	10 ms	34 mG	X
1,2 mK	3,6 G	10 ms	X	10 $\mu$ K
0,4 mK	1,8 G	36 ms	19 mG	X
0,4 mK	1,8 G	36 ms	X	2 $\mu$ K

Il faut cependant bien noter que la distribution gaussienne de désaccord dont on parle est une distribution des différences de désaccord moyen entre les deux parties de la séquence d'écho de spin avant et après l'impulsion  $\pi$ . Ce tableau permet donc d'estimer les bornes supérieures des effets étudiés. On constate que cela correspond à des fluctuations de champ magnétique de l'ordre de 1 % et des fluctuations de profondeur du piège dipolaire de moins de 1 %.

Enfin, concluons en remarquant qu'en diminuant encore plus la profondeur du piège et le champ magnétique directeur, on doit pouvoir obtenir des temps de cohérence encore plus longs.

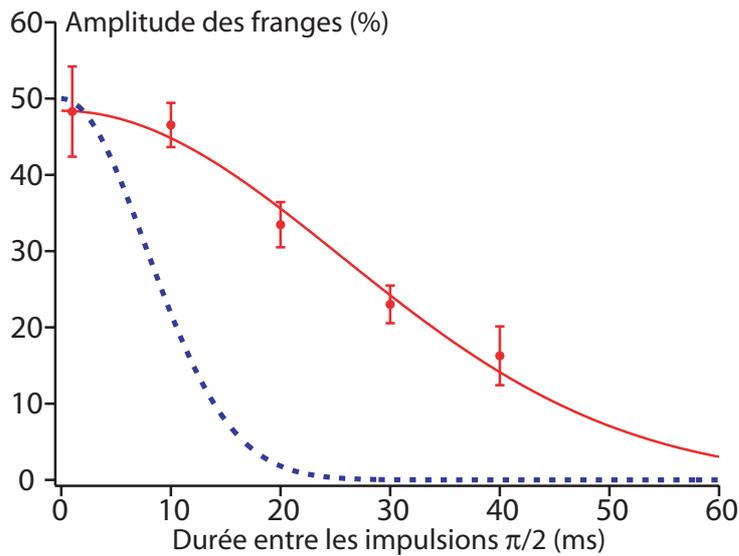


FIG. III.27: Amplitude des franges d'écho de spin en fonction du temps entre les deux impulsions Raman  $\pi/2$  dans un piège de 0,4 mK de profondeur. La valeur du champ magnétique directeur est 1,8 Gauss. La durée des impulsions est de 6  $\mu$ s. Le désaccord des faisceaux Raman est de 20 kHz. Les points sont ajustés par une courbe gaussienne. Le temps caractéristique à  $1/e$  ainsi déterminé est de  $36 \pm 2$  ms. Chaque point correspond à 100 moyennes. La courbe en pointillée correspond au cas de la figure III.26 où le piège est plus profond et le champ magnétique plus élevé.

### III.7 Adressabilité

Dans la perspective de réaliser des opérations quantiques entre deux atomes voisins, il est essentiel d'étudier à quel point on peut réaliser un changement de l'état interne d'un qubit sans influencer sur l'état de son voisin. Pour ce faire, nous avons réalisé une expérience où l'on change la distance entre la position du piège et l'autre faisceau Raman<sup>15</sup>. Pour chaque point, on mesure la fréquence de Rabi pour une puissance laser fixée. Les résultats sont présentés sur la figure III.28. On y a représenté les oscillations de Rabi en fonction du déplacement du piège. On voit clairement que la fréquence de Rabi chute quand on sépare le piège de l'autre faisceau Raman. Cependant, sur la courbe du bas (e), on remarque que les points expérimentaux s'écartent par rapport à la courbe attendue lorsque l'on calcule le profil d'intensité<sup>16</sup> du faisceau Raman pour un waist de  $1 \mu\text{m}$ . Comment se fait-il que le faisceau Raman n'ait pas le même profil que le faisceau piège alors qu'il passe dans une fibre identique ?

Ceci est dû au fait que la lame dichroïque que nous utilisons pour séparer la fluorescence à  $780 \text{ nm}$  et le piège dipolaire à  $810 \text{ nm}$  n'est pas spécifiée pour fonctionner correctement avec une polarisation horizontale (c'est-à-dire celle du faisceau Raman). Nous n'avons pas étudié en détail ce mode mais on devine même à l'œil nu qu'il est dégradé. Ce problème technique limite actuellement la possibilité de changer individuellement l'état d'atomes distants de quelques microns qui est en principe un point fort de notre système. Mais, si l'on place les atomes à plus que  $6 \mu\text{m}$  l'un de l'autre, on voit que la rotation de l'état de l'atome induite par la lumière parasite sur l'atome non visé a une fréquence de Rabi de l'ordre de  $1 \%$ . Dans une première génération d'expériences à deux atomes, cette erreur est tolérable. Ceci est d'autant plus vrai que la probabilité de transition n'est pas une fonction linéaire de la fréquence de Rabi. Ainsi pour les petits arguments de la fonction sinus, on peut développer la probabilité de transition :

$$P(\tau) \propto \sin^2 \frac{\Omega\tau}{2} \approx \left( \frac{\Omega\tau}{2} \right)^2 \quad (\text{III.10})$$

Donc si on fait une impulsion  $\pi$  sur un des atomes, et si l'on suppose une fréquence de Rabi vue par l'autre atome valant  $1\%$  de celle pour faire  $\pi$ , alors l'atome voisin subira une rotation d'un angle de  $10^{-2} \pi$ . Cependant, la probabilité de transition ne vaudra que  $2 \cdot 10^{-4}$ . A titre de comparaison, citons les résultats de la référence [55], où, sur un système similaire au notre, il est estimé qu'une impulsion  $\pi$  sur un piège induit au maximum une rotation de  $1,4 \times 10^{-3} \pi$  sur un atome voisin situé à  $8 \mu\text{m}$ .

Enfin, pour résoudre ces limites on pourra essayer de faire fabriquer une lame dichroïque de meilleure qualité, ou utiliser un montage à base de cubes polarisants.

<sup>15</sup>Dans ce cas, le piège dipolaire et le faisceau Raman passent par deux fibres différentes.

<sup>16</sup>La fréquence de Rabi est proportionnelle à la racine de l'intensité du faisceau lumineux dont on suppose le profil gaussien.

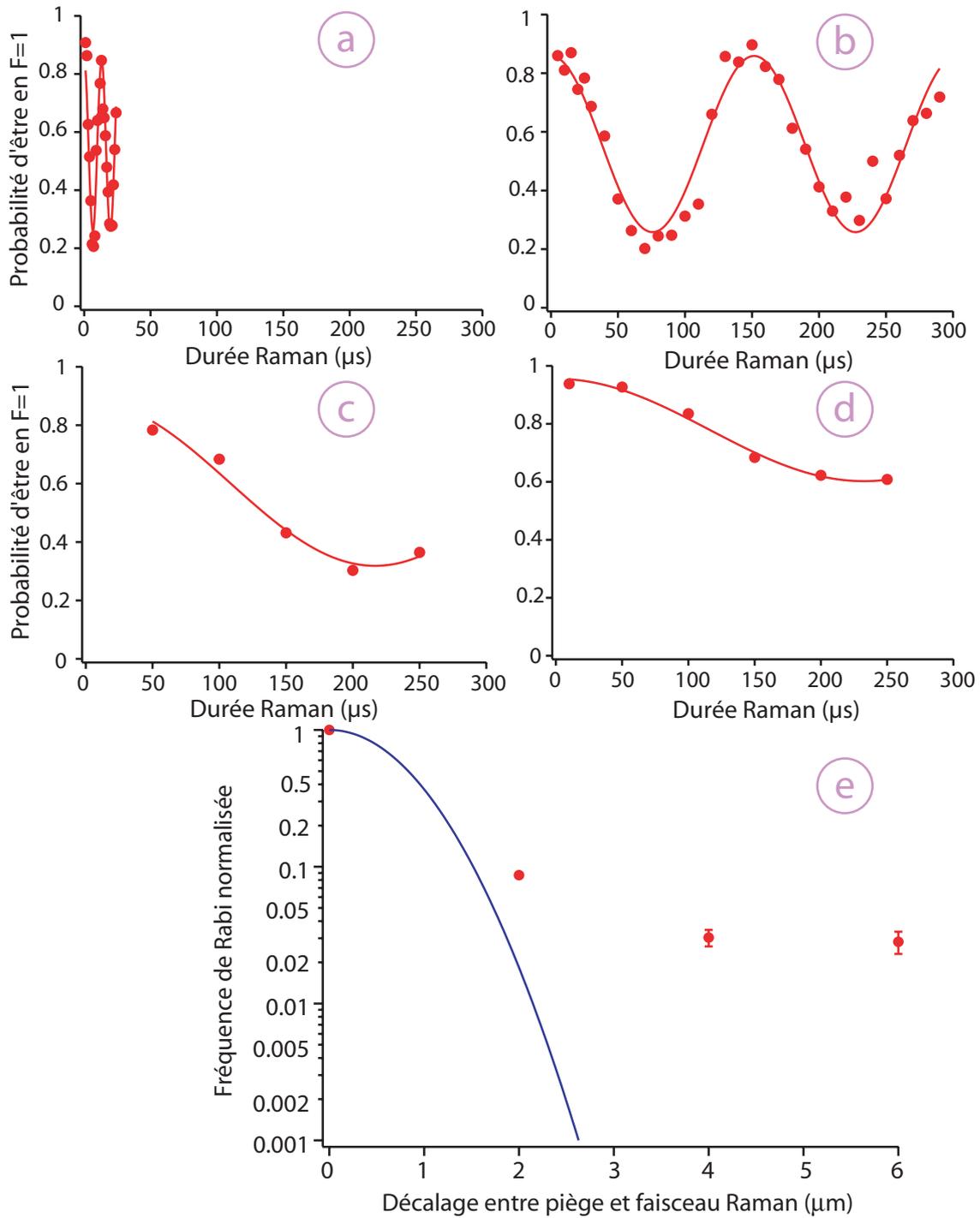


FIG. III.28: Etude de l'adressabilité. On mesure la fréquence de Rabi vue par un atome pour différentes positions de cet atome par rapport au faisceau Raman. En haut quatre courbes oscillations de Rabi pour un déplacement de (a) :  $0 \mu\text{m}$ , (b) :  $2 \mu\text{m}$ , (c) :  $4 \mu\text{m}$ , (d) :  $6 \mu\text{m}$ . Chaque point est le résultat de 100 expériences. En bas (e), fréquences de Rabi normalisées à la valeur sans déplacement en échelle logarithmique en fonction de l'amplitude du déplacement. La courbe est la fréquence attendue pour un faisceau Raman gaussien de waist  $1 \mu\text{m}$ .

# Bilan

## Performances globales

Nous avons montré dans ce chapitre que nous pouvons réaliser des opérations à un qubit fiables. L'ensemble de ces résultats est résumé dans la référence [9]. Nous avons observé des rotations de l'état interne sur des échelles de temps allant de la dizaine de nanosecondes à la milliseconde. Signalons néanmoins que les opérations à un qubit doivent permettre de placer l'atome dans n'importe quel état de la forme :  $|\psi\rangle = \cos\theta|0\rangle + e^{i\phi}\sin\theta|1\rangle$ . Or, ici nous avons seulement démontré des rotations d'un angle  $\theta$  donné sans possibilité de choisir la phase  $\phi$ . Le choix de cette phase est important si l'on réalise plusieurs impulsions successives. On peut l'effectuer aisément en utilisant un générateur plus performant pour contrôler la phase de l'onde RF envoyée sur l'un des modulateurs acousto-optiques placés sur les faisceaux Raman. Ce contrôle de la phase ne devrait pas changer la qualité des opérations à un qubit.

Par ailleurs, le temps de déphasage est de l'ordre  $500 \mu\text{s}$ , et des temps de cohérence de plusieurs dizaines de millisecondes ont été observés. Les phénomènes expliquant la valeur de ces temps ont été clairement identifiés.

Ces résultats sont très satisfaisants par rapport au reste de la communauté qui manipule des atomes neutres individuels. En effet, nous présentons des temps de cohérence presque aussi longs que ceux observés dans le groupe de D. Meschede à Bonn [8]. Leur avantage principal est d'avoir un piège plus désaccordé. D'autre part, la vitesse maximale à laquelle on peut effectuer une opération logique est à notre connaissance parmi les plus rapides observées sur des atomes neutres individuels [55]. Nous disposons donc d'un rapport entre temps de manipulation du qubit<sup>17</sup> et cohérence du qubit de l'ordre de  $10^6$ . Ces résultats, combinés avec la qualité de notre système de détection et la possibilité de changer individuellement l'état d'atomes distants de seulement quelques microns, font de notre système un dispositif intéressant pour la réalisation d'expériences plus complexes comme l'intrication de deux atomes.

Dans cette perspective, il est essentiel de repérer les limites les plus importantes de notre système qui peut être potentiellement encore amélioré. Remarquons d'abord qu'il existe deux aspects à considérer. L'un concerne les erreurs que l'on peut effectuer lors des manipulations. L'autre concerne le temps pendant lequel on peut stocker l'information.

## Erreurs

En ce qui concerne les erreurs, il est évident que le pompage optique est une limite forte. L'efficacité de 85% obtenue conduit à des erreurs importantes. C'est donc sur ce point qu'il faudra concentrer nos efforts dans la suite. On peut aussi faire des erreurs lors des changements de l'état de l'atome. Si l'on considère l'amortissement expérimental des oscillations de Rabi, l'erreur est inférieure à 1 % (on la définit comme la probabilité de ne pas changer d'état lorsqu'on fait une impulsion  $\pi$ ). D'autre part, dans le cas de deux

---

<sup>17</sup>Dans la perspective d'un calcul logique complet il est important de comparer aussi ce temps de cohérence avec le temps pour réaliser une opération entre deux qubits.

atomes voisins, les erreurs introduites par une rotation du premier atome sur l'état d'un autre atome sont aussi de l'ordre de 1 %.

Enfin, nous avons vu que les erreurs de détection sont du même ordre de grandeur. Ces erreurs sont tout à fait tolérables puisqu'elles sont en pratique faibles devant le bruit statistique dû à la détection de l'état de l'atome. En effet, il faut faire plus de 3000 moyennes pour déterminer la probabilité de l'atome d'être dans un niveau donné à mieux que 1%. Le taux de répétition est trop faible pour le moment pour penser réaliser autant de moyennes pour chacune des mesures effectuées.

### Stockage du qubit

D'autre part, pour le stockage de l'information quantique, nous avons observé des temps de cohérence allant jusqu'à 30 ms en utilisant l'impulsion rephasante d'écho de spin. Ce temps est déjà très satisfaisant. Il est limité notamment par l'émission spontanée engendrée par le piège dipolaire. On peut imaginer stocker l'atome dans des pièges très peu profonds pour limiter cet effet. Par exemple, dans la référence [8], des profondeurs de 40  $\mu\text{K}$  ont été utilisées permettant d'espérer des temps de vie des états hyperfins de plusieurs centaines de millisecondes. Bien entendu, il faudra au préalable diminuer les fluctuations de champs magnétiques qui nous limitent aussi.

### Perspectives

Pour améliorer encore ces résultats et dépasser les limites actuelles, il faudra donc travailler sur plusieurs points :

- Baisse de la température de l'atome pour augmenter le temps de déphasage réversible et le contraste des oscillations de Rabi.
- Contrôle des champs magnétiques et de la puissance du piège pour augmenter le temps de déphasage irréversible.
- Asservissement de la puissance du piège dipolaire et des faisceaux Raman pour améliorer les rotations de l'état de l'atome.
- Améliorer le mode du faisceau Raman pour limiter l'influence du changement d'état d'un atome sur son voisin.
- Stabilité globale de l'expérience pour permettre de réaliser plusieurs milliers de moyennes par points pour obtenir un bruit statistique plus faible et des mesures plus précises.

# Chapitre IV

## Transport et transfert d'un qubit

Dans le chapitre précédent nous avons démontré la réalisation d'opérations à un qubit fiables. Mais, pour réaliser des opérations quantiques entre plusieurs atomes, il faut un registre où sont stockés les différents qubits. Dans notre groupe, nous avons démontré la réalisation d'un petit registre quantique avec quelques pièges en utilisant des techniques holographiques [37]. Il est intéressant de déplacer ces atomes au sein du registre pour contrôler leur interaction. On peut par exemple effectuer des opérations logiques en réalisant une collision [21] entre deux atomes ou en rapprochant suffisamment deux atomes de Rydberg pour les faire interagir via un couplage dipolaire [22]. Dans ce chapitre, nous allons étudier le transport d'un qubit ainsi que le transfert d'un qubit entre deux pièges. Ces deux opérations sont des éléments de base de la manipulation d'atomes au sein d'un registre quantique.

### IV.1 Transport d'un qubit dans une pince optique

Dans cette partie, après avoir décrit le système permettant de déplacer le piège dipolaire, nous montrerons que le déplacement du piège peut être effectué sans chauffage ni perte de cohérence du qubit.

#### IV.1.1 Déplacement du piège à l'aide d'un miroir orientable

##### Matériel

Nous avons déplacé le piège en contrôlant l'angle du miroir sur lequel le faisceau se réfléchit avant d'entrer dans l'enceinte (figure IV.1). Ce miroir est fixé sur un transducteur piézoélectrique. Le transducteur et son contrôleur proviennent de la société PI (réf : S330-2SL). Ce système permet de tourner le miroir suivant deux directions orthogonales d'un angle de l'ordre de 2 milliradians. Un senseur permet de mesurer en temps réel la position du miroir.

En pratique, on cherche à réaliser les déplacements les plus rapides possibles pour ne pas être limité par le temps de cohérence de l'atome. On envoie donc sur le pilote du transducteur des consignes en forme de créneau. Le temps de réponse du système est

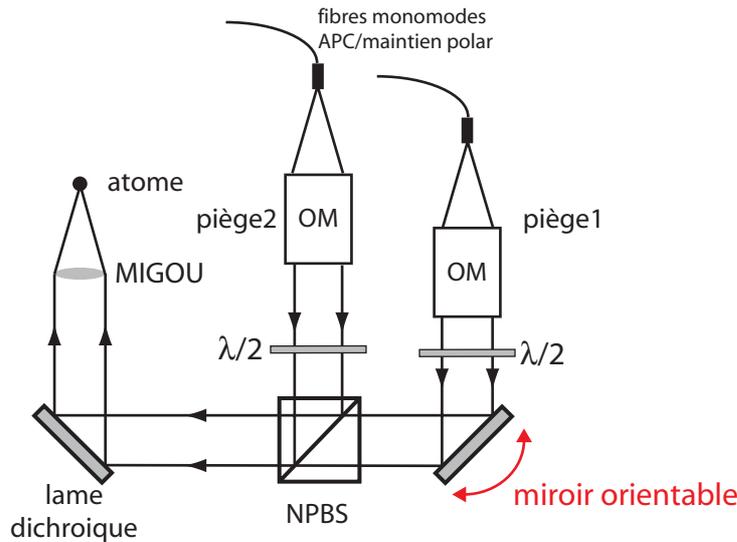


FIG. IV.1: Déplacement contrôlé d'un piège. Le piège 1 est déplacé en changeant l'angle du miroir orientable suivant deux directions orthogonales.

limité dans ce cas par la bande passante du pilote. Par défaut, la position du miroir est asservie, dans ce cas, le temps total nécessaire pour effectuer le déplacement d'un point à un autre est de l'ordre de 7 ms (quelle que soit l'amplitude du déplacement). Si on n'utilise pas l'asservissement, on peut gagner en bande passante. Il faut alors environ 3 ms pour aller d'une position à une autre quelle que soit l'amplitude du déplacement (voir l'exemple de courbe de déplacement sur la figure IV.3). Dans toute la suite, nous avons travaillé sans asservissement car les dérives de la position sont faibles (la tension mesurée diffère de moins de 1 % de la tension de commande) sur l'échelle de temps des expériences (environ 15 minutes par courbe)<sup>1</sup> et parce que l'on souhaite réaliser le mouvement le plus rapide possible.

### Calibration du mouvement

En regardant la position du piège dipolaire sur la caméra CCD en fonction de la tension donnée par le senseur du dispositif, nous avons calibré l'amplitude du déplacement. Pour les directions verticale et horizontale, on obtient respectivement  $1,6 \pm 0,2$  pixel/V et  $2,15 \pm 0,2$  pixel/V, sachant que l'on peut varier la tension de contrôle du transducteur piézoélectrique de 0 à 10 V.

La conversion entre pixel dans le plan de la caméra et distance dans le plan objet a été calculée dans la thèse [38]. On l'estime à 1 pixel pour 1  $\mu\text{m}$ . La course totale du système est donc de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$ . Nous avons observé la même anisotropie entre les deux amplitudes de mouvement sur l'autre expérience de piégeage d'atomes uniques du groupe. Nous concluons que l'anisotropie est due au système piézoélectrique et non à l'imagerie. Cette différence entre les deux axes n'est pas spécifiée par le fabricant. Elle doit

<sup>1</sup>Il est aussi possible d'augmenter encore la vitesse de déplacement (de l'ordre d'un facteur 2) en utilisant une séquence plus complexe pendant laquelle la consigne dépasse la valeur souhaitée pendant une période transitoire courte.

pouvoir être corrigée par le constructeur, mais nous pouvons la compenser en adaptant les tensions de commande.

### IV.1.2 Température de l'atome après le mouvement

Tout d'abord, nous avons mesuré la température de l'atome avec et sans mouvement. Il est important que le déplacement s'effectue sans chauffage. Pour fixer un ordre de grandeur de ce que l'on peut s'autoriser comme chauffage, on peut dire que l'on souhaite que l'atome, s'il est préparé dans un état vibrationnel du piège donné, reste dans cet état. Ici le déplacement s'effectue toujours transversalement par rapport à l'axe de propagation du piège. Or, si l'on suppose que l'atome voit un piège harmonique à trois dimensions, les mouvements suivant les trois axes sont découplés. Nous sommes donc sensibles seulement à la structure vibrationnelle transversale. Pour une fréquence d'oscillation de 80 kHz, on trouve que l'écart en énergie entre deux niveaux vibrationnels successifs est de  $4 \mu\text{K}$ . Il faut donc que le chauffage mesuré soit petit devant ces  $4 \mu\text{K}$ . Pour faciliter l'observation de l'éventuel effet de chauffage, nous avons réalisé une expérience où l'on effectue 20 allers-retours entre deux positions sur la direction horizontale avec une amplitude de  $9 \mu\text{m}$ . Cela correspond à une distance totale de  $360 \mu\text{m}$  balayée en 120 ms. La figure IV.2 représente les deux mesures de température avec et sans mouvement avec la méthode décrite dans le chapitre I. Rappelons que cette méthode consiste à mesurer l'évolution de la probabilité de recapture de l'atome après un temps de vol pendant lequel le piège dipolaire est coupé. On compare les points à des simulations de cette expérience, et on en déduit la température qui ajuste le mieux les données.

Les deux ensembles de points paraissent superposés montrant ainsi l'absence de chauffage. Plus quantitativement, sans mouvement, on obtient une température moyennée sur plusieurs réalisations de l'expérience de  $56,0 \pm 1,4 \mu\text{K}$ , alors qu'après déplacement on mesure une température de  $54,8 \pm 1,6 \mu\text{K}$ . On ne constate donc aucun chauffage dans la limite de la précision de notre mesure. Rappelons que cette absence de chauffage est mesurée sur 20 mouvements allers-retours. Ici les barres d'erreurs correspondent à l'incertitude statistique de la mesure. La détermination de la température peut aussi subir des erreurs systématiques (par exemple si on évalue mal la profondeur du piège) mais nous supposons que ces erreurs systématiques sont les mêmes dans les cas avec et sans mouvement.

Enfin, cette absence de chauffage est compatible avec ce que l'on attend puisque que le déplacement est lent devant la période d'oscillation de l'atome dans le piège. En effet, on effectue un mouvement en 3 ms alors que l'atome oscille dans le piège avec une période de  $12 \mu\text{s}$ . Cela signifie que l'atome a le temps d'effectuer plusieurs oscillations dans le piège avant que le piège ne soit déplacé de manière significative.

### IV.1.3 État interne du qubit après le mouvement

Dans cette partie, nous étudions l'effet du transport sur la cohérence du qubit. Le mouvement se fait en quelques millisecondes. Or, comme le temps de déphasage du qubit

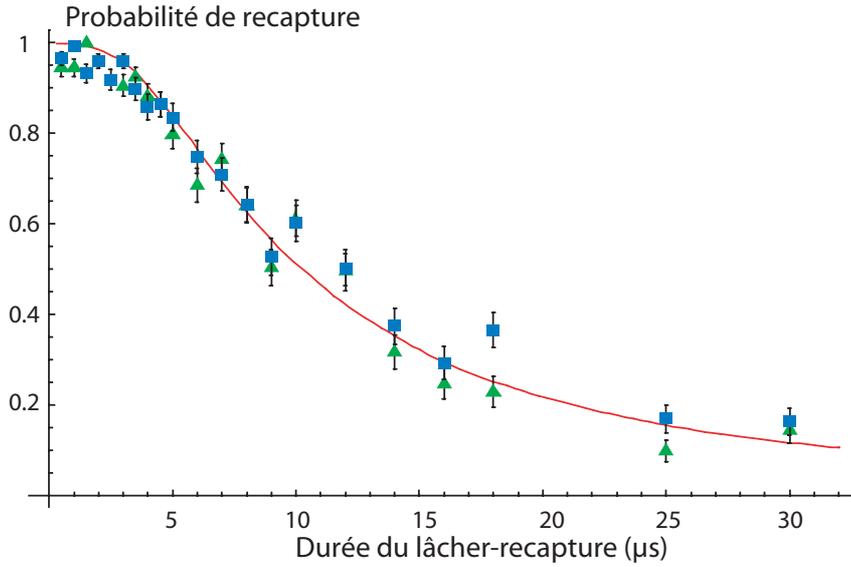


FIG. IV.2: Mesure de température. On représente la probabilité de recapture de l'atome après une coupure du piège dipolaire de durée variable. Les triangles sont les données sans mouvement. Les carrés correspondent à un mouvement de longueur totale  $360 \mu\text{m}$ . Les points sont issus de 150 moyennes. La courbe est l'ajustement des points sans mouvement correspondant à une température de  $56 \mu\text{K}$ . La profondeur du piège est de  $400 \mu\text{K}$ .

est de quelques centaines de  $\mu\text{s}$ , alors les franges de Ramsey sont brouillées sur de telles durées de déplacement. Il est donc nécessaire de réaliser le déplacement au sein d'une séquence d'écho de spin. La signature d'une perte de cohérence du système serait un brouillage des franges d'écho de spin.

### Séquence expérimentale

La séquence expérimentale est décrite sur la figure IV.3. On commence par une impulsion  $\pi/2$  avec l'atome à sa position initiale. On déplace l'atome jusqu'à sa position cible et on applique l'impulsion  $\pi$ . On ramène l'atome à sa position initiale et on applique la dernière impulsion  $\pi/2$ . La durée totale de cette séquence est de 6 ms. A la fin, on mesure l'état de l'atome. En présence d'un désaccord entre les faisceaux Raman et la transition atomique, la probabilité de détecter l'atome dans les des deux niveaux doit osciller lorsqu'on balaie la durée entre les deux dernières impulsions. Ce sont ces franges, identiques à celles de la section III.6.2, que nous allons étudier.

Nous avons effectué des déplacements suivant les deux directions transverses en variant l'amplitude sur la gamme maximale à notre disposition.

### Résultats

Nous avons mesuré les franges d'écho de spin pour plusieurs amplitudes de déplacement. La gamme étudiée est du même ordre que la largeur du champ de l'objectif MIGOU (voir section I.3.4). Pour chaque expérience, on peut extraire des franges leur

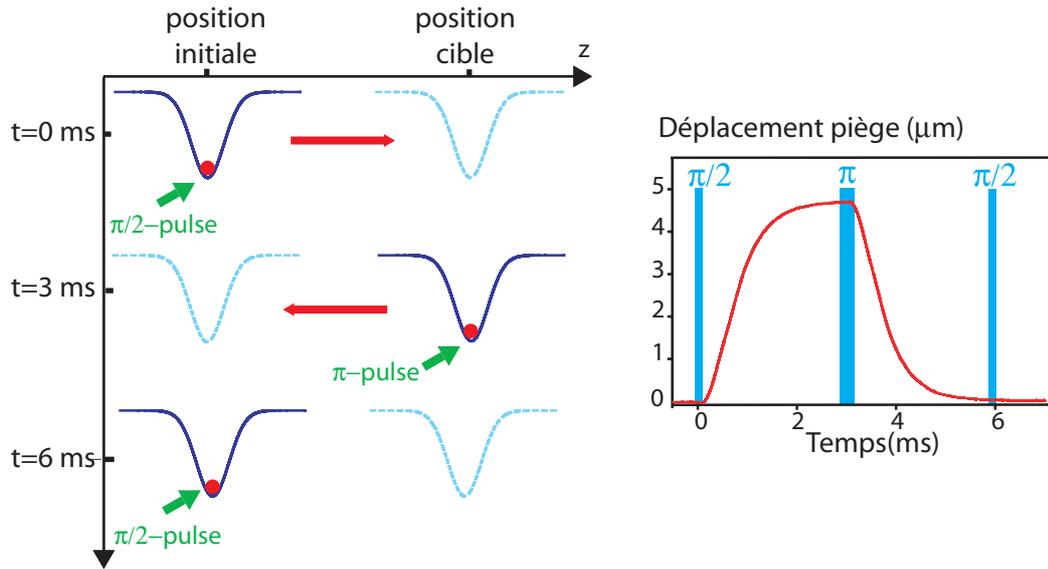


FIG. IV.3: Séquence expérimentale pour la mesure de la cohérence lors du déplacement. À gauche, schéma de principe. À droite, exemple de courbe de déplacement du miroir mesurée avec le senseur du transducteur piézoélectrique et la position des impulsions Raman. Leur durée n'est pas à l'échelle. Elles durent 2 et 4  $\mu\text{s}$ .

amplitude, leur valeur moyenne, leur phase et leur fréquence. Nous avons observé que la valeur moyenne et la fréquence des franges est toujours la même dans la limite de nos barres d'erreurs (les courbes pour la valeur moyenne et la fréquence ne sont pas présentées dans ce manuscrit). Comme la valeur moyenne des franges est constante, alors le mouvement ne mélange pas les états hyperfins  $F=1$  et  $F=2$ . Le fait que la fréquence des franges est la même signifie que le désaccord moyen vu par les atomes est inchangé (ou peu changé) par le mouvement.

Les courbes représentant la variation de l'amplitude et de la phase des franges sont présentées sur la figure IV.4. On constate que le contraste des franges est conservé (sauf pour quelques points sur la courbe du déplacement horizontal). La cohérence de l'état interne du qubit est donc conservée. Par contre, on observe un effet de déphasage des franges qui est d'autant plus important que le déplacement est grand. Insistons sur le fait que ce déphasage est déterministe : il est le même pour chaque atome, sinon on observerait un brouillage des franges lorsqu'on répète l'expérience. Ce déphasage signifie que le mouvement affecte l'état interne de l'atome. Mais ce déphasage est reproductible.

Il peut paraître surprenant d'observer un déphasage des franges d'écho de spin causé par le mouvement car l'impulsion  $\pi$  est placée entre le mouvement aller et le mouvement retour et on pourrait penser qu'elle compense tout déphasage. L'effet observé est en fait dû à une asymétrie du mouvement entre l'aller et le retour. Dans la suite, nous allons tout d'abord analyser l'amplitude des franges, puis nous étudierons le déphasage observé.

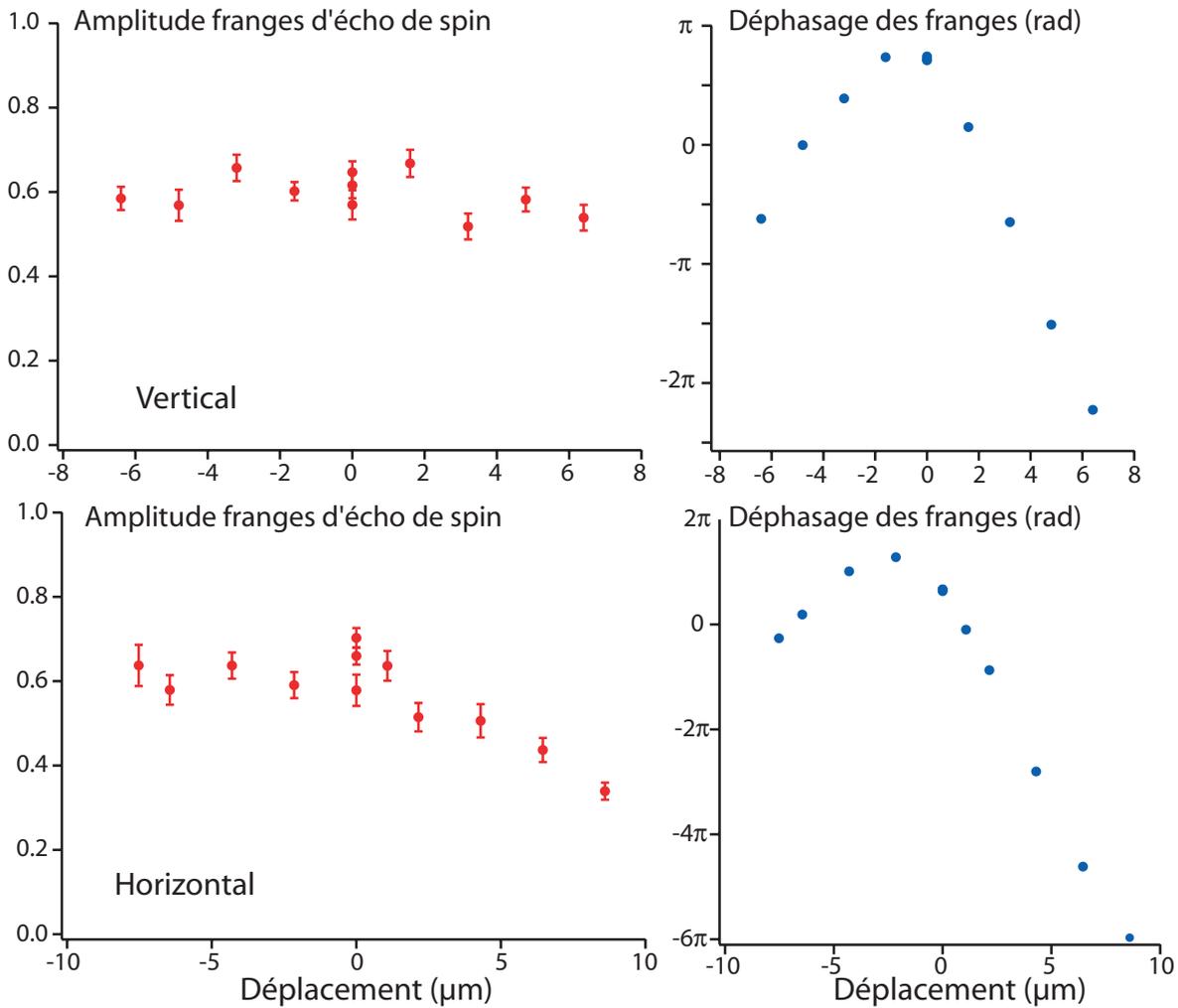


FIG. IV.4: Evolution du contraste et de la phase des franges d'écho de spin en haut pour un mouvement vertical; en bas pour un mouvement horizontal. L'amplitude initiale de 0,6 est celle attendue pour les franges après un temps de 6 ms. Les valeurs des phases sont modulo  $2\pi$  mais sont choisies pour obtenir une courbe lisse.

### Analyse

L'amplitude des franges est constante sauf pour quelques points sur la courbe associée au déplacement horizontal. Proposons deux effets pour expliquer l'atténuation du contraste :

- Soit elle provient d'un bruit sur la phase des franges qui induit donc un brouillage de celles-ci.
- Soit les impulsions Raman n'ont pas les bonnes aires et leur effet de rephasage n'est pas optimal.

Quand on s'écarte du centre de l'objectif, des aberrations apparaissent sur le piège dipolaire. Cela signifie qu'à puissance constante, l'intensité vue par l'atome diminue. Comme, les faisceaux Raman sont constitués par le piège dipolaire et un faisceau superposé à celui-

ci, la fréquence de Rabi des transitions Raman va changer. Donc, dans notre séquence, l'impulsion  $\pi$  possède une aire plus faible que prévue. Par conséquent, le contraste des franges est diminué. Nous avons réalisé un calcul de cet effet. Sur la figure IV.5, nous avons représenté l'évolution de l'amplitude des franges d'écho de spin en fonction de la valeur de la fréquence de Rabi. Cette valeur de la fréquence de Rabi est normalisée à la valeur nécessaire pour obtenir une impulsion exactement  $\pi$ .

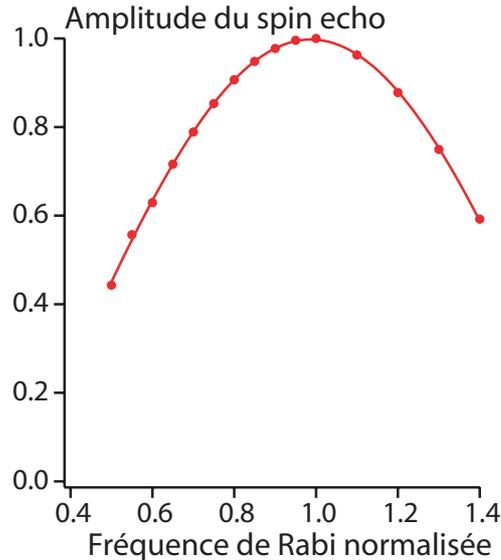


FIG. IV.5: Calcul de l'amplitude du signal d'écho de spin (maximum-minimum) en fonction de la fréquence de Rabi normalisée à la fréquence donnant une impulsion  $\pi$ . L'amplitude des franges d'écho de spin diminue lorsque la fréquence de Rabi n'est pas la bonne car l'aire de l'impulsion  $\pi$  n'est plus la bonne.

Ensuite, nous avons mesuré la fréquence de Rabi en fonction de la position de l'atome dans le système. Les résultats pour les deux directions sont représentés sur la figure IV.6. On constate que la variation de la fréquence de Rabi est importante. Elle peut diminuer jusqu'à 70 % de sa valeur initiale. Il apparaît aussi que nous n'étions pas bien centré sur l'axe optique pour la direction horizontale puisque la fréquence de Rabi augmente quand on se déplace vers la gauche de la courbe.

L'ajustement de ces données par une gaussienne nous a permis d'obtenir les valeurs de fréquences de Rabi effectives au moment de l'application de l'impulsion  $\pi$ . En reportant ces valeurs sur la courbe de la figure IV.5 on en déduit le contraste attendu pour les franges d'écho de spin. Les résultats de cette modélisation sont représentés sur la figure IV.7. Ils sont compatibles avec les données.

Cependant, on remarque un désaccord pour les points où le contraste est très atténué. Ceci correspond aux points où les aberrations sur le profil du piège deviennent importantes. On peut remarquer que si on était parti du centre, on n'aurait pas observé ce genre de problème. Ce régime où le piège est très différent de son profil optimal n'est de toute façon pas très intéressant et on ne cherche pas à y piéger des atomes.

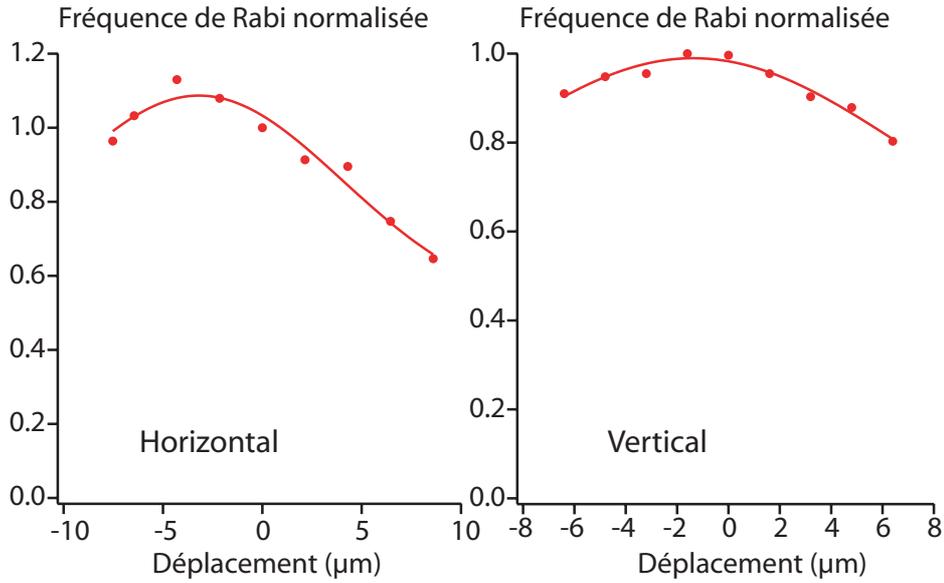


FIG. IV.6: Evolution de la fréquence de Rabi en fonction de l'amplitude du déplacement. Les points sont normalisés à la fréquence de Rabi sans déplacement. La courbe est un ajustement gaussien utilisé dans les calculs qui suivent. La mesure est réalisée en déterminant la fréquence des oscillations de Rabi.

Toutefois, on peut expliquer cet effet par le fait que le déphasage devient lui aussi important (de l'ordre de  $8\pi$ ). Donc un bruit sur le déphasage peut commencer à avoir une influence notable. En effet, si le mouvement n'est pas parfaitement reproductible, ce qui est favorisé par le fait que l'on travaille sans asservissement sur la position du miroir, alors il y peut y avoir un bruit sur la phase des franges qui peut brouiller ces franges.

Enfin, nous avons essayé de compenser la baisse de la fréquence de Rabi lors de l'application de l'impulsion  $\pi$  en allongeant cette impulsion à puissance fixée. Cela permet d'augmenter l'aire de l'impulsion pour essayer de la rendre  $\pi$ . Dans le cas des points de faible contraste, nous avons pu améliorer le contraste. Cette amélioration est une preuve que l'effet de réduction de l'aire des impulsions  $\pi$  entre en jeu. Cela montre aussi que l'on peut le corriger. Cependant, nous n'avons pas pu retrouver la valeur initiale du contraste. Ceci explique que notre modèle n'ajuste pas bien les points de faible contraste et conforte l'idée d'un bruit de phase sur les données.

Nous avons aussi modélisé l'effet de déphasage. Rappelons que les franges d'écho de spin sont de la forme :

$$\cos(\delta_r t_2 - \delta_a t_1)$$

On appelle respectivement  $\delta_a$  et  $\delta_r$  le désaccord moyen à l'aller et au retour; et  $t_1$  et  $t_2$  les durées de l'aller et du retour. Si le désaccord moyen est légèrement différent à l'aller et au retour alors les franges sont déphasées. La sensibilité à cet effet est d'autant plus grande que  $t_1$  et  $t_2$  sont grands.

Or, nous avons vu au chapitre III que la fréquence de la transition dépend de la profondeur du piège. En effet, à cause de leur différence d'énergie de 6,8 GHz, les deux niveaux

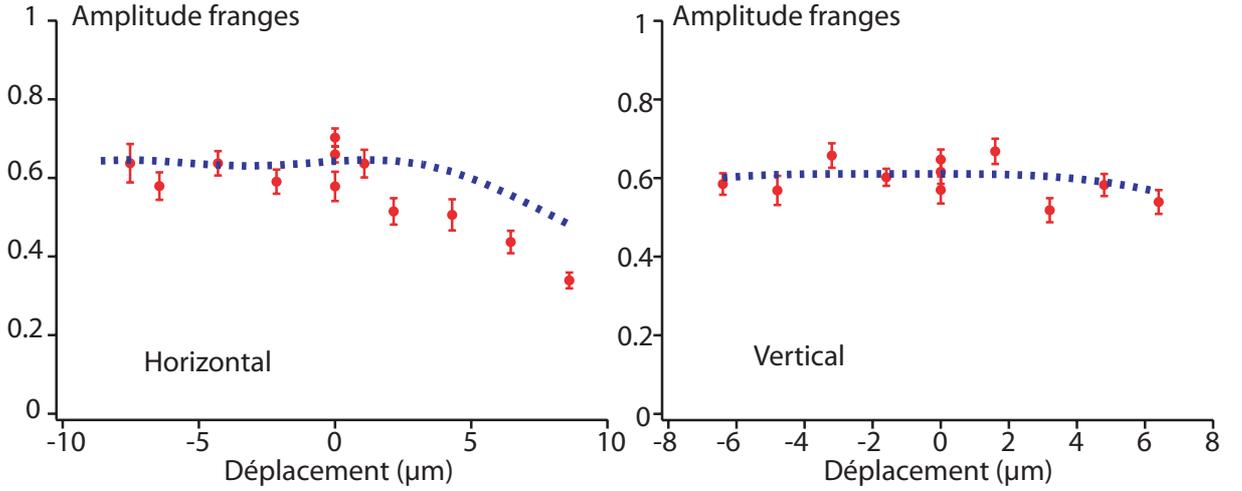


FIG. IV.7: Modélisation du contraste attendu pour les franges en prenant en compte le fait que l'impulsion  $\pi$  à une aire trop petite car l'intensité du faisceau vue par l'atome diminue du fait des aberrations de l'objectif.

du qubit ne voient pas tout à fait le même déplacement lumineux créé par le piège. Cette différence de déplacement lumineux, nommée déplacement lumineux différentiel, est proportionnelle à l'intensité du faisceau piège. Donc le désaccord des faisceaux Raman dépend de la profondeur moyenne du piège vue par les atomes. Pendant le déplacement du piège, nous avons vu que l'intensité du piège varie à cause des aberrations. Mais on voit sur la courbe du senseur de la figure IV.8 que le mouvement de l'atome n'est pas symétrique. A l'aller, il passe plus de temps dans la partie la plus aberrante et au retour il passe plus de temps dans la partie la moins aberrante. L'intensité moyenne vue par l'atome est donc différente dans les deux parties de la séquence d'écho de spin. Donc le désaccord moyen est différent à l'aller et au retour. Le déphasage des franges provient de l'asymétrie du mouvement entre l'aller et le retour couplée au déplacement lumineux différentiel.

A partir des fréquences de Rabi mesurées en fonction de la position de l'atome et de la courbe du senseur du transducteur piézoélectrique retraçant le mouvement de l'atome, nous avons pu calculer le désaccord moyen dans chaque partie de la courbe et donc le déphasage induit sur les franges d'écho de spin. Les résultats sont présentés sur la figure IV.9. On constate un bon accord entre les phases calculées et les phases mesurées. Les écarts observés peuvent être expliqués par une mauvaise estimation de la fréquence de Rabi.

Remarquons que nous sommes sensibles à des effets faibles. Ainsi une différence de phase de  $\pi/2$  correspond environ à une différence de fréquence entre l'aller et le retour de 500 Hz sur 6,8 GHz. Cette sensibilité est d'autant plus grande que la durée de déplacement est grande. Ici, le transport s'effectue en 3 ms. Mais en exploitant la durée de cohérence de notre qubit, on peut mesurer ce type de déphasage après 20 ms. Ceci correspond à des différences de fréquence de l'ordre de 100 Hz. Ces quelques ordres de grandeurs montrent que la mesure de la phase des franges d'écho de spin est un diagnostic sensible qui peut permettre de mesurer des effets très fins.

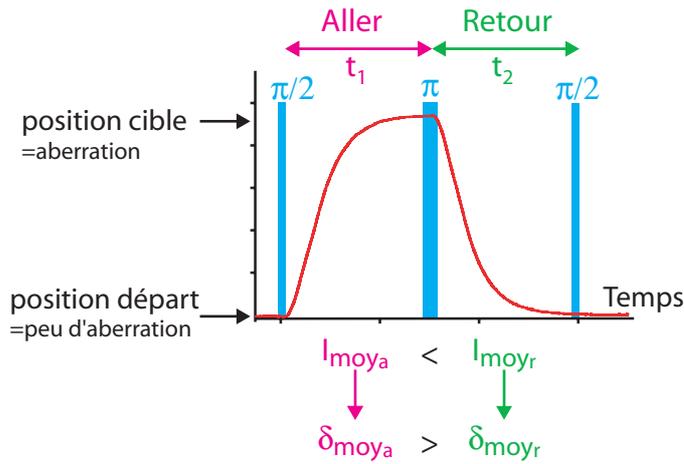


FIG. IV.8: Origine du déphasage des franges. La courbe du déplacement est extraite de la figure IV.3. Le déphasage des franges provient de l'asymétrie entre le mouvement aller et le mouvement retour.

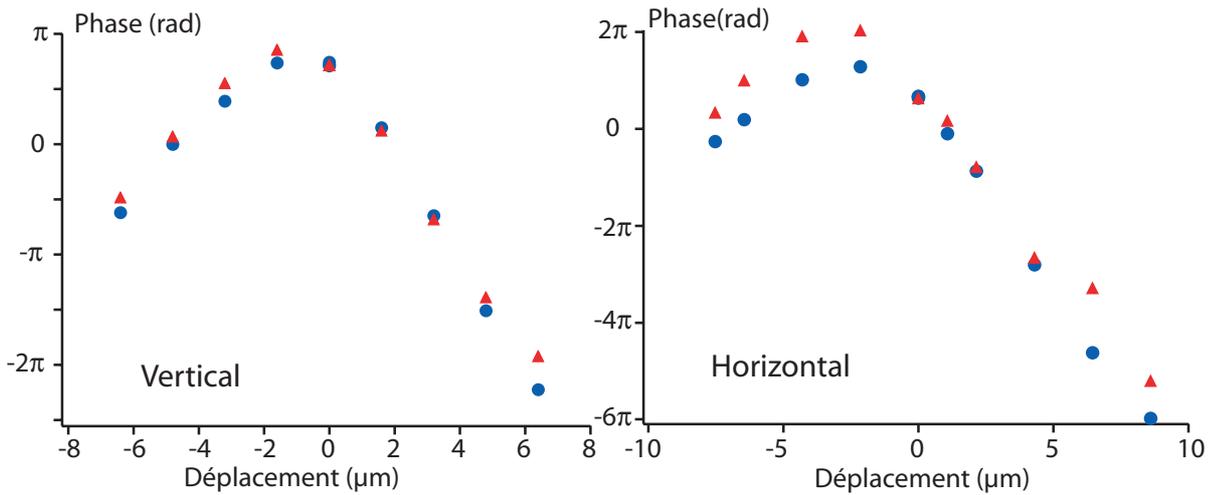


FIG. IV.9: Modélisation du déphasage attendu. Les cercles représentent les mesures et les triangles la modélisation. Le modèle prend en compte la différence de profondeur moyenne entre l'aller et le retour calculée à partir de la mesure des fréquences de Rabi du système. Cette différence de profondeur moyenne entraîne une différence de fréquence moyenne de la transition du qubit et donc un déphasage.

## IV.2 Transfert d'un qubit entre deux pinces optiques

Dans cette partie, nous étudions le transfert d'un atome d'un piège vers un autre. Après avoir expliqué le principe de ces expériences, nous étudierons l'influence de ce transfert sur la température de l'atome et la cohérence du qubit.

### IV.2.1 Principe

Le principe de ces expériences est décrit sur la figure IV.10. Pour faire des mesures plus facilement comparables entre elles, on réalise un double transfert. On transfère une première fois l'atome du piège 1 vers le piège 2, puis on le replace dans le piège 1 après une attente variable dans le piège 2. Le double transfert est effectué en variant linéairement la profondeur des pièges pendant  $20 \mu\text{s}$ . On diminue progressivement la puissance du piège de départ tout en augmentant la puissance du piège d'arrivée. Cette rampe est nécessaire pour ne pas provoquer de variations trop rapides du profil du piège. Le positionnement relatif des pièges est important lui aussi pour éviter tout chauffage lors du transfert. La superposition transverse est réalisée aisément en superposant l'image des deux pièges sur la caméra CCD. La superposition suivant l'axe de propagation des faisceaux est plus délicate; on optimise la superposition en variant la convergence du faisceau piège et en cherchant à minimiser le taux de pertes lors d'une expérience de double transfert. On arrive ainsi à trouver une configuration où l'on n'observe plus de pertes d'atomes.

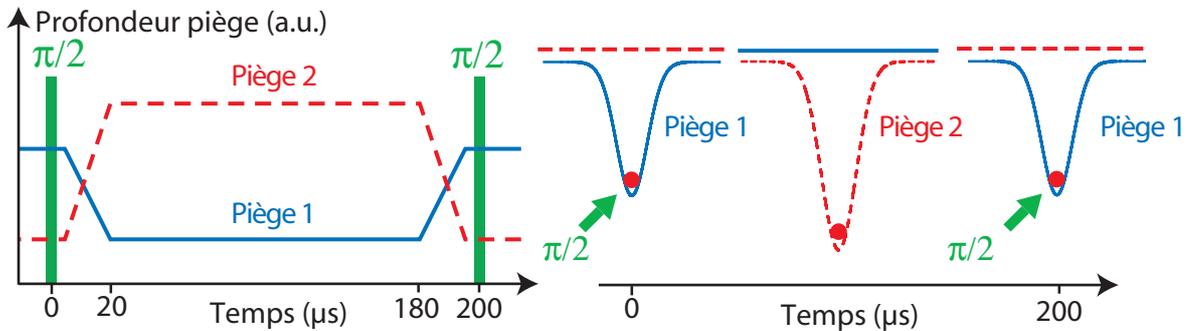


FIG. IV.10: Principe du transfert. On réalise un double transfert entre les deux pièges. Le transfert est effectué en  $20 \mu\text{s}$  en variant la puissance lumineuse des deux pièges de façon opposée. Pour les mesures de température, on effectue la mesure après le deuxième transfert. Pour les mesures de cohérence, on insère ce double transfert à l'intérieur d'une séquence de mesures des franges de Ramsey. Ceci permet de détecter les déphasages de l'état atomique provoqués par le transfert et l'attente dans le piège 2.

### IV.2.2 Température de l'atome après transfert

On étudie ici l'effet du transfert sur la température de l'atome dans le cas où les deux pièges ont la même profondeur. La mesure de température est effectuée avec la technique usuelle de lâcher-recapture. On réalise cette mesure après le double transfert dans le piège initial. On compare ce résultat avec la même mesure effectuée sans le double transfert. Les résultats sont présentés sur la figure IV.11. L'ajustement de ces données donnent une température de  $53,4 \pm 1,4 \mu\text{K}$  sans transfert et  $56,3 \pm 1,8 \mu\text{K}$  avec transfert. Ces résultats indiquent un faible chauffage. Il est donc possible que ce transfert change l'état vibrationnel longitudinal. Deux phénomènes peuvent expliquer ce chauffage :

- Les rampes de diminution et d'augmentation de la profondeur des pièges si elles sont trop rapides ou mal synchronisées peuvent chauffer l'atome.

- Si la superposition des deux pièges n'est pas bonne, l'atome peut être chauffé lors de son transfert.

Les rampes ont été ajustées avec soin pour obtenir une intensité lumineuse constante. Cependant, nous avons seulement optimisé le recouvrement spatial pour minimiser les pertes d'atomes lors du transfert. Ce réglage nous a permis d'obtenir des taux de chauffage faibles. Ce réglage laisse néanmoins une certaine latitude. On peut penser faire une optimisation plus fine de la superposition des pièges en faisant une étude de la température avec une meilleure statistique et en déplaçant finement le piège 2 par rapport au piège 1.

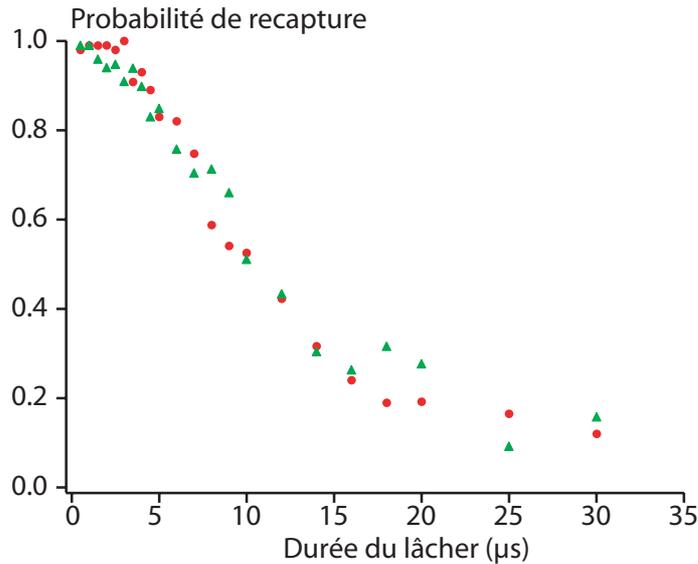


FIG. IV.11: Mesure de température par la méthode de lâcher-recapture. On représente la probabilité de recapter l'atome en fonction de la durée de vol libre de l'atome. Les cercles correspondent au cas sans transfert et les triangles au cas avec transfert. On extrait de l'ajustement de ces courbes une température de  $53,4 \pm 1,4 \mu\text{K}$  sans transfert et  $56,3 \pm 1,8 \mu\text{K}$  avec transfert. Ici, la mesure est faite après un passage d'une durée de  $300 \mu\text{s}$  dans le piège 2.

### IV.2.3 Etat interne du qubit après transfert

Pour le test de cohérence, on ajoute avant et après le double transfert deux impulsions  $\pi/2$ . On réalise ainsi une expérience de franges de Ramsey (voir figure IV.10). Dans cette expérience, on peut d'abord étudier le contraste des franges qui nous renseigne sur la cohérence du système. Mais ces expériences permettent aussi d'accéder directement à la phase accumulée par l'état atomique. Toutefois, l'état atomique accumule une phase même si on laisse l'atome dans le piège initial. Il faut donc comparer la phase accumulée avec et sans transfert. Ce déphasage pourra être dû aux étapes de transfert mais aussi au temps passé dans le piège 2. En effet, la phase accumulée est proportionnelle au déplacement lumineux différentiel et donc à la profondeur du piège. Donc si les deux pièges n'ont pas la

même profondeur, l'état atomique subira un déphasage entre les cas avec et sans transfert. C'est pourquoi, nous avons tout d'abord varié la profondeur du piège 2 intermédiaire.

### Variation de la profondeur du piège intermédiaire

Dans cette étude, on mesure le contraste et la phase des franges de Ramsey après le double transfert en variant la puissance lumineuse du piège intermédiaire et en gardant fixe la puissance du piège de départ. Les résultats sont présentés sur la figure IV.12. La stabilité de ce contraste montre que la manipulation de l'atome n'affecte pas la cohérence du qubit<sup>2</sup>. Toutefois, il faut noter les limites de cette mesure. En effet, on évalue le contraste des franges de Ramsey dans une zone où il est peu sensible à la valeur du temps de déphasage. En effet, nous avons vu au chapitre précédent que les franges de Ramsey ont une enveloppe avec une tangente horizontale pour les temps courts. Par exemple, de petites augmentations de température lors du transfert pourrait conduire à une variation du temps de déphasage  $T_2^*$  non détectable. Néanmoins, ce résultat montre bien qu'il n'y a pas de perte de cohérence importante.

D'autre part, l'étude de la phase des franges nous montre un effet dû au changement de piège. Le déphasage mesuré varie linéairement en fonction de la profondeur du piège 2. Cet effet était attendu puisque la phase accumulée par l'état est proportionnelle à la profondeur du piège.

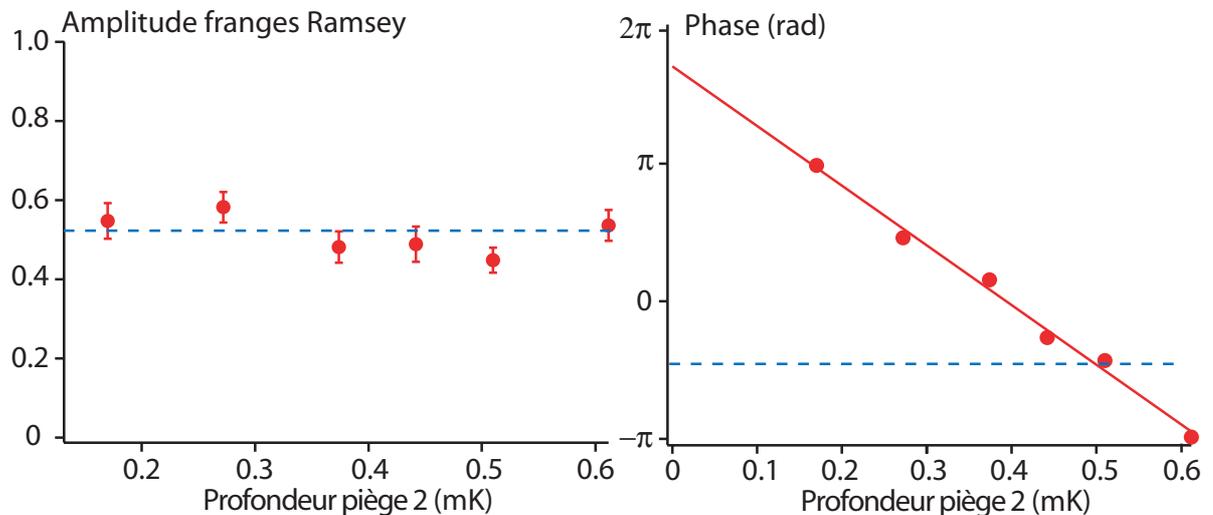


FIG. IV.12: A gauche, variation du contraste des franges de Ramsey après double transfert en fonction de la profondeur du piège intermédiaire. La cohérence du qubit n'est pas affectée par le transfert. A droite, évolution de la phase des franges lors de la même expérience, on constate une variation linéaire de la phase des franges. Les lignes pointillées représentent le cas sans transfert.

En effet, la phase accumulée provient du désaccord créé par le déplacement lumineux

---

<sup>2</sup>La valeur initiale du contraste des franges est plus faible que le contraste maximal observé dans le chapitre précédent. Ceci s'explique par le fait que la durée de l'expérience n'est pas négligeable devant le temps de déphasage du qubit.

différentiel qui s'écrit :

$$\hbar\delta_{diff} = \eta U$$

Le facteur de proportionnalité  $\eta$  englobe la longueur d'onde du faisceau piège et les écarts en fréquence dans la structure atomique du Rb (voir chapitre III). La phase accumulée s'écrit :

$$\phi = \delta_{diff} T$$

où  $T$  est le temps pendant lequel l'atome voit la profondeur  $U$ .

Le déphasage mesuré entre les deux expériences avec et sans transfert s'écrit donc :

$$\Delta\phi = \frac{\eta}{\hbar}(U_2 - U_1)T \quad (\text{IV.1})$$

$U_2$  et  $U_1$  sont les profondeurs moyennes vues par l'atome dans chacun des pièges.

On attend une variation linéaire de la phase mesurée avec une pente dépendant de la structure atomique (via le coefficient  $\eta$ ) et une ordonnée à l'origine liée à la profondeur du piège initial<sup>3</sup>.

Cette mesure permet de choisir la profondeur du piège 2 telle que la phase accumulée avec et sans transfert soit la même. Dans ce cas, l'atome verra un piège qui a exactement la même profondeur moyenne. En se plaçant à cette valeur, on réalise un transfert entre deux pièges identiques et on n'affecte pas du tout l'évolution de l'état interne de l'atome. D'autre part, on peut étudier les valeurs extraites de cette courbe. La pente est de 13,3 rad/mK. De cette pente, on peut extraire une valeur de  $\eta$  de 0,52 kHz/MHz. On attend une valeur proche de 0,74 kHz/MHz. Le désaccord entre ces nombres est important. Ce désaccord est comparable à celui observé au chapitre III pour l'étude de l'amortissement des franges de Ramsey. Tout se passe comme si on avait un  $\eta$  plus petit que prévu. Les possibles causes de ce désaccord sont les mêmes. Il est possible que l'on estime mal la profondeur du piège, ou alors que l'on modélise mal le mouvement de l'atome.

On peut aussi regarder l'ordonnée à l'origine de la courbe qui est liée à la profondeur du piège 1. On trouve un décalage par rapport au cas sans transfert de 6,8 rad. Si on prend la pente mesurée, on en déduit que la profondeur du piège 1 vaut 0,5 mK ce qui est identique à la profondeur du piège estimée indépendamment. A l'inverse, si on essaie d'extraire la valeur de  $\eta$  à partir de la profondeur de notre piège, on trouve 0,56 kHz/MHz, ce qui est du même ordre que ce que l'on a trouvé pour la pente.

En résumé, tous nos résultats sont cohérents puisque pente et ordonnée de la courbe sont compatibles. Cependant, il reste un désaccord non compris entre les profondeurs de pièges mesurées par la méthode de déplacement lumineux et celles déduites de nos mesures de phase du transfert. Ce désaccord est le même en sens et en amplitude que celui observé lors de l'étude du contraste des franges de Ramsey.

---

<sup>3</sup>Sur les graphiques nous avons représenté la phase en fonction de la profondeur du piège déduite par la mesure de la puissance des faisceaux. La profondeur moyenne vue par l'atome dépend aussi de sa température. Mais si la température est la même dans les deux pièges cet effet n'apparaît pas dans le déphasage.

### Variation de la durée dans le piège auxiliaire

L'expérience précédente permet de rendre le piège auxiliaire identique au piège de départ. Toutefois on peut supposer d'éventuels effets systématiques dus aux périodes transitoires de baisse et d'augmentation de la puissance des pièges. Pour être sûr de nos résultats, nous avons donc varié le temps passé dans le piège auxiliaire. On s'attend à une variation linéaire de la phase en fonction du temps (cf formule IV.1). Cependant, si l'on a bien ajusté la profondeur des deux pièges, le déphasage doit être nul quel que soit le temps d'attente. Le résultat de ce test est représenté sur la figure IV.13. On n'observe pas de variation linéaire du déphasage qui serait la signature d'un défaut de choix de la profondeur du piège. Le déphasage est proche de la valeur nulle, mais les points sont un peu éloignés de cette valeur (plus que leurs barres d'erreurs extraites de l'ajustement qui sont plus petites que la taille des points.). On peut imputer cet effet à des variations de phase accumulées pendant les transitoires du transfert. En effet, quand on diminue la durée du transfert, l'importance relative du régime transitoire augmente et peut donc expliquer ces légères variations de phase. Cependant, le résultat global est bon et montre que le transfert est réalisé sans changement de phase important.

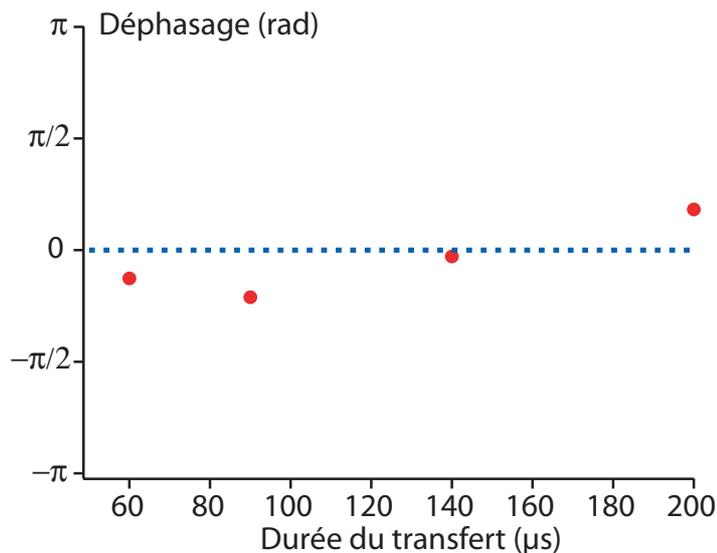


FIG. IV.13: Evolution de la phase des franges en fonction de la durée passée dans le piège intermédiaire. La profondeur des pièges est choisie pour annuler le déphasage observé lors du transfert.

## Conclusion

Nous avons démontré que nous pouvons réaliser des déplacements et des transferts d'atomes avec un très bon contrôle de l'état externe et interne des atomes. L'ensemble de ces expériences est résumé dans la référence [56]. Ces opérations élémentaires pourront être utilisées dans le cadre de la manipulation d'atomes dans un registre quantique. En effet, on déplace les atomes sur des distances typiques de celles séparant les différents

atomes dans l'exemple du réseau de piège que nous avons réalisé dans notre groupe [37]. Le transfert possède des propriétés très satisfaisantes. Cependant le mouvement est un peu lent, notamment comparé aux temps de cohérence du système. On peut aussi le comparer aux temps de déplacement obtenus avec des ions [57] (1,2 mm en 50  $\mu$ s) en changeant la tension des électrodes créant le piège. Mais aussi avec des atomes dans une onde stationnaire [58] (1 mm en 2 ms) où les atomes sont déplacés en désaccordant la fréquence des deux ondes créant l'onde stationnaire qui devient alors mobile. La grande amplitude du déplacement obtenue n'est pas importante pour notre système puisque nous sommes limité par le champ de l'objectif. Par contre, les vitesses obtenues sont intéressantes car elles permettent de réaliser les déplacements en des temps très courts devant les temps de décohérence du qubit.

Il est donc intéressant de penser à rendre le mouvement plus rapide et atteindre des temps de déplacement de l'ordre de la dizaine de microseconde. L'utilisation de transducteurs piézoélectriques ne devrait pas permettre d'atteindre ces échelles de temps. On peut penser à utiliser des modulateurs électro ou acousto-optiques. La difficulté est que ces dispositifs fonctionnent en transmission. Il faut donc vérifier qu'ils ne dégradent pas le mode des faisceaux formant le piège dipolaire. Plus généralement, l'insertion de ces dispositifs dans le système optique mettant en forme le faisceau piège nécessitera probablement de repenser le système optique en entier.

Le dispositif présenté ici, même s'il est assez lent, possède donc un grand avantage qui est sa simplicité d'utilisation. Il est aussi probablement utilisable pour d'autres applications en physique atomique.

# Chapitre V

## Interférences à deux photons uniques émis par deux atomes distincts

Dans ce chapitre, nous présentons la réalisation d'une expérience d'interférences à deux photons uniques émis par deux atomes piégés dans deux pièges distants de quelques microns. L'observation de ces interférences est la preuve de l'indiscernabilité des photons émis par deux atomes différents.

Ce phénomène d'interférences à deux photons peut être utilisé pour créer des états intriqués de deux atomes. Il permet en effet de réaliser un protocole d'intrication qui ne nécessite pas d'interaction directe entre les atomes mais seulement des mesures appropriées sur les photons émis. Dans ce type de protocole, c'est une mesure d'un état conjoint particulier de deux photons émis par les atomes qui projette ces atomes dans un état intriqué. On parle dans ce cas d'intrication conditionnelle. Une condition fondamentale à la réalisation de ce genre de protocole est la réalisation d'interférences à deux photons.

Plus généralement, la réalisation de sources de photons indiscernables est intéressante dans la perspective de réaliser du calcul quantique. En effet, des protocoles d'information quantique n'utilisant que des photons indiscernables et des éléments d'optique linéaire ont été proposés [59]. La possibilité de pouvoir disposer de plusieurs sources différentes et émettant des photons indiscernables est essentielle pour réaliser des structures de grandes tailles. Il est aussi préférable que le flux de photons soit élevé car les pertes inhérentes à la détection des photons rendent difficile l'extension de ces structures à un grand nombre de qubits.

D'autre part, le contrôle de l'émission de photons uniques par des atomes peut être utilisé pour des réseaux quantiques au sein desquels des qubits atomiques joueraient le rôle de "qubits stationnaires" permettant de stocker l'information quantique et les photons celui de "qubits volants" qui transmettent l'information entre des qubits séparés.

Après avoir présenté les concepts d'interférences à deux photons et d'intrication conditionnelle, nous expliquerons les techniques utilisées pour faire émettre des photons uniques à un seul atome. Puis, nous détaillerons la réalisation de ces expériences d'interférences à deux photons. Enfin, nous discuterons la qualité des résultats obtenus.

## V.1 Introduction

Dans cette partie, nous décrivons le principe des interférences à deux photons ainsi qu'un bref historique des expériences déjà réalisées. Ensuite nous justifierons l'importance des interférences à deux photons pour réaliser des expériences d'intrication conditionnelle.

### V.1.1 L'effet Hong-Ou-Mandel

La manifestation la plus usuelle des interférences quantiques à deux photons est l'observation de l'effet Hong-Ou-Mandel. Les noms associés à cet effet sont les trois auteurs d'un article fondateur [60] décrivant pour la première fois l'observation d'interférences à deux photons en 1987.

Dans ce travail, les auteurs ont observé que lorsqu'ils envoyaient deux photons indiscernables<sup>1</sup> sur les deux entrées d'une lame séparatrice 50/50, alors les deux photons sortaient toujours ensemble de la lame soit d'un côté soit de l'autre (voir figure V.1). Cet effet surprenant peut être expliqué par un effet d'interférences à deux photons. Cependant, il est utile de commencer par rappeler le cas des interférences à un photon.

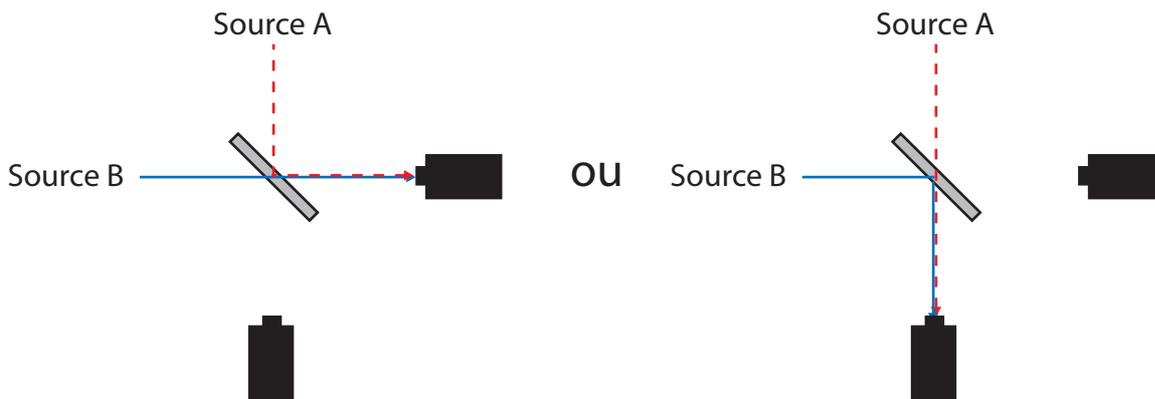


FIG. V.1: Schéma de principe pour observer l'effet Hong-Ou-Mandel. Deux photons indiscernables arrivent sur les deux voies d'entrée d'une lame 50/50. Un détecteur est placé sur chacune des voies de sorties. Lorsqu'il y a interférence, on constate que les deux photons sortent toujours ensemble sur la même voie. On n'observe jamais de coïncidences entre les détecteurs.

### Interférences à un photon

Lorsqu'un photon unique est envoyé dans un interféromètre à deux ondes (par exemple un Mach-Zehnder) alors, en moyennant les résultats de l'expérience, on peut observer des franges d'interférences quand on varie la différence de marche sur un des deux bras de l'interféromètre (voir figure V.2). Ceci peut paraître surprenant puisqu'il n'y a qu'un seul et unique photon dans l'interféromètre pour chaque réalisation. Pourtant ce phénomène

<sup>1</sup>Par indiscernable on entend que les photons ont la même fréquence, la même polarisation et qu'ils sont dans le même mode spatial et temporel après la lame séparatrice.

## Interférences à deux photons uniques émis par deux atomes distincts

s'explique par le fait que l'on observe des interférences quantiques entre les amplitudes de probabilité associées aux deux chemins que peut suivre le photon. Lors d'une expérience, si les deux chemins que peut suivre le photon ne peuvent pas être distingués, la probabilité de mesurer le photon est donnée par le carré de la somme des amplitudes de probabilité de chacun des chemins. C'est pourquoi on peut observer des interférences même avec un seul photon. Cette notion d'interférence entre les amplitudes de probabilité des différents chemins que peut suivre le photon est essentielle pour comprendre les interférences à deux photons. Pour comprendre celles-ci, nous allons voir qu'il faut considérer les amplitudes de probabilité des différents chemins de l'état à deux photons. On pourra trouver un exemple de démonstration expérimentale de ce phénomène dans la référence [61].

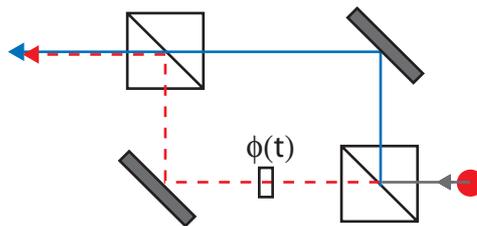


FIG. V.2: Schéma de principe pour observer des interférences à un photon. Même s'il n'y a qu'un photon dans l'interféromètre, on observe des franges à la sortie du système.

### Interférences à deux photons

Il est possible d'observer le phénomène d'interférences à deux photons lorsqu'on regarde des corrélations temporelles entre les deux détecteurs et que les deux photons sont dans le même mode spatio-temporel. Dans le cas général, nous verrons plus loin que l'on peut observer des effets du même type qu'en interférométrie à deux ondes classiques ; par exemple des battements si les deux photons ont des fréquences légèrement différentes ; ou alors un contraste des interférences plus faibles si les deux modes ne sont pas bien superposés. Mais, dans un premier temps, intéressons-nous au cas où les photons sont indiscernables. Ils ont alors même polarisation, même fréquence, et même enveloppe spatio-temporelle. Dans ce cas, on observe l'effet Hong-Ou-Mandel.

L'effet Hong-Ou-Mandel résulte d'interférences quantiques entre des amplitudes de probabilité de différents chemins. Ces amplitudes de probabilité interfèrent si les différents chemins aboutissent à la même observation expérimentale. De plus, nous nous intéressons aux chemins suivis par un état à deux photons. Dans le cas de l'expérience Hong-Ou-Mandel, pour chaque photon arrivant sur la lame il y a deux possibilités. Soit le photon est réfléchi, soit il est transmis. Pour une lame 50/50, l'amplitude de probabilité que ces deux événements aient lieu est de  $1/2$ . Donc il y a quatre chemins possibles pour l'état à deux photons schématisés sur la figure V.3. Dans le cas sans interférence, chaque chemin a une amplitude de probabilité  $1/4$ . Cependant, on constate que deux chemins correspondent à une détection sur chaque détecteur. Lorsque ces deux chemins sont indiscernables, la probabilité que cet événement ait lieu est donnée par l'interférence entre ces deux amplitudes de probabilité. Or, dans le cas de l'effet Hong-Ou-Mandel, nous allons

voir que les deux amplitudes de probabilité ont des signes opposés et donc l'interférence conduit à la disparition de ces événements. On en déduit donc que les photons sortent toujours ensemble sur l'une des deux voies avec une probabilité  $1/2$  pour chaque détecteur.

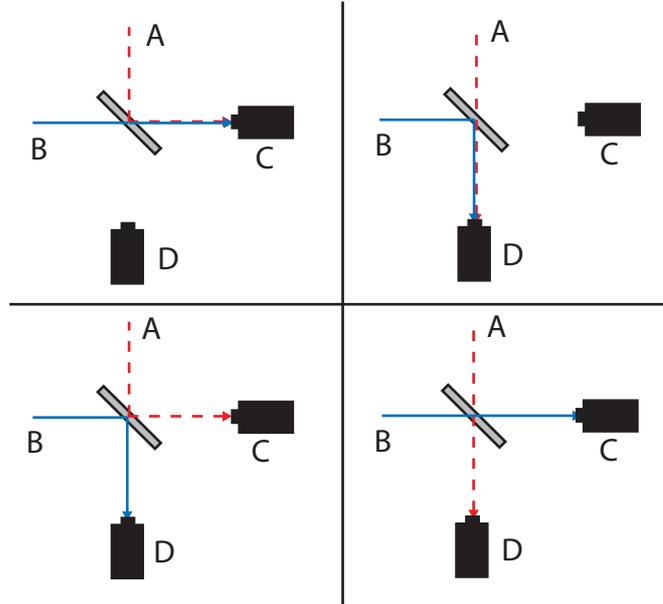


FIG. V.3: Schéma des quatre cas attendus lorsqu'on envoie deux photons sur une lame 50/50. Chaque photon peut être soit transmis soit réfléchi avec une probabilité  $1/2$ . Toutes ces configurations sont a priori équiprobables.

### Modèle simple

On propose ici, un calcul simple permettant de mettre en évidence cet effet Hong-Ou-Mandel. Soit A et B les voies d'entrée de la lame 50/50 et C et D les voies de sorties (voir figure V.3). On associe à chaque voie  $i$  l'opérateur création de photons  $\hat{a}_i^\dagger$ . L'état de départ du système, décrit par le ket  $|1_A 1_B\rangle$ , peut s'écrire aussi sous la forme  $\hat{a}_A^\dagger \hat{a}_B^\dagger |0_A 0_B\rangle$ . Or, les relations entre les champs électriques de part et d'autre d'une lame de coefficients de réflexion  $r$  et  $t$  sont :

$$\begin{cases} E_A = rE_C + tE_D \\ E_B = tE_C - rE_D \end{cases} \quad (\text{V.1})$$

Dans le cas idéal de photons tous dans le même mode, on peut remplacer les champs classiques par les opérateurs quantiques création et annihilation associés. On obtient ainsi les relations entre les opérateurs :

$$\begin{cases} \hat{a}_A^\dagger = r\hat{a}_C^\dagger + t\hat{a}_D^\dagger \\ \hat{a}_B^\dagger = t\hat{a}_C^\dagger - r\hat{a}_D^\dagger \end{cases} \quad (\text{V.2})$$

Donc, pour traduire l'évolution du système à travers la lame, on peut réécrire l'état initial

sous la forme :

$$|1_A 1_B\rangle = \hat{a}_A^\dagger \hat{a}_B^\dagger |0_A 0_B\rangle = \left[ rt(\hat{a}_C^\dagger)^2 + t^2 \hat{a}_D^\dagger \hat{a}_C^\dagger - r^2 \hat{a}_C^\dagger \hat{a}_D^\dagger - rt(\hat{a}_D^\dagger)^2 \right] |0_C 0_D\rangle$$

En utilisant les propriétés des opérateurs annihilation et création, on obtient quatre termes avec les amplitudes de probabilité suivantes :

- $|1_C 1_D\rangle = \hat{a}_C^\dagger \hat{a}_D^\dagger |0_C 0_D\rangle$  : un photon sur chaque voie, amplitude :  $-r^2$
- $\sqrt{2}|2_C 0_D\rangle = \hat{a}_C^\dagger \hat{a}_C^\dagger |0_C 0_D\rangle$  : les deux photons sur la voie C, amplitude :  $rt$
- $\sqrt{2}|0_C 2_D\rangle = \hat{a}_D^\dagger \hat{a}_D^\dagger |0_C 0_D\rangle$  : les deux photons sur la voie D, amplitude :  $rt$
- $|1_D 1_C\rangle = \hat{a}_D^\dagger \hat{a}_C^\dagger |0_C 0_D\rangle$  : un photon sur chaque voie, amplitude :  $t^2$

Mais le premier et le dernier cas sont identiques, il faut donc sommer leurs amplitudes de probabilité. Pour une lame 50/50,  $t^2 = r^2$  et donc les deux amplitudes s'annulent. La probabilité de chacun des autres événements est 1/2.

Ce calcul suppose que l'état incident sur la lame est un état à deux photons indiscernables. Cependant, dans le cas général où les photons ne sont pas indiscernables, il faut prendre en compte leurs enveloppes spatio-temporelles respectives. Ces enveloppes interviennent dans le terme d'interférences et peuvent changer le signal d'interférences. Nous reviendrons dans la suite sur l'effet de ces enveloppes.

### Historique

Les interférences à deux photons ont donné lieu à une littérature abondante. Depuis les années 1980 de nombreuses études ont été réalisées sur des paires de photons émises en fluorescence paramétrique par des cristaux non linéaires. Ainsi, le groupe de Mandel a pu observer des effets d'interférences à deux photons en étudiant aussi bien des corrélations temporelles [60] que des corrélations spatiales [62] entre deux photodétecteurs. La référence [63] dresse le bilan des expériences réalisées par ce groupe.

Ensuite, une première génération d'expériences a mis en évidence cet effet avec des sources de photons uniques. Le but de ces expériences était de montrer que les photons émis par une même source peuvent être indiscernables si on les recombine temporellement. Divers systèmes ont été utilisés : des boîtes quantiques [64, 65], des molécules uniques [66] ou des atomes uniques en cavité [67, 68]. Dans ce cas, les deux photons étaient émis par la même source à deux instants différents mais leurs enveloppes temporelles étaient recombinaées pour arriver en même temps sur la lame 50/50.

Très récemment plusieurs expériences ont pu démontrer cet effet avec des photons émis par deux sources séparées. Tout d'abord, l'effet d'interférence a été observé avec des photons provenant de deux paires de photons créées dans deux cristaux paramétriques différents [69]. Pour cette expérience, les deux cristaux étaient pompés par un laser commun. La référence [70] montre un résultat plus récent où les cristaux sont pompés par deux lasers différents synchronisés. L'effet Hong-Ou-Mandel entre deux sources séparées a aussi été observé récemment entre des photons émis par un processus de mélange à quatre ondes dans des fibres microstructurées [71].

L'originalité de notre travail repose sur le fait que les atomes sont de vraies sources de photons uniques. En effet, dans les références précédemment citées, il y a un conditionnement supplémentaire sur les autres photons de chaque paire pour être sûr que les deux photons ne viennent pas du même cristal. En effet, la probabilité de créer deux paires

dans le même cristal n'est pas négligeable [69]. D'autre part, dans notre cas, les photons émis sont indépendants (ils ne sont pas intriqués comme dans le cas de la fluorescence paramétrique).

Enfin, signalons une expérience [72] où l'effet Hong-Ou-Mandel a été observé à partir de photons émis par deux ensembles atomiques séparés. Notons qu'ici aussi un conditionnement à quatre détecteurs est nécessaire.

D'autre part, deux études expérimentales permettant de mieux comprendre les interférences à deux photons sont décrites dans les références [73, 74]. Dans ces articles, il est montré qu'il faut bien interpréter les interférences à deux photons comme des interférences entre des chemins d'un état à deux photons et non pas comme une "interaction" entre deux photons sur une lame séparatrice. Ils montrent notamment que l'on peut observer l'effet Hong-Ou-Mandel même si les photons n'arrivent pas en même temps sur la lame ou bien s'ils n'ont pas la même polarisation sur la lame. Pour observer l'effet Hong-Ou-Mandel, les auteurs modifient ce qui se passe après la lame en ajoutant respectivement un retard sur l'une des voies ou alors des polariseurs pour mélanger les polarisations. Bien sûr, les taux de comptage sont diminués dans ces configurations. L'utilité de ces expériences réside donc dans la compréhension du phénomène d'interférence à deux photons.

### V.1.2 Interférences à deux photons et intrication conditionnelle

#### Introduction

Nous présentons dans ce chapitre une expérience dans laquelle les deux photons sont émis par deux atomes distincts. L'intérêt de cette expérience réside dans la perspective de réaliser des expériences d'intrication conditionnelle entre deux atomes. En effet, on peut utiliser les interférences à deux photons pour créer de l'intrication entre les atomes émetteurs de ces photons. Etre capable d'observer l'effet Hong-Ou-Mandel, montre que l'on peut réaliser des interférences à deux photons et est donc une étape nécessaire vers l'intrication conditionnelle. Un intérêt de cette méthode est qu'elle permet d'intriquer des atomes qui sont éloignés, par exemple dans deux salles différentes. Ainsi, ce type d'expériences a été proposé aussi dans le but de réaliser une violation des inégalités de Bell sans échappatoire<sup>2</sup> [75]. Détaillons le principe de ces protocoles d'intrication conditionnelle à deux photons.

#### Intrication atome-photon

Lorsqu'un atome émet un photon, il y a une corrélation entre l'état interne de l'atome et les propriétés du photon. Par exemple, si l'atome est dans un état excité de nombre quantique magnétique  $m_F=0$ , il peut émettre trois photons de polarisation  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  ou  $\pi$  correspondant respectivement à des états internes finaux  $m_F=-1$ ,  $m_F=0$  et  $m_F=1$  (voir figure V.4). Des expériences récentes [30, 31] ont démontré l'intrication entre la polarisation du photon émis dans une direction donnée et l'état interne de l'atome. Il peut aussi

---

<sup>2</sup>L'échappatoire sur l'efficacité de détection est évitée car la détection de l'état des atomes peut se faire avec une efficacité proche de 1.

## Interférences à deux photons uniques émis par deux atomes distincts

y avoir d'autres types d'intrication atome-photon : l'état interne peut aussi être intriqué soit avec la fréquence du photon émis [23] (par exemple si l'atome peut se désexciter vers deux états hyperfins différents) ou avec le temps d'émission du photon [76].

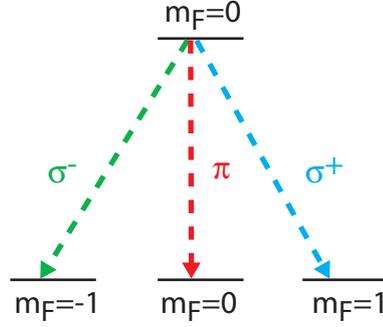


FIG. V.4: Principe de l'intrication atome-photon en polarisation. L'émission spontanée entraîne l'émission de photons avec plusieurs polarisations possibles. Mais la polarisation est corrélée à l'état interne de l'atome.

### Intrication atome-atome

Lorsque deux atomes émettent deux photons avec lesquels ils sont intriqués, une mesure bien choisie sur les photons permet de créer de l'intrication entre les atomes émetteurs. Prenons un exemple : soit  $|0\rangle$  et  $|1\rangle$  deux états atomiques de l'atome et  $|\nu\rangle$  et  $|\mu\rangle$  les deux états photoniques que leurs sont respectivement associés. On suppose que les deux chemins ont la même amplitude de probabilité. Alors l'état atome-photons pour les atomes A et B s'écrit :

$$|\psi\rangle \propto (|0_A\rangle|\nu_A\rangle + |1_A\rangle|\mu_A\rangle) \otimes (|0_B\rangle|\nu_B\rangle + |1_B\rangle|\mu_B\rangle)$$

Cet état ne présente pas d'intrication entre les atomes. Cependant, on peut le développer sous la forme :

$$|\psi\rangle \propto |0_A\rangle|0_B\rangle|\nu_A\rangle|\nu_B\rangle + |1_A\rangle|1_B\rangle|\mu_A\rangle|\mu_B\rangle + |0_A\rangle|1_B\rangle|\nu_A\rangle|\mu_B\rangle + |1_A\rangle|0_B\rangle|\mu_A\rangle|\nu_B\rangle$$

Ce qui peut se réécrire sous la forme :

$$\begin{aligned} |\psi\rangle \propto & (|0_A\rangle|0_B\rangle + |1_A\rangle|1_B\rangle)(|\nu_A\rangle|\nu_B\rangle + |\mu_A\rangle|\mu_B\rangle) \\ & + (|0_A\rangle|0_B\rangle - |1_A\rangle|1_B\rangle)(|\nu_A\rangle|\nu_B\rangle - |\mu_A\rangle|\mu_B\rangle) \\ & + (|0_A\rangle|1_B\rangle + |1_A\rangle|0_B\rangle)(|\nu_A\rangle|\mu_B\rangle + |\mu_A\rangle|\nu_B\rangle) \\ & + (|0_A\rangle|1_B\rangle - |1_A\rangle|0_B\rangle)(|\nu_A\rangle|\mu_B\rangle - |\mu_A\rangle|\nu_B\rangle) \end{aligned} \quad (\text{V.3})$$

Cette écriture décompose les états atomiques et photoniques en quatre états de Bell. A chaque état de Bell pour les photons est associé le même état de Bell pour les atomes. Donc si on détecte un de ces états pour les photons, les atomes sont projetés dans un état maximalement intriqué. Il peut paraître curieux que de l'intrication apparaisse avec cette

méthode alors que l'état de départ n'est pas intriqué. Mais l'intrication apparaît au prix d'un filtrage sur le système. Pour générer l'état intriqué, il faut recommencer l'expérience jusqu'à la détection d'un évènement positif.

C'est dans la détection d'un état de Bell des photons qu'interviennent les interférences à deux photons. Si l'on fait interférer les deux photons émis sur une lame 50/50 ; alors, parmi les quatre états de Bell des photons on peut montrer que seul l'état antisymétrique  $|\psi^-\rangle = |\nu_A\rangle|\mu_B\rangle - |\mu_A\rangle|\nu_B\rangle$  donne lieu à des coïncidences entre les deux détecteurs [77]. Ce résultat n'est pas évident. On peut le démontrer rapidement à l'aide du modèle décrit précédemment (V.1.1).

En résumé, on peut donc créer de l'intrication entre les deux atomes conditionnée à la détection d'un état de Bell particulier de la paire de photons émise. Cet état est détectable en exploitant le phénomène d'interférence à deux photons.

Cependant, ce type de protocole d'intrication ne permet pas générer n'importe quel état de Bell directement. En effet, dans cet exemple, on ne peut générer que l'état<sup>3</sup>  $|\psi^-\rangle$ .

### Conclusion

Pour les protocoles d'intrication conditionnelle, il est nécessaire que les interférences à deux photons soient bien contrastées. Or, le contraste des interférences est donné par le recouvrement des modes spatiaux et temporels des deux photons<sup>4</sup>. L'expérience que nous présentons dans ce chapitre a pour but de montrer que l'on peut obtenir de bons contrastes des interférences pour pouvoir réaliser ces protocoles d'intrication conditionnelle. Nous avons donc cherché à obtenir dans un premier temps l'effet Hong-Ou-Mandel avec des photons uniques émis par les atomes avec une fréquence et une polarisation bien définie afin d'étudier dans quelle mesure on peut superposer les modes spatio-temporels des deux faisceaux de photons uniques.

### Quelques remarques

L'intrication de deux atomes peut être utilisée pour tester les inégalités de Bell sans aucune échappatoire. Mais les perspectives pour ce genre d'expériences sont de réaliser des protocoles d'information quantique. Il faut donc passer de l'intrication à la réalisation de portes logiques quantiques. Ceci n'est pas évident. Une proposition de protocole de réalisation de portes quantiques est donnée dans la référence [23]. Dans ce cas, l'excitation des atomes est réalisée avec un laser picoseconde dont la largeur spectrale est suffisante pour exciter de la même façon tous les niveaux excités hyperfins.

Il est aussi important de souligner qu'il existe aussi des protocoles d'intrication conditionnelle utilisant l'émission d'un seul photon. Expérimentalement, il faut exciter les

---

<sup>3</sup>La référence [77], montre que l'on peut aussi détecter l'état  $|\psi^+\rangle = |\nu_A\rangle|\mu_B\rangle + |\mu_A\rangle|\nu_B\rangle$  avec un montage approprié.

<sup>4</sup>Remarquons que pour les protocoles d'intrication les photons n'ont pas nécessairement la même fréquence. L'effet Hong-Ou-Mandel décrit précédemment qui est un cas particulier d'interférences à deux photons pour des photons de mêmes fréquences n'a donc pas lieu dans ce cas.

atomes avec une faible probabilité et faire en sorte que l'on ne sache pas de quel atome provient le photon [78]. Un inconvénient de ce type de protocole est qu'il faut que les atomes soient froids pour que leur mouvement ne change pas la longueur du chemin optique parcouru par les photons. Il faut donc que l'amplitude du mouvement des atomes soit faible devant la longueur d'onde du photon émis<sup>5</sup>. En effet, leur mouvement brouille la phase de l'état atomique préparé. Par contre, nous verrons que les interférences à deux photons présentent l'avantage de ne pas être sensibles au mouvement des atomes. Un exemple d'intrication conditionnelle entre deux ensembles atomiques séparés reposant sur les interférences à un photon est présenté dans la référence [24].

### V.1.3 Etude plus complète des interférences à deux photons

Dans cette partie, nous décrivons un modèle semi-classique qui permet de prendre en compte l'enveloppe temporelle et les différences de fréquence entre les photons émis par les atomes. Il sera utile pour la description de nos résultats expérimentaux. Ce modèle est extrait de la référence [79]. On suppose dans la suite que les photons sont dans le même mode spatial (avec la même polarisation).

#### Calcul de la probabilité de coïncidences

On définit les opérateurs champs électriques de la façon suivante :

$$\hat{E}_i^+ = f_i(t)\hat{a}_i$$

La fonction  $f_i(t)$  décrit l'enveloppe temporelle des photons.

On trouve alors que les champs dans les deux voies de sortie de la lame (C et D) s'écrivent :

$$\begin{cases} \hat{E}_C^+ = t f_A(t) \hat{a}_A^+ + r f_B(t) \hat{a}_B^+ \\ \hat{E}_D^+ = t f_B(t) \hat{a}_B^+ - r f_A(t) \hat{a}_A^+ \end{cases} \quad (\text{V.4})$$

Dans toute la suite on prendra  $r^2 = t^2 = 0, 5$ .

Or, la probabilité d'avoir une coïncidence correspondant à une détection dans la voie C au temps  $t_0$  et une détection dans la voie D au temps  $t_0 + \tau$  pour l'état de départ  $\hat{a}_A^\dagger \hat{a}_B^\dagger |0\rangle$  s'écrit :

$$P(t_0, \tau) \propto \langle 0 | \hat{a}_A \hat{a}_B \hat{E}_C^-(t_0) \hat{E}_D^-(t_0 + \tau) \hat{E}_D^+(t_0 + \tau) \hat{E}_C^+(t_0) \hat{a}_A^\dagger \hat{a}_B^\dagger | 0 \rangle \quad (\text{V.5})$$

En remplaçant les opérateurs champs par l'expression V.4, on montre que cette probabilité s'écrit :

$$P(t_0, \tau) \propto \frac{1}{4} \left| f_A(t_0 + \tau) f_B(t_0) - f_B(t_0 + \tau) f_A(t_0) \right|^2 \quad (\text{V.6})$$

Comme on ne s'intéresse qu'à la différence de temps entre les détections, il faut ensuite intégrer sur tous les instants d'émission  $t_0$  possibles. Mais on voit déjà sur cette formule,

---

<sup>5</sup>C'est le régime dit de Lamb-Dicke.

que si les deux photons incidents sont dans le même mode temporel, c'est-à-dire si  $f_A = f_B$ , alors il n'y a pas de coïncidence comme nous l'avons affirmé précédemment. On remarque aussi qu'il n'y a jamais de coïncidence à délai nul, c'est-à-dire pour  $\tau = 0$ , quels que soient les modes temporels des photons.

### Cas des photons émis simultanément par les atomes

Nous allons maintenant calculer la probabilité d'avoir une coïncidence dans le cas qui nous intéresse où les photons sont émis par des atomes. On suppose que les deux photons arrivent simultanément<sup>6</sup> sur la lame séparatrice. La probabilité d'émission est exponentielle avec une largeur de raie  $\Gamma$ . On suppose d'autre part que chaque photon est émis avec une fréquence différente et une phase donnée. On peut donc écrire le champ sous la forme :

$$f_i(t) = E_i \sqrt{\Gamma} \Theta(t) e^{-\Gamma t/2} e^{i\omega_i t} e^{i\phi_i} \quad (\text{V.7})$$

$\Theta(t)$  est la fonction de Heaviside. Cette enveloppe vérifie la condition de normalisation  $\int |f_i(t)|^2 dt = 1$ . A partir de V.6, on obtient la probabilité de coïncidence suivante :

$$P(t_0, \tau) \propto \frac{\Gamma^2}{4} E_A^2 E_B^2 \Theta(t_0) \Theta(t_0 + \tau) e^{-2\Gamma t_0} e^{-\Gamma\tau} \left| e^{-i\omega_A \tau} - e^{-i\omega_B \tau} \right|^2 \quad (\text{V.8})$$

Avant d'aller plus loin, on peut faire une remarque importante : les phases des deux champs ont disparu dans l'expression de la probabilité de détection. Ainsi, en pratique, on n'a pas besoin d'une stabilité interférométrique entre les deux chemins. Il peut y avoir des fluctuations de phase entre les deux chemins, le signal de coïncidences détecté sera toujours le même. Cette remarque s'applique notamment au mouvement des atomes, les variations de phase des chemins optiques dues au mouvement de l'atome dans le piège ne changent pas le signal d'interférence<sup>7</sup>. On n'a donc pas besoin de confiner fortement l'atome. Cet effet n'est présent que pour les interférences à deux photons. Nous verrons cependant plus loin, que même si le mouvement des atomes ne brouille pas les interférences, il reste néanmoins à éviter pour un atome dans un piège dipolaire car la fréquence des photons émis dépend de la position de l'atome dans le piège via les déplacements lumineux. Le mouvement module donc la fréquence des photons et peut faire disparaître les interférences.

Ensuite, il s'agit d'intégrer sur tous les instants d'émission possibles  $t_0$ . On montre que :

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt_0 \Theta(t_0) \Theta(t_0 + \tau) e^{-2\Gamma t_0} e^{-\Gamma\tau} = \frac{1}{2\Gamma} e^{-\Gamma|\tau|}$$

On déduit finalement que :

$$P(\tau) \propto E_A^2 E_B^2 \frac{\Gamma}{4} e^{-\Gamma|\tau|} \times (1 - \cos[(\omega_A - \omega_B)\tau]) \quad (\text{V.9})$$

---

<sup>6</sup>Un exemple de prise en compte du retard entre les photons est proposé dans la référence [79].

<sup>7</sup>Ceci est vrai si la fréquence d'oscillation de l'atome dans le piège est faible devant la largeur spectrale de la transition étudiée.

Si les deux photons ont la même fréquence on vérifie que l'on n'observe aucune coïncidence. De plus, il faut comparer cette probabilité d'avoir une coïncidence à celle que l'on attend quand il n'y a pas d'effet d'interférences. Pour des photons discernables, on montre que :

$$P(\tau) \propto E_A^2 E_B^2 \frac{\Gamma}{4} e^{-\Gamma|\tau|} \quad (\text{V.10})$$

Pour définir un contraste pour les interférences, une définition possible est donc de comparer le nombre de coïncidences obtenues pour une durée donnée dans le cas de l'expérience normale et d'une expérience de calibration pour laquelle les deux photons sont discernables<sup>8</sup>. Ici, on remarque que le contraste ne dépend pas de l'amplitude relative des deux ondes (contrairement aux interférences usuelles). Cet effet a été démontré dans la référence [80] où le contraste des franges est conservé même si l'on atténue l'intensité de l'un des faisceaux d'un facteur 9 (mais le taux de comptage est diminué).

En revanche, si les photons ont des fréquences différentes, la probabilité d'avoir des coïncidences n'est plus nulle et le contraste des interférences diminue. La figure V.5 représente des exemples de signaux temporels calculés pour différentes valeurs de la différence de fréquences. Lorsque la différence de fréquences entre les photons augmente, le nombre de coïncidences détectées augmente aussi. Ceci illustre la perte d'indiscernabilité entre les photons. On constate enfin que les effets d'écart de fréquence entre les photons deviennent importants dès que cet écart est de l'ordre de la largeur naturelle des photons. Des exemples expérimentaux de battements lors d'interférences à deux photons sont présentés dans les références [67, 81].

Dans toute cette partie, nous avons supposé que les deux photons sont dans le même mode spatial. Cependant, nous verrons qu'en pratique il est difficile d'obtenir un recouvrement parfait des modes des photons. Nous n'avons pas traité cet effet ici. Nous admettrons que le recouvrement imparfait des modes spatiaux introduit un terme de visibilité devant le terme en cosinus dans l'expression V.9.

## V.2 Emission de photons uniques

Dans cette partie nous présentons les techniques développées pour obtenir l'émission de photons uniques par un seul atome. Nous décrirons le processus d'excitation et caractériserons cette source lumineuse en étudiant la statistique de la fluorescence. Ces expériences sont résumées dans la référence [82] et détaillées dans la thèse [40]. Cette méthode d'excitation sera utilisée pour les expériences à deux atomes décrites dans la partie suivante.

### V.2.1 Principe

Nous avons obtenu l'émission de photons uniques par un atome en utilisant l'émission spontanée. En effet, si l'on place l'atome dans l'état excité  $5P_{1/2}$  il émet ensuite un photon par émission spontanée. Le temps d'émission est donné par une loi exponentielle. La

---

<sup>8</sup>On peut rendre les photons discernables et les mettre par exemple dans des polarisations orthogonales.

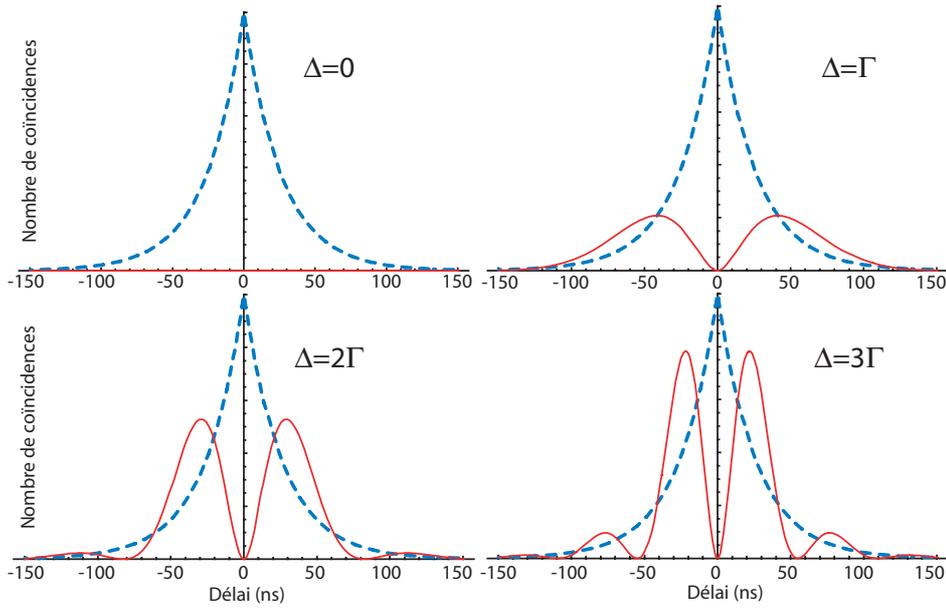


FIG. V.5: *Histogrammes de coïncidences calculés pour différents écarts en fréquence. La courbe en pointillés représente le cas où les photons sont discernables. Plus l'écart en fréquence est grand, plus il y a de coïncidences jusqu'à ce que les deux courbes aient la même aire. Le signal observé oscille à la différence de fréquences entre les deux photons.*

constante de temps de cette désexcitation est donnée par la largeur de la transition entre le niveau fondamental et le niveau excité.

Mais, il faut aussi contrôler les instants auxquels ces photons sont émis. On parle alors de source de photons uniques déclenchée. De plus, il est préférable que la probabilité d'excitation soit la plus proche possible de 1. Il est aussi nécessaire que tous les photons soient émis sur la même transition. En effet, l'observation de l'effet Hong-Ou-Mandel nécessite que les photons soient indiscernables et donc qu'ils aient tous la même fréquence et la même polarisation. La solution la plus simple consiste à travailler sur la transition fermée  $F=2 m_F=2$  vers  $F'=3 m_{F'}=3$  de la raie D2. En effet, si l'on part d'un atome dans l'état  $F=2 m_F=2$  et qu'on l'excite avec une polarisation  $\sigma^+$ , alors la seule transition possible est d'arriver sur l'état  $F'=3 m_{F'}=3$ . De même, une fois l'atome excité il ne peut retomber que dans l'état de départ en émettant un photon  $\sigma^+$ . Nous allons maintenant détailler la réalisation de cette excitation vers un niveau choisi à des instants contrôlés.

## V.2.2 Excitation cohérente

### Principe

Nous avons choisi de réaliser une excitation cohérente sur la transition optique. En effet, si l'on réalise une impulsion dont l'aire est telle que l'on fasse une impulsion  $\pi$  sur cette transition, on peut placer l'atome dans l'état excité avec une probabilité pouvant atteindre 1. Comment réaliser ce type d'impulsions ? Il faut que la durée de l'impulsion  $\pi$  soit courte devant la durée de vie de l'état excité. Sinon l'émission spontanée va diminuer la

## Interférences à deux photons uniques émis par deux atomes distincts

probabilité d'excitation. Cependant, plus l'impulsion est courte, plus sa largeur spectrale est grande. Cette largeur risque d'entraîner des excitations hors-résonance<sup>9</sup>. Nous avons donc choisi de réaliser des impulsions d'une durée de 4 ns. Ces 4 ns sont plus courtes que la durée de vie de l'état excité de 26 ns et leur largeur de 250 MHz n'est pas trop grande comparée à l'écart hyperfin entre les états  $F'=2$  et  $F'=3$  du niveau  $5P_{1/2}$  qui vaut 267 MHz.

### Système laser

Ces impulsions sont générées par un système laser décrit dans les références [40, 83] et schématisé sur la figure V.6. La lumière résonante à 780 nm est obtenue à partir du doublement de fréquence d'un faisceau à 1560 nm. Le faisceau à 1560 nm, issu d'une diode laser continue, est découpé par un modulateur électro-optique en impulsions de quelques nanosecondes avant d'être amplifié par un amplificateur à fibre pour obtenir un doublement de fréquence efficace. On utilise pour le doublage un cristal de PPLN en simple passage. Le taux de répétition des impulsions est ajustable. Nous l'avons fixé à 5 MHz. La probabilité que l'atome soit encore dans l'état excité 200 ns après l'excitation est seulement de  $5 \cdot 10^{-4}$ . La fréquence du laser est ajustée pour être résonante avec la transition fermée en regardant un spectre d'absorption dans une cellule de Rb.

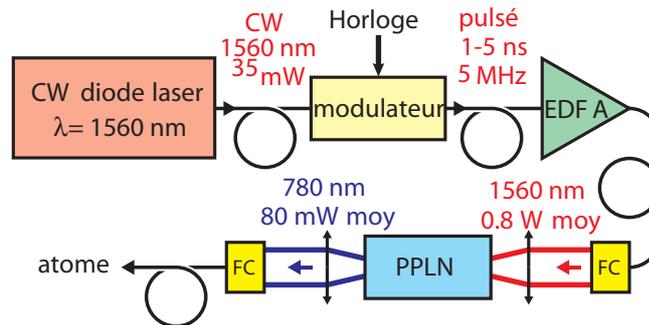


FIG. V.6: Principe de la chaîne laser impulsionnelle. Après découpage dans un modulateur électro-optique, la lumière d'une diode laser est amplifiée dans un amplificateur à fibre (EDFA) puis doublée (PPLN) avant d'être envoyée sur l'atome.

### Séquence expérimentale

La séquence utilisée est décrite sur la figure V.7. Le but est qu'une fois qu'un atome est détecté dans le piège, on lui fasse émettre le plus grand nombre de photons possible. Mais l'émission de photons provoque un chauffage de l'atome et finit par l'éjecter du piège. Or, le temps qu'il faut pour recapturer un nouvel atome est de l'ordre de 200 ms. Nous avons donc alterné les périodes d'excitation de l'atome avec des périodes de refroidissement. Ce refroidissement est réalisé en rallumant les faisceaux de la mélasse. Ces alternances excitation/refroidissement sont réalisées avec une période de 1 ms. Elles sont composées

<sup>9</sup>A priori, ces excitations sont interdites pour une polarisation parfaitement  $\sigma^+$ , mais elles deviennent possibles si la polarisation n'est pas parfaite.

de  $115 \mu\text{s}$  d'excitation à une cadence de  $5 \text{ MHz}$  (soit  $575$  impulsions) et de  $885 \mu\text{s}$  de refroidissement. Ce cycle est répété environ  $100$  fois et conduit à l'éjection de l'atome avec une probabilité de plus de  $90\%$ . Ajoutons qu'un faisceau repompeur est allumé en continu lors de cette expérience pour permettre de recycler les atomes tombés en  $F=1$ . Un exemple de signal de fluorescence détecté sur la photodiode à avalanche est donné sur la figure V.8.

De plus, le cycle d'excitation est réalisé en présence d'un champ magnétique directeur vertical de  $4,2 \text{ Gauss}$ . L'orientation relative des faisceaux est indiquée sur la figure V.9. On place dans le système d'imagerie un cube laissant passer la polarisation horizontale et donc les photons polarisés  $\sigma^+$  ou  $\sigma^-$ .

Cette séquence expérimentale permet de détecter en moyenne environ  $100$  photons par atome. Nous pouvons la répéter à une cadence de l'ordre de  $3 \text{ Hz}$ . Ceci permet d'atteindre un taux de détection de photons uniques d'environ  $300 \text{ photons/s}$ . Le taux maximum que l'on atteint au début de la séquence est de l'ordre de  $30000 \text{ photons/s}$ . L'efficacité de détection est d'approximativement  $1\%$ .

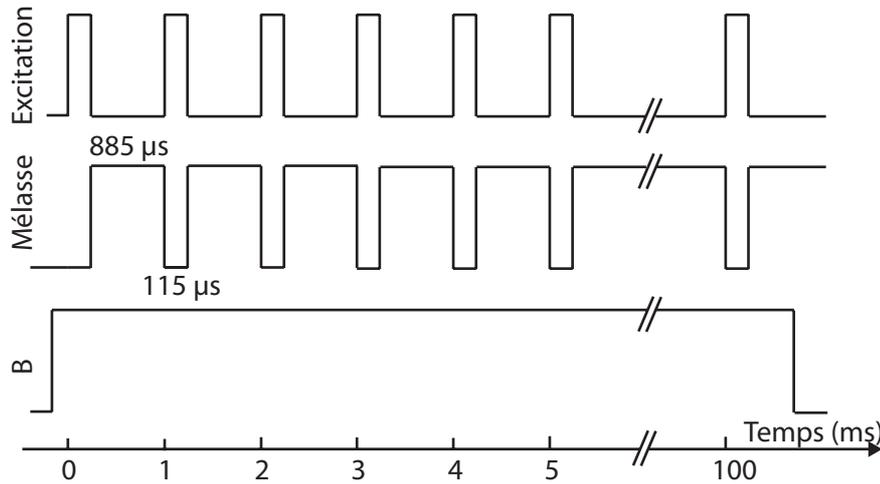


FIG. V.7: Séquence expérimentale utilisée pour l'émission de photons uniques. Un champ directeur de  $4,2 \text{ Gauss}$  est présent pour fixer l'axe de quantification. Des périodes d'excitation de  $115 \mu\text{s}$  sont alternées avec des périodes de  $885 \mu\text{s}$  de refroidissement par les faisceaux de mélasse. Ce refroidissement permet de maximiser le nombre de photons émis par un seul atome. On détecte ainsi en moyenne  $100$  photons par atome alors que sans refroidissement, on en détecte moins de  $10$ .

### Oscillation de Rabi

Pour démontrer que l'on peut réaliser une excitation cohérente sur la transition voulue, on peut chercher à observer des oscillations de Rabi. Pour cela, nous avons réalisé des expériences de fluorescence résolue en temps. Cette méthode repose sur l'utilisation d'une carte de comptage rapide<sup>10</sup>. Celle-ci mesure les temps d'arrivée des photons émis par

<sup>10</sup>La carte est le modèle PCI TimeHarp 200 de la société PicoQuant. Pour plus de détail voir [40].

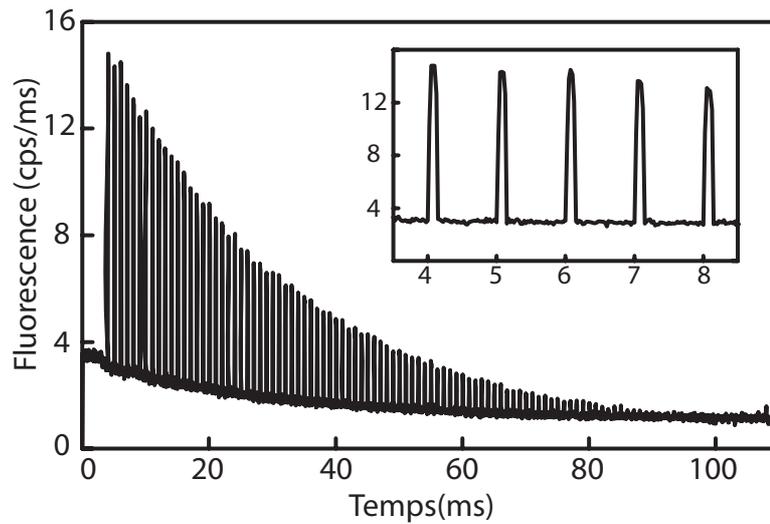


FIG. V.8: Signal moyen détecté sur une des photodiodes à avalanche lors de la séquence d'excitation. On distingue les pics correspondant aux phases d'excitation alternées avec les phases de refroidissement. La décroissance de la hauteur des pics au cours de la séquence est due à la perte de l'atome. La durée de vie de l'atome dans ces conditions est donnée par une exponentielle dont le temps caractéristique à  $1/e$  est de 34 ms. L'insert est un détail du signal entre 4 et 8 ms. Les détections individuelles, séparées de 200 ns, ne sont pas résolues sur cette figure.

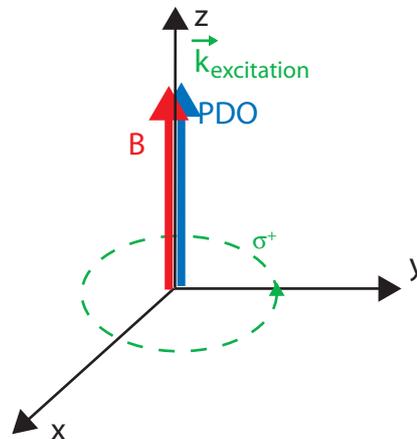


FIG. V.9: Orientation relative des faisceaux et du champ magnétique. Le champ magnétique est vertical. L'impulsion excitatrice est envoyée verticalement avec une polarisation circulaire. La polarisation du piège dipolaire est aussi verticale.

l'atome par rapport à l'horloge déclenchant l'excitation de l'atome. Ainsi, après quelques milliers de séquences, l'historgramme des temps de détection des photons redonne la structure temporelle de la fluorescence de l'atome. On s'attend à observer une loi exponentielle dont la constante de temps est donnée par la durée de vie de l'état excité. Mais, comme il y a une probabilité non nulle que des photons soient émis pendant l'impulsion excitatrice,

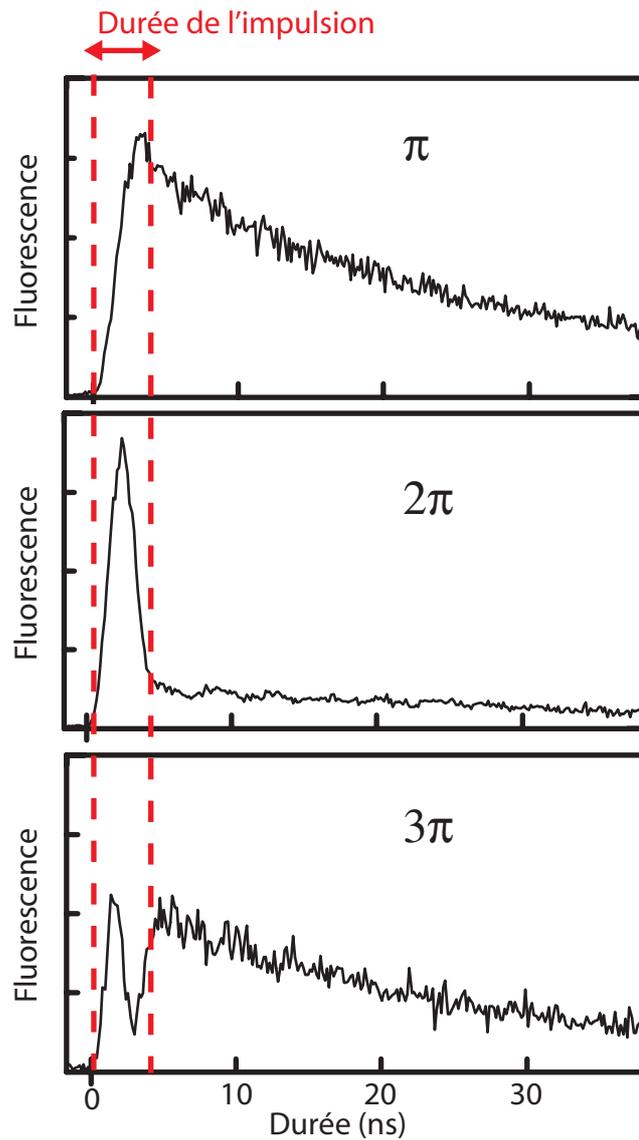


FIG. V.10: Observation des oscillations de Rabi pendant l'impulsion excitatrice. On mesure l'allure temporelle du signal de fluorescence en fonction de la puissance du laser exciteur. Pendant l'impulsion d'une durée de 4 ns on voit des oscillations de Rabi dans la fluorescence. Ceci est possible parce que la durée de l'excitation n'est pas négligeable devant la durée de vie de l'état excité (26 ns). Après l'impulsion on observe une décroissance exponentielle donnée par la durée de vie de l'état excité. On remarque que les oscillations sont moins contrastées pour l'impulsion  $3\pi$ . Ceci s'explique parfaitement par la gigue (ou jitter) de quelques centaines de picosecondes des impulsions émises par les photodiodes à avalanche.

on peut aussi voir les oscillations de Rabi pendant les 4 ns de l'impulsion. Des exemples de ce type de courbe sont donnés sur la figure V.10. On voit qu'après les 4 ns de l'impulsion, les photons sont émis suivant une loi exponentielle. Par contre, lorsque la puissance du faisceau est telle que l'impulsion soit proche de  $2\pi$ , on voit nettement que la fluorescence

passé par un maximum pour une durée de 2 ns.

En pratique, pour ajuster la puissance afin d'obtenir une impulsion  $\pi$ , on regarde l'amplitude de la fluorescence sur des séquences comme celle de la figure V.8 et on maximise la hauteur des premiers pics. Nous avons montré [40] que le niveau de fluorescence observé est compatible avec une probabilité d'excitation de l'atome proche de 1.

### V.2.3 Statistique de la fluorescence

#### Dégroupement de photons

Pour prouver que les photons émis par les atomes sont bien émis un par un, on mesure la statistique de la fluorescence en utilisant un montage du type Hanbury-Brown & Twiss décrit sur la figure V.11. On place deux détecteurs de part et d'autre d'une lame 50/50. Ces deux détecteurs sont connectés aux deux entrées de la carte de comptage. Elle permet de tracer l'histogramme des délais entre un événement sur chaque détecteur.

Le résultat de la mesure est représenté sur la figure V.12. On observe un ensemble de pics séparés de 200 ns, avec un pic manquant autour du délai nul. L'absence de pic à délai nul, est la manifestation du dégroupement de photons attendu pour une source de photons uniques. En effet, si les photons arrivent bien un par un sur la lame 50/50, alors ces photons vont soit d'un côté de la lame soit de l'autre. Donc on ne doit pas détecter un événement en même temps sur les deux détecteurs.

D'où viennent les pics ? L'atome est excité toutes les 200 ns. Donc si un photon déclenche un détecteur pour une excitation donnée, alors il est possible que le photon émis lors de l'excitation suivante déclenche l'autre détecteur. Ceci donne lieu à une "coïncidence" avec un retard de 200 ns. Comme l'efficacité de détection est faible, de l'ordre de 1 %, alors on observe aussi des pics à des délais de 400, 600, 800, ... ns.

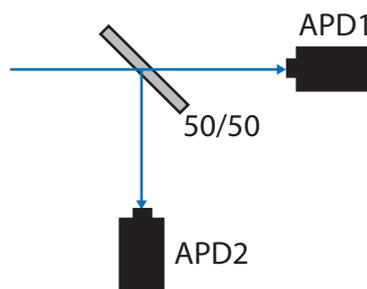


FIG. V.11: Montage de type Hanbury-Brown & Twiss. Si les photons sont émis un par un, on ne peut pas détecter de coïncidences entre les détecteurs après la lame 50/50.

#### Probabilité d'émettre deux photons

Pour la réaliser des expériences d'interférences à deux photons il est important de déterminer la probabilité que deux photons soient émis au lieu d'un. En effet, dans ce cas, le contraste du phénomène d'interférence serait diminué. D'où peut venir ce deuxième

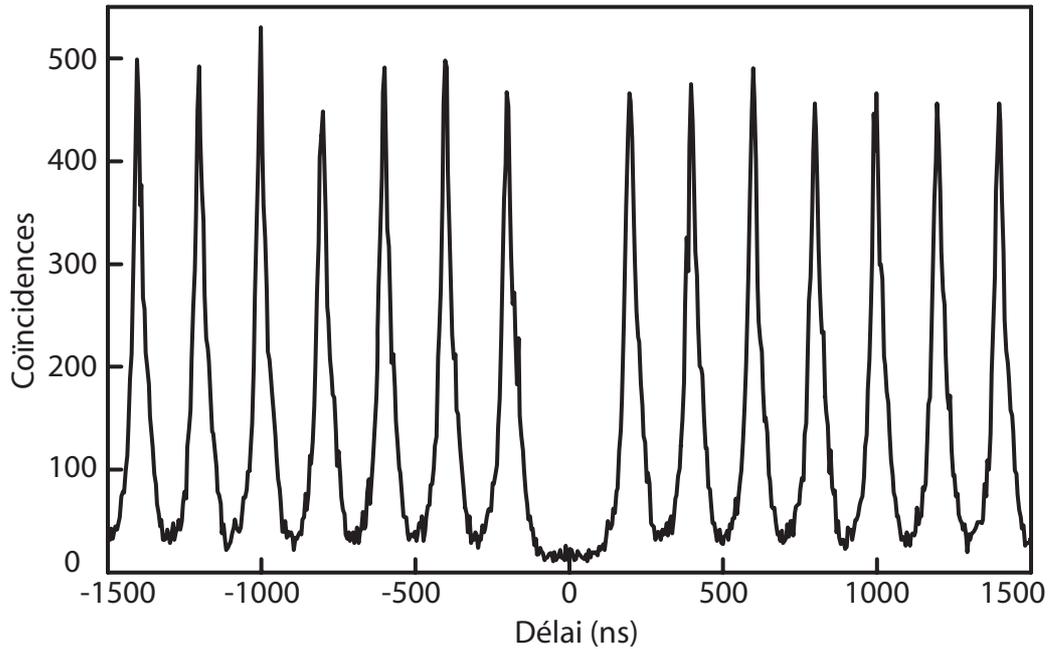


FIG. V.12: Histogramme du nombre de coïncidences détectées en fonction du retard entre les deux détections. On observe une série de pics séparés de 200 ns qui est la période d'excitation de l'atome. L'absence de pic pour un retard nul est la signature du phénomène de dégroupement de photons et prouve que l'atome constitue une source de photons uniques. Cette courbe est présentée sans aucune soustraction de fond. Chaque point correspond à une fenêtre de 4,7 ns.

photon ? Comme la probabilité que l'atome émette un photon par émission spontanée pendant la durée de l'impulsion est non nulle, il est aussi possible qu'il en émette deux. On peut extraire de l'aire du pic à délai nul la probabilité que deux photons soient émis. Après soustraction du fond, on trouve que l'aire de ce pic correspond à 3,4 % de l'aire moyenne des autres pics. Or, si on appelle  $p_2$  la probabilité que deux photons soient émis, alors la probabilité d'avoir une coïncidence et l'aire du pic à délai nul sont proportionnelles à  $p_2/2$  puisque (sans interférence) on a des coïncidences en moyenne qu'une fois sur deux. Les pics à délais non nuls, ont lieu lorsque deux photons décalés dans le temps arrivent sur les détecteurs. La probabilité que deux photons soient émis est  $p_1^2$ . Mais pour un délai fixé, on n'observe des coïncidences qu'une fois sur quatre puisque le premier photon va sur le photodiode 1 avec une probabilité 1/2 et le deuxième sur la photodiode 2 aussi avec une probabilité 1/2. Le rapport de l'aire du pic résiduel et des autres pics est donc  $\frac{2p_2}{p_1^2}$ . En approximant  $p_1$  par 1, on déduit que  $p_2$  vaut donc la moitié du rapport des aires soit 1,7 % (pour une impulsion  $\pi$ ). Des calculs de cette probabilité prenant en compte la durée de l'impulsion utilisée donnent des valeurs en bon accord avec cette observation [40].

## V.3 Expériences d'interférences à deux photons

### V.3.1 Dispositif expérimental

Dans cette partie, nous décrivons la réalisation du montage effectué pour observer les interférences à deux photons. Après avoir expliqué l'installation de deux pièges, nous présenterons le dispositif d'imagerie. Enfin, nous expliquerons notre méthode d'alignement des faisceaux de photons uniques et décrirons la séquence temporelle utilisée.

#### Mise en place de deux pièges

On ajoute un deuxième piège sur l'expérience en dupliquant le système optique habituel. Les deux faisceaux sont mélangés sur un cube non polarisant pour obtenir deux pièges de même polarisation (verticale) comme sur la figure I.1. On commence par superposer les deux faisceaux pièges puis on déplace l'un des pièges en translatant l'objectif de microscope mettant en forme le faisceau lumineux après la fibre. En utilisant la caméra CCD, on peut ajuster la distance entre les deux pièges. Pour l'expérience décrite, la distance entre les deux pièges a été fixée à environ 5 pixels (figure V.13), soit une distance de l'ordre de  $5 \mu\text{m}$ . D'autre part, il est ensuite essentiel d'ajuster la profondeur des deux pièges. En effet, le piège dipolaire déplace les niveaux d'énergie de l'atome. Donc la fréquence des photons émis dépend de la profondeur du piège dipolaire. Nous avons donc réalisé une mesure de déplacement lumineux (voir I.3.4) sur les deux pièges pour pouvoir égaier leurs profondeurs. On obtient des profondeurs de piège de  $17,8 \pm 0,5$  et  $15,0 \pm 0,5$  MHz/mW. La différence entre ces deux valeurs de profondeur peut être attribué au fait que le piège déplacé a un waist plus grand à cause de l'apparition d'aberrations. Cependant, on peut compenser cette différence en ajustant la puissance dans chacun des faisceaux lumineux pour égaier la profondeur finale. Dans toute la suite, les deux pièges auront une profondeur fixée à  $34 \pm 1$  MHz.

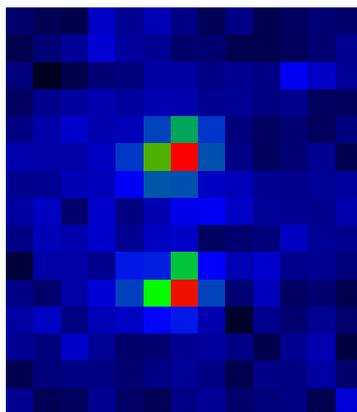


FIG. V.13: Image sur la caméra CCD de deux atomes uniques séparés d'environ  $5 \mu\text{m}$ .

#### Systeme d'imagerie

Le schéma global du système d'imagerie est représenté sur la figure V.14.

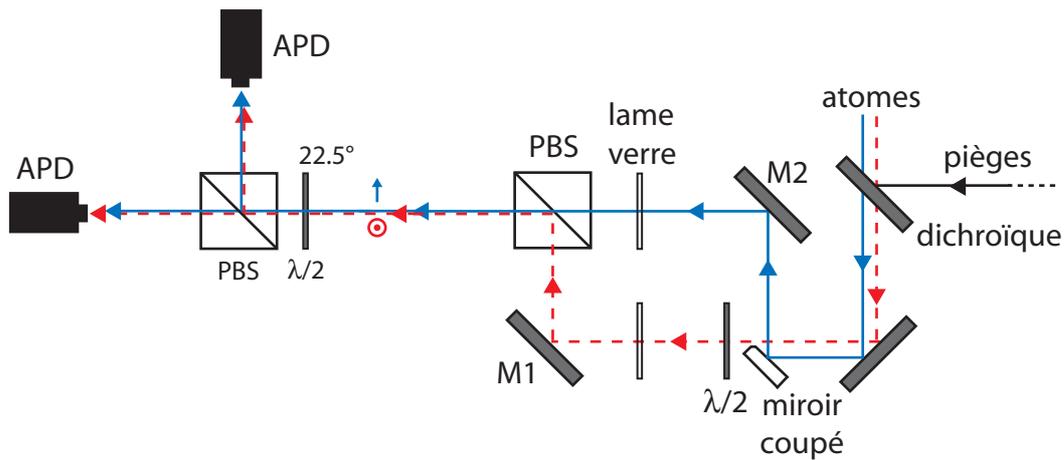


FIG. V.14: Schéma du système d'imagerie. Les lentilles ne sont pas représentées. Pour des raisons d'encombrement une des deux voies vers les photodiodes à avalanche est fibrée avec une fibre multimode.

Le système d'imagerie doit permettre de superposer les modes des deux faisceaux de photons uniques. La première étape consiste à séparer la fluorescence des deux pièges. On dispose dans le système d'imagerie d'une image intermédiaire des pièges après la lame dichroïque. Nous avons mesuré que la distance entre ces deux images intermédiaires est de  $500 \mu\text{m}$ . Nous avons séparé les deux faisceaux en disposant un miroir circulaire coupé suivant l'un de ses diamètres entre les deux images intermédiaires. Il réfléchit un faisceau et laisse passer l'autre. Ensuite nous avons recombinaé les deux faisceaux avec la partie du système détaillée sur la figure V.15. La superposition des deux faisceaux est ajustée via les deux miroirs M1 et M2 présents sur le système. Les deux chemins sont conçus pour avoir des longueurs identiques à quelques millimètres près<sup>11</sup>. Ajoutons que le miroir coupé est monté sur une platine de translation pour permettre de translater plus finement horizontalement le faisceau réfléchi par rapport au faisceau transmis. Nous avons aussi introduit une lame de verre sur chaque voie. En inclinant l'une des deux lames, on peut ainsi translater un faisceau par rapport à l'autre. Ce dispositif permet d'avoir en sortie les deux faisceaux superposés spatialement mais avec une polarisation orthogonale.

Pour des raisons pratiques, nous n'avons pas choisi d'utiliser la traditionnelle lame 50/50 pour observer l'effet Hong-Ou-Mandel. Ainsi, on envoie ces deux faisceaux superposés mais de polarisation orthogonale sur le système détaillé sur la figure V.16. Il est constitué d'une lame demi-onde et d'un cube polarisant. Suivant l'angle de la lame demi-onde par rapport aux axes du cube, on obtient deux configurations différentes. Si la lame est parallèle aux axes du cube, chaque faisceau est envoyé sur une seule photodiode. On a une configuration équivalente à un miroir à deux faces. Il n'y a bien sûr

<sup>11</sup>La longueur des enveloppes temporelles est de l'ordre de plusieurs mètres, il n'est donc pas nécessaire d'ajuster finement l'égalité de la longueur des chemins optiques. Cependant, nous avons pris du soin pour cet ajustement afin d'obtenir une bonne superposition des modes spatiaux car les faisceaux ne sont pas collimatés.

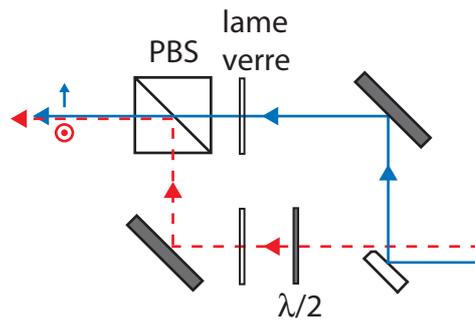


FIG. V.15: Schéma du système optique utilisé pour combiner les deux faisceaux de photons uniques émis par les deux atomes dans le même mode spatial. A la sortie du système les deux photons ont des polarisations orthogonales. La lame  $\lambda/2$  permet de faire en sorte que l'on sélectionne les photons  $\sigma$  pour les deux atomes à la sortie du cube.

aucun effet d'interférences dans cette situation. Cette disposition permet de réaliser des expériences de calibration comme nous le verrons dans la suite.

Si la lame fait un angle de  $\pi/8$  avec les axes du cube, alors la fluorescence de chaque faisceau est envoyé à 50 % de chaque côté du cube. Sur chaque voie de sortie du cube, les deux faisceaux provenant des deux pièges ont bien la même polarisation. On peut montrer que cette configuration est parfaitement équivalente à une lame 50/50 et permet d'observer l'effet Hong-Ou-Mandel. Ceci se comprend si l'on remarque que du point de vue du détecteur, on ne sait pas de quel atome provient le photon ; c'est cette condition d'indiscernabilité qui entraîne l'effet Hong-Ou-Mandel.

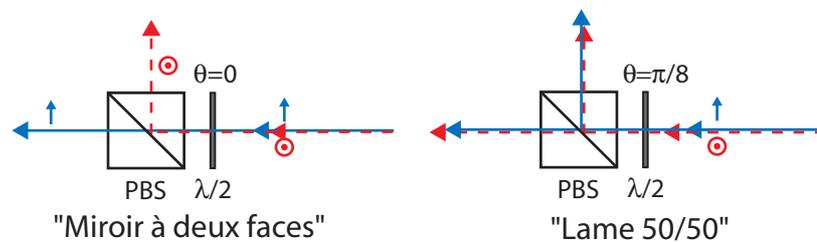


FIG. V.16: Système utilisé pour observer les interférences. A gauche, configuration de calibration, chaque photodiode voit un seul atome ; ce montage permet de déterminer le nombre de paires détectées par unité de temps. A droite, configuration pour laquelle on attend les interférences. En tournant la lame  $\lambda/2$  on peut passer continûment d'une configuration à l'autre.

### Alignement des faisceaux

La difficulté essentielle de cette expérience réside dans la superposition des deux faisceaux de photons uniques. La résolution de cette difficulté est un peu technique mais comme c'est le point central de l'expérience, nous exposons ici la méthode utilisée.

Nous avons réalisé un premier réglage en superposant un faisceau d'alignement sur chacun des faisceaux pièges. Puis nous avons superposé ces deux faisceaux d'alignement l'un avec l'autre à la sortie du système de la figure V.15. Ce réglage est un bon début mais reste insuffisant pour observer l'effet recherché. En effet, il y a trop d'imprécisions dans la superposition de ces faisceaux sondes avec les faisceaux de photons uniques.

Nous avons donc dû utiliser une méthode reposant directement sur la mesure du signal d'atome unique. Nous avons disposé dans le système d'imagerie deux lames de rasoir à 35 cm l'une de l'autre (voir figure V.17). Chacune de ces lames pouvait être translattée horizontalement et verticalement. Ainsi en déplaçant la lame dans le faisceau, et en mesurant l'amplitude du signal d'atome unique, on obtient le profil du faisceau de photons (malgré le fait qu'il n'est constitué que de quelques milliers de photons par seconde) et sa position.

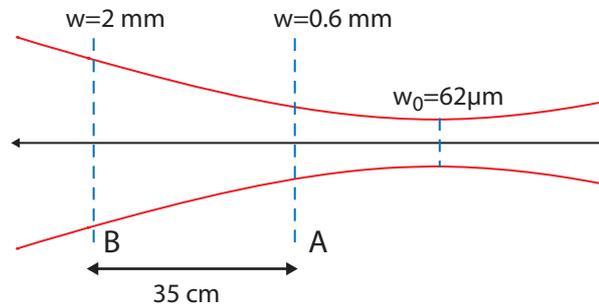


FIG. V.17: Schéma de la position des lames de rasoir par rapport au mode du faisceau de photons uniques. Les deux lames sont placées à 35 cm l'une de l'autre. On mesure pour ces positions des largeurs de faisceau de 0,6 mm et 2 mm. De ces mesures, on peut extrapoler un waist de 62  $\mu\text{m}$  situé à environ 15 cm de la lame A. Le plan du waist coïncide approximativement avec le plan dans lequel est placé le miroir coupé.

On fait donc cette mesure sur les deux pièges, horizontalement et verticalement, et en deux positions sur l'axe optique, soit un total de 8 mesures. Après ces 8 mesures, on peut estimer la qualité du recouvrement des faisceaux et faire les corrections nécessaires en orientant les miroirs. Un exemple de ce type de mesure est donné sur la figure V.18.

Cet alignement est précis et permet d'observer des franges avec un contraste proche du maximum que nous avons pu atteindre au final. Estimons la qualité des résultats que l'on peut obtenir.

Les deux lames de rasoir sont situées à 35 cm l'une de l'autre. Le waist du faisceau au niveau de la première lame (A) est d'environ 600  $\mu\text{m}$ . Celui au niveau de la deuxième lame (B) est d'environ 2 mm.

En étudiant la reproductibilité des mesures, on peut estimer que la position du centre du faisceau est connue avec une précision meilleure que 50  $\mu\text{m}$  pour la position A et que 100  $\mu\text{m}$  pour la position B. Ce qui donne un angle maximal d'environ 0,5 mrad. Il faut comparer cet angle à la divergence du faisceau. L'angle de divergence du faisceau est de 4 mrad (on a déterminé que le waist était de 62  $\mu\text{m}$ ). Notre incertitude sur l'angle est donc faible devant la divergence du faisceau. Plus quantitativement, nous avons calculé

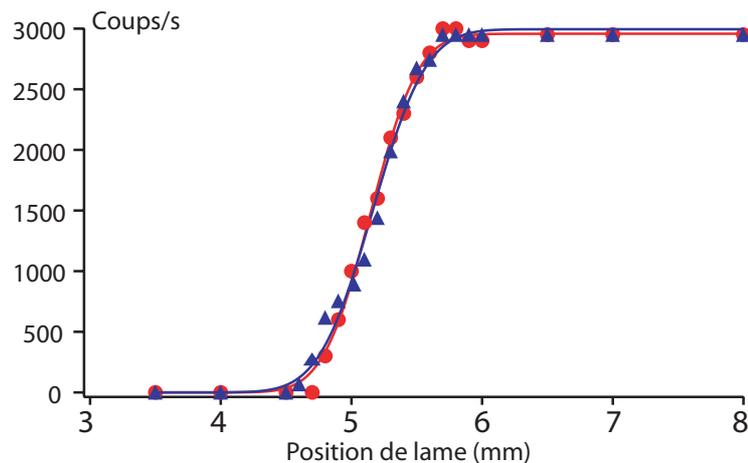


FIG. V.18: Exemple de mesure de la taille et de la position du faisceau pour chacun des deux pièges au niveau de lame A. On représente le flux de photons en fonction de la position de la lame de rasoir. Les triangles et les cercles correspondent respectivement aux deux pièges. Les courbes sont un ajustement des points par une loi qui suppose un profil gaussien du faisceau. Pour cet exemple la largeur des faisceaux est d'environ  $600 \mu\text{m}$ .

le recouvrement en amplitude des deux champs électriques en prenant en compte cette erreur. On obtient un taux de recouvrement de 0,99. Ce n'est donc pas limitant pour nos expériences.

Par contre, la translation dans la direction radiale entre les axes de propagation des deux faisceaux est plus difficile à corriger avec cette méthode. Nous sommes limité à une incertitude de l'ordre de plusieurs dizaines de micromètres. Sachant que le waist du faisceau est de  $62 \mu\text{m}$ , le recouvrement obtenu est plus critique. Par exemple, si on prend un écart de  $20 \mu\text{m}$  entre les deux faisceaux, alors le taux de recouvrement en amplitude est de 95 %. Mais si on considère la même erreur suivant les deux dimensions horizontale et verticale, il faut élever ce chiffre au carré. De plus, on mesure expérimentalement le recouvrement en intensité, donc il faut encore ajouter un carré. On se retrouve avec un contraste d'environ 80 %.

La dernière optimisation se fait donc directement sur le signal d'interférences. En environ 1/2 heure, on peut avoir une estimation du contraste de notre expérience, ensuite, on peut translater verticalement ou horizontalement un des deux faisceaux et mesurer de nouveau le contraste. Cette méthode est lente mais en une journée, on peut réaliser cette optimisation dans les deux directions.

Une fois tous ces réglages effectués, il ne reste plus qu'à accumuler plus longtemps pour avoir une courbe avec une bonne statistique.

### Séquence expérimentale

La séquence expérimentale et les paramètres de ces expériences sont identiques à ceux utilisés pour les expériences à un atome. Seul le nombre de cycles est diminué pour éviter d'accumuler des coups où seul un des deux atomes est présent. On réalise donc 15 cycles

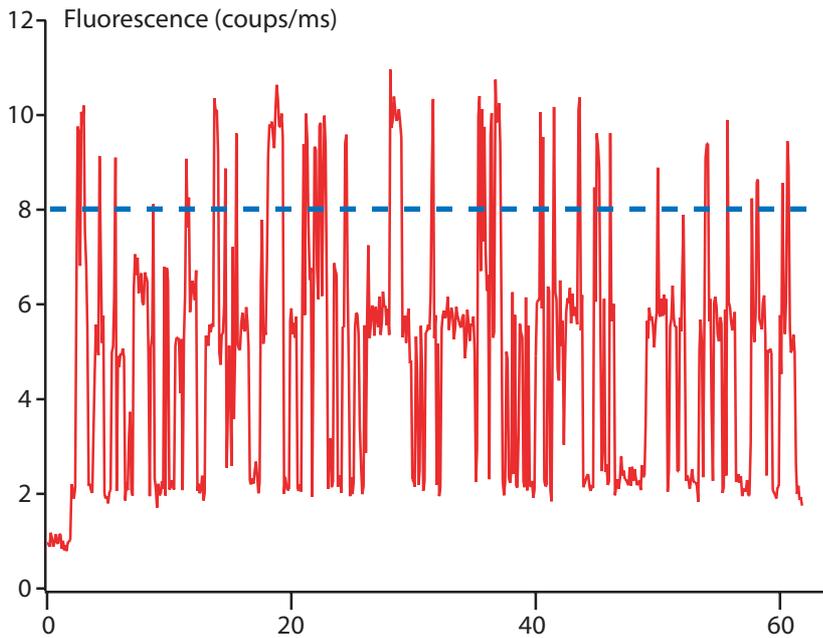


FIG. V.19: Exemple de signal de fluorescence détecté pour deux atomes. La résolution est de 100 ms. Un seuil à 8 coups/ms assure de la présence d'un atome dans chaque piège. La profondeur des pièges est d'environ 20 MHz.

de 1 ms soit 8625 excitations par atome.

Une difficulté supplémentaire apparaît dans ce genre d'expériences. Il faut conditionner le lancement de la séquence sur la présence de deux atomes. Tout d'abord, on somme les signaux issus de chacune des photodiodes via un combineur RF. On détecte donc la totalité du signal. On observe alors un signal comme celui de la figure V.19. On peut facilement choisir un seuil pour lequel on est sûr que deux atomes sont présents dans les deux pièges. La seule condition est de ne pas prendre des pièges trop profonds pour lesquels la fluorescence de l'atome est plus faible car le désaccord des faisceaux de la mélasse qui font fluorescer l'atome est plus grand. En effet, une fluorescence trop faible empêche de discerner les différents niveaux correspondant à 1 et 2 atomes.

A partir des courbes que nous présentons dans la suite, on peut montrer que cette séquence expérimentale permet d'obtenir la détection simultanée de 6600 paires de photons en environ 5 heures, soit une paire toutes les 3 secondes avec une efficacité de détection de la paire de l'ordre de  $10^{-4}$ .

### V.3.2 Résultats

#### Courbes brutes

Les données que nous présentons ici ont été accumulées en une journée. Elles sont composées de deux expériences : d'une part 48000 séquences correspondant à la configuration où l'on attend les interférences ; d'autre part 24000 séquences correspondant à la calibration. Pour éviter tout effet de dérive systématique, les expériences normales et de

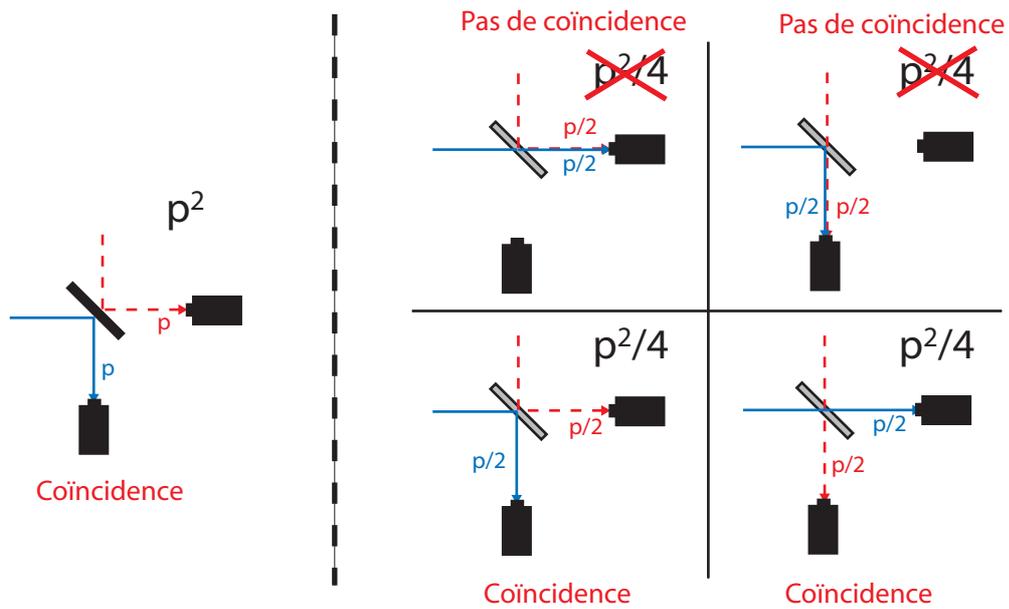


FIG. V.20: Comparaison du nombre de coïncidences attendues dans le cas des expériences de calibration et des expériences normales. A gauche, configuration de calibration, on attend  $p^2$  coïncidences. A droite, configuration normale. Il y a quatre possibilités avec chacune une probabilité de  $p^2/4$ . Mais seule la moitié de ces cas donne une coïncidence. La probabilité globale est donc de  $p^2/2$ .

calibration sont alternées par cycle de 3000 séquences de calibration puis 6000 séquences normales. Chaque expérience de 3000 accumulations prend environ 20 minutes.

Mais pourquoi avoir réalisé moins de séquences de calibration que de séquences normales ? Ceci est dû au fait que l'on doit comparer la hauteur du pic dans la configuration normale à la moitié de la hauteur du pic dans la configuration de calibration.

En effet, dans le cas de l'expérience de calibration, notre système se comporte comme un "miroir à deux faces". Si  $p$  est la probabilité qu'un photon soit détecté par le système, alors la probabilité d'avoir une détection sur une photodiode donnée est  $p$ . Donc la probabilité d'avoir une coïncidence est  $p^2$ .

Par contre, dans le cas de l'expérience normale (lame 50/50), mais en supposant que le contraste des interférences est nul, chaque photon a une probabilité  $p/2$  d'aller sur un détecteur donné. Cela nous donne donc 4 configurations possibles avec chacune une probabilité  $p^2/4$ . Mais seulement la moitié de ces cas donne une coïncidence. Donc la probabilité d'avoir une coïncidence est  $p^2/2$ . La figure V.20 résume ce problème.

En conclusion, la probabilité d'avoir une coïncidence dans la configuration calibration est  $p^2$ , tandis qu'elle vaut  $p^2/2$  dans la configuration normale. Il faut donc bien comparer la hauteur du pic normal à la moitié du pic de calibration. Pour gagner du temps, nous avons donc seulement accumulé une courbe de calibration pour deux courbes normales<sup>12</sup>. Notons que cet effet n'est pas du tout fondamental et vient de la configuration utilisée

<sup>12</sup>Ceci est d'autant plus correct que pour la courbe de calibration tous les pics ont la même hauteur ; dans l'analyse qui va suivre on déterminera l'amplitude du pic de calibration en moyennant sur les 5 pics de part et d'autre du délai nul.

pour réaliser une lame 50/50. Les autres expériences du même type sont souvent réalisées avec de vraies lames 50/50 et on réalise la calibration en envoyant des photons polarisés orthogonalement sur la lame 50/50. Dans ce cas, les deux pics ont la même hauteur.

Enfin, comme nous avons des sources de photons uniques, signalons pour la suite que la hauteur du pic à délai nul avec une lame 50/50, même dans le cas sans interférence correspond à la moitié de la hauteur des pics à délais non nuls. En effet, à délai nul on a des contributions correspondant uniquement au cas où chaque atome a émis un photon. Par contre, à délai non nul, il y a des coïncidences entre photons émis par le même atome (comme sur la figure de dégroupement de photons).

Les résultats obtenus autour du délai nul pour la courbe normale et la courbe de calibration sont représentés sur la figure V.21. On constate qu'il y a moins de coïncidences dans le cas normal que pour l'expérience de calibration. C'est la signature de l'effet d'interférences à deux photons. Le contraste, défini ici comme le rapport de la hauteur des pics dans les deux configurations, est de l'ordre de 60 %. Pourquoi définissons-nous le contraste de cette manière au lieu de donner le rapport des aires des pics? En fait, ce contraste correspond seulement au recouvrement spatial des modes. En effet, nous avons vu que l'on peut aussi avoir des coïncidences supplémentaires si les photons n'ont pas la même fréquence. Mais, alors il n'y a pas de coïncidences autour du délai nul. Donc en ne regardant que la hauteur des pics, on étudie bien le recouvrement des modes des deux faisceaux de photons uniques<sup>13</sup>. Nous allons étudier plus en détail ce contraste.

### Etude du contraste

Le contraste des interférences obtenues est loin de 1. Pour être sûr que nous observons vraiment un phénomène d'interférences, nous avons décidé de varier de façon contrôlée le recouvrement des modes des deux faisceaux de photons uniques. Ainsi, on a translaté un faisceau par rapport à l'autre pour étudier la variation du contraste. Cette translation a été réalisée en inclinant une lame de verre à faces parallèles traitée anti-reflet dans l'un des faisceaux (voir figure V.16). Cette méthode permet de translater finement un faisceau par rapport à l'autre.

La figure V.22 représente quelques unes des courbes obtenues sur le même graphique. Même si nous avons accumulé seulement 6000 séquences par position afin de pouvoir réaliser toute l'expérience dans la même journée, on voit clairement l'effet de variation du contraste.

Nous avons fait ensuite une analyse complète de toutes ces courbes en ajustant les courbes par une double exponentielle. L'ajustement permet d'extraire la hauteur des pics que nous avons normalisée à chaque fois par la courbe de calibration correspondante. On obtient les résultats de la figure V.23.

On arrive donc à changer le contraste des franges en variant le recouvrement des faisceaux. Les points sont ajustés par une gaussienne dont on a fixé la largeur à  $62 \mu\text{m}$ . En effet c'est le signal que l'on attend si l'on regarde le recouvrement de deux faisceaux de waist  $62 \mu\text{m}$ <sup>14</sup>. Tous ces résultats sont donc cohérents.

---

<sup>13</sup>Cette affirmation sera démontrée par la suite lorsque nous verrons que les différences de fréquence conduisent juste à un élargissement du pic résiduel

<sup>14</sup>C'est la valeur mesurée du waist.

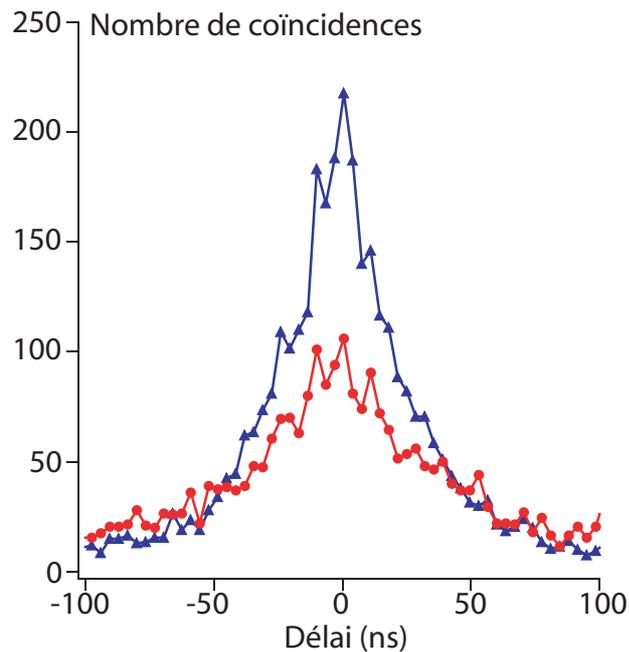


FIG. V.21: Courbes brutes. Les triangles correspondent à l'expérience de calibration et les disques à l'expérience normale. Aucun fond n'a été soustrait. On constate qu'il y a moins de coïncidences dans le cas de la configuration normale. C'est la signature du phénomène d'interférences à deux photons.

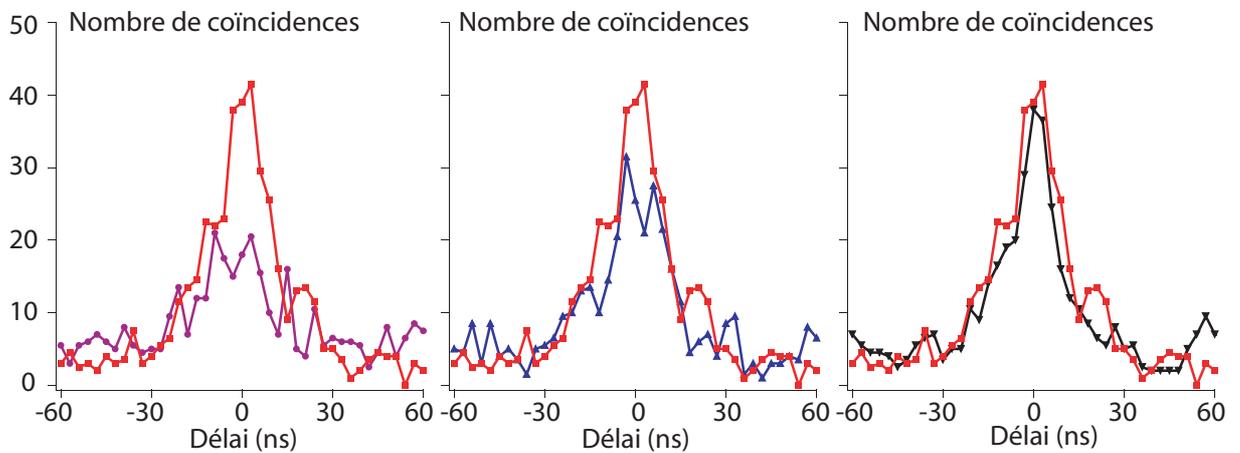


FIG. V.22: Exemples de courbes brutes obtenues quand translate un faisceau par rapport à l'autre. De gauche à droite, les courbes correspondent aux positions  $+34$ ,  $+51$ ,  $+85 \mu\text{m}$ . Sur chaque courbe, les carrés correspondent à une courbe de calibration.

Cependant, le contraste optimal reste limité à environ 0,6. Par quoi est limité ce contraste ? Nous pensons qu'il est limité par la qualité de la superposition des modes. En effet, notre diagnostic en utilisant des lames de rasoir est efficace mais ce n'est pas aussi sensible que quand on peut observer directement un signal d'interférences. En effet, le contraste de 0,6 correspond à un recouvrement des champs d'environ 0,8. Or, il faut aligner les faisceaux :

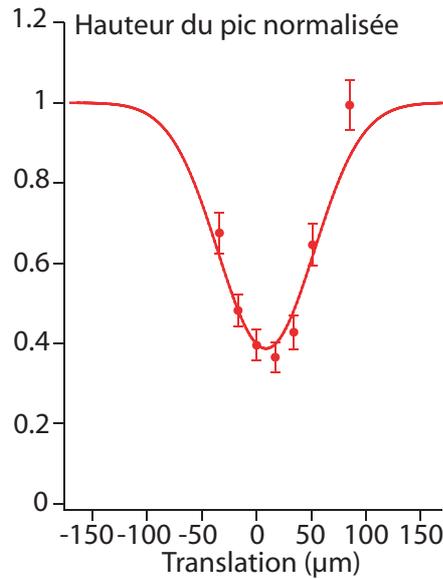


FIG. V.23: Evolution du contraste des interférences en fonction de la position relative des deux faisceaux. On constate que l'on peut varier ce contraste jusqu'à l'annuler. La hauteur des pics dans la configuration normale est normalisée par les hauteurs des pics dans la configuration calibration pour moitié moins d'accumulations. La courbe qui relie les points est une gaussienne dont la largeur est fixée par le waist mesuré du faisceau de photons uniques (soit  $62 \mu\text{m}$ ).

- En translation suivant deux directions (horizontale et verticale par exemple).
- En angle suivant deux directions.
- Longitudinalement pour que leurs waists soient dans le même plan.

Par exemple, supposons que l'on ait un recouvrement de 0,95 en amplitude pour l'angle et la translation des deux faisceaux dans les deux directions. On aboutit à un recouvrement total de  $(0,95)^4=0,8$ . Il est donc raisonnable de penser que la somme des erreurs que l'on fait lors de notre alignement peut expliquer le contraste observé. De plus, il faut remarquer qu'il peut aussi y avoir des aberrations sur les faisceaux qui limitent le recouvrement. Une autre source de problème peut être les erreurs de polarisation (par exemple parce qu'on ne choisit pas l'angle de la lame demi-onde avant le dernier cube précisément). Ces erreurs sont cependant trop faibles pour expliquer la valeur de notre contraste. Une expérience similaire réalisée sur deux ions dans le groupe de C. Monroe donne un contraste équivalent [84] .

Les cas où un des atomes émet deux photons peuvent aussi entrer en compte. Estimons l'importance de cet effet dans le cas où il y a deux atomes émettant chacun soit un photon avec une probabilité  $p_1 \sim 1$ , soit deux photons avec une probabilité  $p_2 = 0,017$ . Si on appelle  $\eta$  la probabilité de détecter un photon, alors la probabilité de détecter deux photons émis par deux atomes vaut  $\eta^2$ . Lorsqu'un atome émet deux photons, la probabilité que trois photons arrivent au niveau du détecteur vaut  $\eta^3$ . Comme notre efficacité de détection est de l'ordre de 1%, alors ce terme à trois photons est négligeable.

Cependant, on peut détecter deux photons dont un "mauvais" photon émis pendant l'im-

pulsion. Alors la probabilité qu'une "mauvaise" paire de photons arrive sur la lame 50/50 vaut approximativement  $4 p_2$  soit 7 %. Cet effet n'est pas négligeable. Il modifie l'estimation du contraste du recouvrement des modes de 0,6 à 0,67. Cet effet peut être atténué en diminuant la durée des impulsions.

### Etude détaillée de l'allure du pic résiduel

L'amplitude du pic pour un retard nul nous donne le recouvrement des modes puisque même si les photons ont des fréquences différentes, on observe toujours un trou à retard nul. Nous pouvons donc fixer la valeur du contraste des franges à partir de la hauteur du pic et ajuster ce pic par une courbe en double exponentielle comme attendu. Nous obtenons le résultat de la figure V.24. Nous constatons que les points sont situés sur une courbe plus large que celle attendue. Nous avons expliqué cet écart en prenant en compte la température moyenne des atomes lors de la séquence. Pour une température moyenne de 200  $\mu\text{K}$ , on obtient l'autre courbe de la figure V.24 qui ajuste mieux les points expérimentaux.

Quel est l'effet de la température des atomes sur les interférences à deux photons ?

Plus les atomes sont chauds, plus leur mouvement dans le piège est important. Or, lorsque l'atome oscille dans le piège son énergie potentielle change et donc le déplacement lumineux change lui aussi. Donc les photons qui sont émis ont une fréquence qui dépend de la position de l'atome dans le piège à l'instant de l'émission (voir figure V.25). On peut dire que la largeur spectrale des photons (donnée par la durée de vie du niveau excité) subit un élargissement inhomogène. Or, les mouvements des atomes dans les deux pièges ne sont pas corrélés. Donc les photons sont émis avec des différences de fréquence qui fluctuent d'une excitation à l'autre.

Nous avons vu sur la figure V.5 l'allure du signal attendu en fonction de la différence de fréquences entre les photons émis. Mais ici, nous allons avoir une certaine distribution de différences de fréquences. On va donc observer un signal qui est la moyenne d'une série de courbes de la figure V.5. Calculons le signal attendu en fonction de la température des atomes.

Ce calcul est proche de celui effectué au chapitre III pour prendre en compte l'effet de la température des atomes sur le temps de cohérence du qubit.

La distribution d'énergie dans un piège harmonique est donnée par :

$$p(E)dE = \frac{E^2}{2(k_B T)^3} e^{-\frac{E}{k_B T}} dE \quad (\text{V.11})$$

Or, la profondeur du piège vu par l'atome est donnée<sup>15</sup> par  $U=U_0-E/2$ . On appelle  $U_0$  la profondeur maximale du piège. De plus, la fréquence des photons émis est donnée par la relation :

$$h\nu = h\nu_{\text{libre}} + U = h\nu_0 - E/2$$

où  $\nu_{\text{libre}}$  est la fréquence du photon émis par un atome non piégé.

---

<sup>15</sup>La présence du facteur 2 est justifiée par l'équipartition de l'énergie (cf. chapitre III)

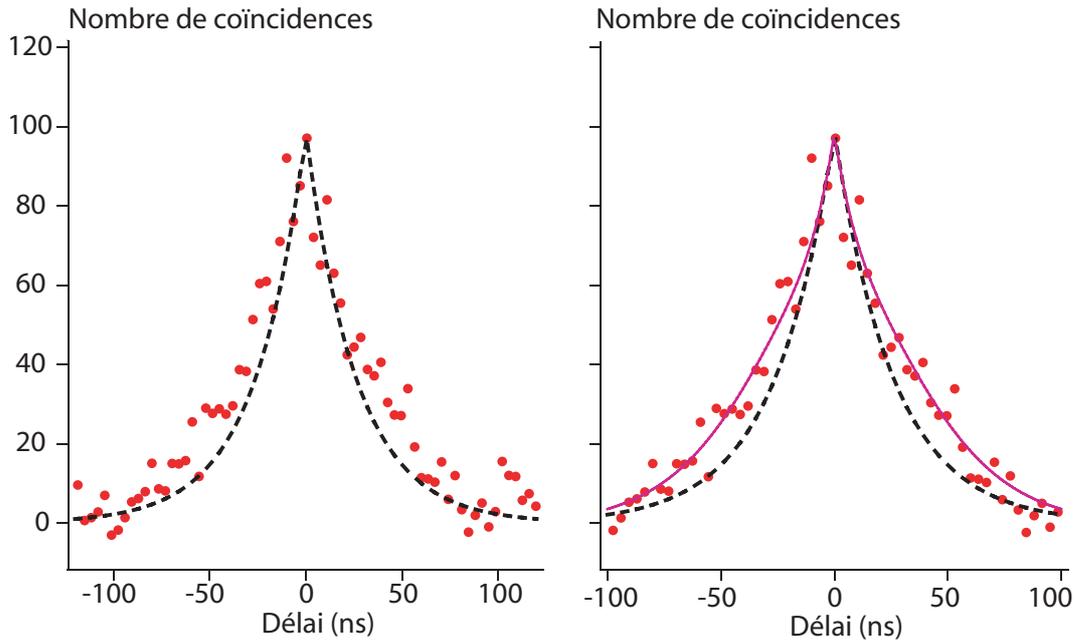


FIG. V.24: *Etude du pic résiduel. A gauche, on trace la courbe attendue pour le recouvrement mesuré (pointillés). Les points expérimentaux sont sur une courbe qui semble plus large. A droite, on a ajusté les points en prenant en compte l'effet du mouvement des atomes. On déduit une température moyenne de  $200 \mu K$  au cours de la séquence.*

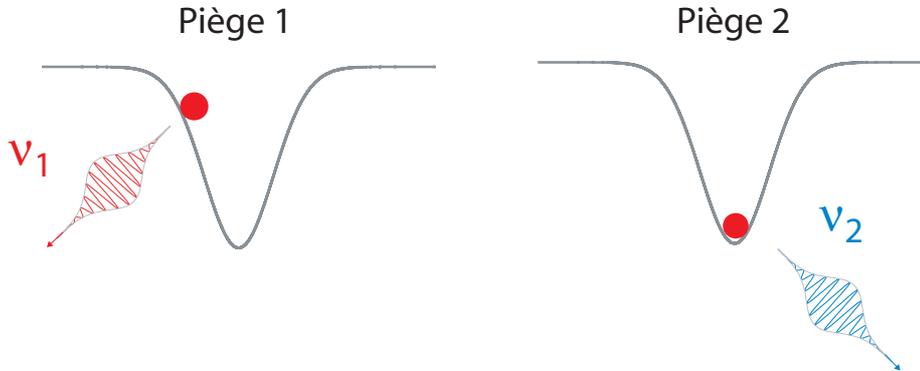


FIG. V.25: *Principe de l'influence du mouvement des atomes sur la fréquence des photons émis. Lorsque l'atome est au fond du piège il émet un photon de fréquence plus bleue que lorsqu'il est sur le bord du piège. Comme les mouvements des deux atomes ne sont pas corrélés, on aboutit à une distribution de différences de fréquence entre les photons qui élargit le pic résiduel.*

La distribution de fréquences des photons émis s'écrit donc :

$$p(\nu')d\nu' = 4\nu'^2 \beta^3 e^{-2\beta\nu'} d\nu' \quad (\text{V.12})$$

où on pose  $\nu' = \nu_0 - \nu$  et  $\beta = h/k_B T$

Mais, on cherche à calculer la distribution des différences de fréquences  $\Delta\nu$  pour deux

photons séparés. On doit donc calculer :

$$W(\Delta\nu) = \int p(\nu') p(\nu' - \Delta\nu) d\nu'$$

On obtient l'expression suivante :

$$W(\Delta\nu) = \frac{\beta}{8} e^{-2\beta|\Delta\nu|} \left\{ 3 + 6\beta|\Delta\nu| + 4\beta^2(\Delta\nu)^2 \right\}$$

Ensuite, pour calculer l'expression du signal on doit sommer le signal de battement sur cette distribution de différence de fréquences :

$$P(\tau) = \frac{\Gamma}{4} e^{-\Gamma|\tau|} \int W(\Delta\nu) \left\{ 1 - C \times \cos(2\pi\Delta\nu \tau) \right\} d(\Delta\nu)$$

où  $C$  est le contraste de la courbe.

Cette intégrale est analytique et on peut l'utiliser pour ajuster les points expérimentaux. Après un peu d'algèbre, on obtient :

$$P(\tau) = \frac{\Gamma}{4} e^{-\Gamma|\tau|} \times \left\{ 1 - \frac{C}{\left[ 1 + \left( \frac{2\pi\tau}{2\beta} \right)^2 \right]^3} \right\}$$

De l'ajustement de la courbe de la figure V.24, on extrait le coefficient  $\frac{2\pi}{2\beta} = 2\pi \times 2,2$  MHz soit une température de 210  $\mu$ K. On obtient donc l'ordre de grandeur de l'élargissement inhomogène effectif. Il faut comparer ce chiffre à la largeur naturelle de la raie qui vaut  $\Gamma = 2\pi \times 6$  MHz. Cet effet de chauffage n'est donc pas important. Cependant, on peut se demander quelle serait la quantité de coïncidences que l'on détecterait si le recouvrement était parfait. Pour cela, on calcule l'aire du pic pour cette distribution de différences de fréquence et on le normalise par l'aire du pic dans le cas où le contraste des interférences est nul ce qui nous donne le nombre de paires arrivant sur le système. On obtient une valeur de 28 % de coïncidences. Ce chiffre est important et peut créer de nombreuses erreurs dans un protocole d'intrication conditionnelle. Cependant, si on se limite à une fenêtre de coïncidences de  $\pm 20$  ns, on reçoit encore la moitié des paires, mais on n'a plus que 6 % de coïncidences provoquées par le mouvement des atomes dans leurs pièges. Bien entendu, le mieux serait d'optimiser le refroidissement des atomes pour avoir des températures plus basses.

Que penser de la température extraite de l'ajustement des données ?

La température de départ de l'atome est de 60  $\mu$ K. Après le premier cycle de 575 impulsions excitatrices nous avons mesuré qu'elle est de 120  $\mu$ K. Ensuite, nous avons mesuré que la première séance de refroidissement dans la mélasse ramène la température de l'atome approximativement à 60  $\mu$ K. Par contre, en fin de séquence (15 cycles), on estime que la température est de l'ordre de 150  $\mu$ K.

La température moyenne obtenue de l'étude des données est donc du bon ordre de grandeur par rapport à la température de l'atome que nous mesurons. Cependant, cette valeur reste un peu élevée. Il est possible qu'il existe d'autres sources d'élargissement. Mais, par exemple, les variations de la fréquence de la raie dues à des fluctuations de champ magnétique doivent être de l'ordre de 100 kHz si l'on se réfère aux résultats observés sur les

largeurs de raies Raman au chapitre II. Cet effet est trop faible pour expliquer nos observations. Par contre, il est possible que l'on ait commis une erreur lors de l'ajustement de la profondeur des deux pièges. En effet, si on ajuste les données sans le modèle de température mais en prenant seulement en compte une éventuelle différence de profondeur entre les pièges, on trouve un écart de fréquence de 3,5 MHz. Or, l'ajustement de la profondeur des pièges n'est pas meilleure que 1 ou 2 MHz.

L'ensemble de ces remarques permet de penser que les phénomènes de température et d'ajustement de profondeur du piège sont tous les deux à l'origine de nos observations. Remarquons qu'une étude permettant de déterminer la contribution de chacun des phénomènes est difficile à faire ici. Il serait intéressant de la refaire avec un contraste des franges proche de 1.

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons démontré l'existence d'interférences entre deux photons uniques émis par deux atomes distincts. Cet effet d'interférence peut être exploité pour réaliser de l'intrication conditionnelle entre deux atomes. Les résultats que nous présentons sont résumés dans la référence [85]. Ils constituent une étape essentielle dans le cadre de l'information quantique avec des atomes et des photons.

Néanmoins, ce sont encore des résultats préliminaires. En effet, le contraste des interférences est trop faible pour obtenir des états atomiques intriqués suffisamment purs, par exemple pour violer les inégalités de Bell. Nous avons depuis ces résultats couplé ce faisceau de photons uniques dans une fibre monomode avec une efficacité de l'ordre de 60 %. Les interférences peuvent être réalisées maintenant avec des faisceaux sortant de fibres monomodes. On s'attend à pouvoir obtenir un bien meilleur recouvrement des modes des photons. Mais l'expérience reste à faire. Très récemment, le groupe de C. Monroe a publié dans la référence [86] une expérience d'interférences à deux photons émis par deux ions dont la fluorescence est couplée dans des fibres. Ils ont obtenu un contraste de l'ordre de 95 % qui nous encourage dans la voie du couplage dans des fibres.

D'autre part, les effets de différences de fréquence dus au réglage des pièges ou à la température de l'atome lors de la séquence sont importants. Dès que le contraste des interférences observées sera assez bon, il faudra essayer de minimiser ces effets. Par contre, dans ce cas, il est possible de filtrer les mauvaises coïncidences en sélectionnant seulement une fenêtre temporelle autour du délai nul.

Enfin, le passage de cette expérience à une expérience d'intrication conditionnelle n'est pas évident, car si on exploite une intrication entre la polarisation ou la fréquence des photons émis et l'état de l'atome créée par émission spontanée, il faudra travailler sur une autre transition que celle-ci et qui ne sera pas fermée. Il reste donc encore des difficultés à surmonter avant de pouvoir réaliser des expériences d'intrication conditionnelle.

Toutefois, ces résultats combinés à ceux obtenus pour les opérations à un qubit démontrent que nous avons toutes les "briques élémentaires" pour réaliser ces expériences d'intrication conditionnelle. Notre système de piégeage d'atomes uniques est bien adapté à ces expériences puisque l'on dispose d'une grande efficacité de collection des photons

## Interférences à deux photons uniques émis par deux atomes distincts

émis qui est cruciale pour assurer un taux de production de paires intriqués raisonnable.



# Conclusion générale

Dans ce manuscrit nous avons décrit des expériences réalisées sur des atomes uniques piégés dans des pinces optiques. Ces manipulations ont pour but de montrer que l'on peut obtenir une maîtrise suffisante d'un tel système pour effectuer des expériences d'information quantique. Le dispositif de piégeage d'atomes uniques a déjà été étudié au cours des thèses de N. Schlosser [38], G. Reymond [39] et B. Darquié [40]. Le premier chapitre de ce manuscrit décrit quelques expériences élémentaires de manipulation de l'atome telles que les mesures de température, de profondeurs de piège ou de fréquences d'oscillations.

Dans les premiers chapitres, nous avons démontré qu'en utilisant un système laser de faisceaux Raman on peut contrôler l'état interne d'un atome avec fiabilité. Le chapitre II décrit le principe, la mise en œuvre expérimentale de ce système laser et quelques résultats préliminaires. Le chapitre III présente les résultats obtenus sur la transition horloge. On démontre que ces faisceaux Raman permettent de placer l'atome dans un état de superposition choisi de deux niveaux fondamentaux. Grâce à des expériences de franges de Ramsey et d'écho de spin, nous avons démontré que cet état de superposition est contrôlé pendant des temps de plusieurs dizaines de millisecondes. Ces temps sont 6 ordres de grandeurs plus grands que ceux nécessaires pour réaliser des rotations de l'état de l'atome qui peuvent être plus courts que 100 ns avec notre système. On peut envisager la réalisation de nombreuses opérations avant d'être limités par la cohérence du qubit. Ce contrôle de l'état interne est associé à la possibilité d'initialiser l'état de l'atome dans le niveau choisi avec une bonne fiabilité ainsi qu'à une lecture de l'état de l'atome avec des erreurs de l'ordre de 1 %. L'ensemble de ces techniques constitue une base solide dans la perspective de réaliser des expériences plus complexes impliquant plusieurs atomes (intrication, portes logiques).

L'annexe B présente des résultats préliminaires de spectroscopie des états vibrationnels de l'atome dans le piège. On y montre que l'on peut résoudre les bandes latérales axiales du spectre vibrationnel. Ces résultats indiquent que nous avons les outils nécessaires pour envisager la réalisation de refroidissement Raman à trois dimensions d'un atome unique. Enfin, nous décrivons aussi la réalisation de quelques manipulations simples et originales des pinces optiques sans affecter les atomes (chapitre IV). Ainsi, nous avons montré que l'on peut déplacer les pinces optiques sans chauffage ni perte de cohérence de l'atome. Nous avons aussi prouvé que le transfert d'un atome d'une pince dans une autre n'affecte pas ses propriétés. Ces expériences, couplées au registre d'atomes démontré précédemment [37], ouvrent la voie à la réalisation de registres quantiques composés de quelques atomes.

## CONCLUSION GÉNÉRALE

---

D'autre part, dans le dernier chapitre, nous avons démontré un bon contrôle de l'émission de photons uniques par les atomes dans le but de réaliser des portes logiques entre différents atomes. Les photons émis sont bien des photons uniques, ils sont émis de façon déclenchée avec une polarisation bien définie. Nous avons aussi démontré en observant des interférences entre deux photons émis par deux atomes distincts qu'ils possèdent de bonnes propriétés d'indiscernabilité. Ces expériences sont des étapes cruciales vers la réalisation de portes conditionnelles entre deux atomes.

L'analyse et la compréhension des phénomènes limitant les performances du système permet aussi d'envisager plusieurs améliorations de notre système. Par exemple, la compréhension des limites définissant les temps de déphasage et de cohérence du qubit nous donne des pistes pour réussir à augmenter ces temps de cohérence (température des atomes, influence du piège dipolaire). D'autre part, la démonstration d'opérations à un qubit sur d'autres transitions que la transition horloge peut être utile pour certains protocoles. Le contrôle des champs magnétiques et de la polarisation du piège dipolaire devront donc être améliorés.

Les expériences de transport des qubits sont encore assez lentes par rapport aux temps de cohérence de l'atome, le passage à de nouvelles technologies de déviation de faisceau plus rapides est donc intéressant (par exemple en utilisant des déflecteurs électro-optiques). Enfin, les expériences d'interférences à deux photons ont un contraste encore limité par la température des atomes et le recouvrement spatial des modes des photons. Maintenant que nous avons couplé les photons dans des fibres monomodes, une nouvelle étude est nécessaire.

La qualité des résultats permet néanmoins d'envisager de nombreuses perspectives. Ainsi, à partir des outils développés, on peut réaliser des expériences d'intrication conditionnelle de deux atomes. Nous avons déjà travaillé dans cette voie. Ainsi, nous avons récemment démontré que l'on pouvait faire du pompage optique en quelques microsecondes ce qui donnera la possibilité de réaliser des séquences d'intrication conditionnelle avec un taux de répétition élevé. Cependant, il faut encore maîtriser les processus d'excitation de l'atome sur des transitions autres que la transition fermée et obtenir des interférences à deux photons bien contrastées.

Toutefois, l'intrication conditionnelle n'est pas la seule perspective. En effet, les opérations à un qubit présentées ici sont applicables à d'autres protocoles de portes logiques. Ainsi, nous pensons aussi réaliser des portes en exploitant les interactions créées par l'excitation des atomes dans des états de Rydberg. Un nouveau système laser est développé dans le groupe dans cette perspective.

Enfin, notre expérience est actuellement bien adaptée pour travailler avec deux atomes. Le passage à des expériences avec plus d'atomes reste à réaliser, par exemple en exploitant le réseau de pièges holographiques déjà cité. Ici encore, le chargement déterministe d'un atome par puits, la détection individuelle de l'état de chaque atome (par exemple avec une caméra CCD intensifiée) et le déplacement des atomes au sein de ce registre sont des technologies à développer.

Finalement, nous avons montré au cours de cette thèse que les atomes neutres indi-

## CONCLUSION GÉNÉRALE

---

viduels piégés dans des pinces optiques sont des supports prometteurs pour réaliser des expériences d'information quantique. Plus généralement, nous avons démontré un bon contrôle d'un système atomique unique et nous avons fait des progrès importants vers la manipulation conjointe de plusieurs atomes.



# Annexe A

## Données sur le $^{87}\text{Rb}$

### Quelques valeurs numériques

$\Gamma$	Largeur naturelle raie D2	$2\pi \times 6,07 \text{ MHz}$
$T_r$	Température de recul raie D2	181 nK
$\omega_r$	Fréquence de recul raie D2	3.77 kHz
m	Masse	$1,44 \times 10^{-25} \text{ kg}$

## Schéma de niveaux

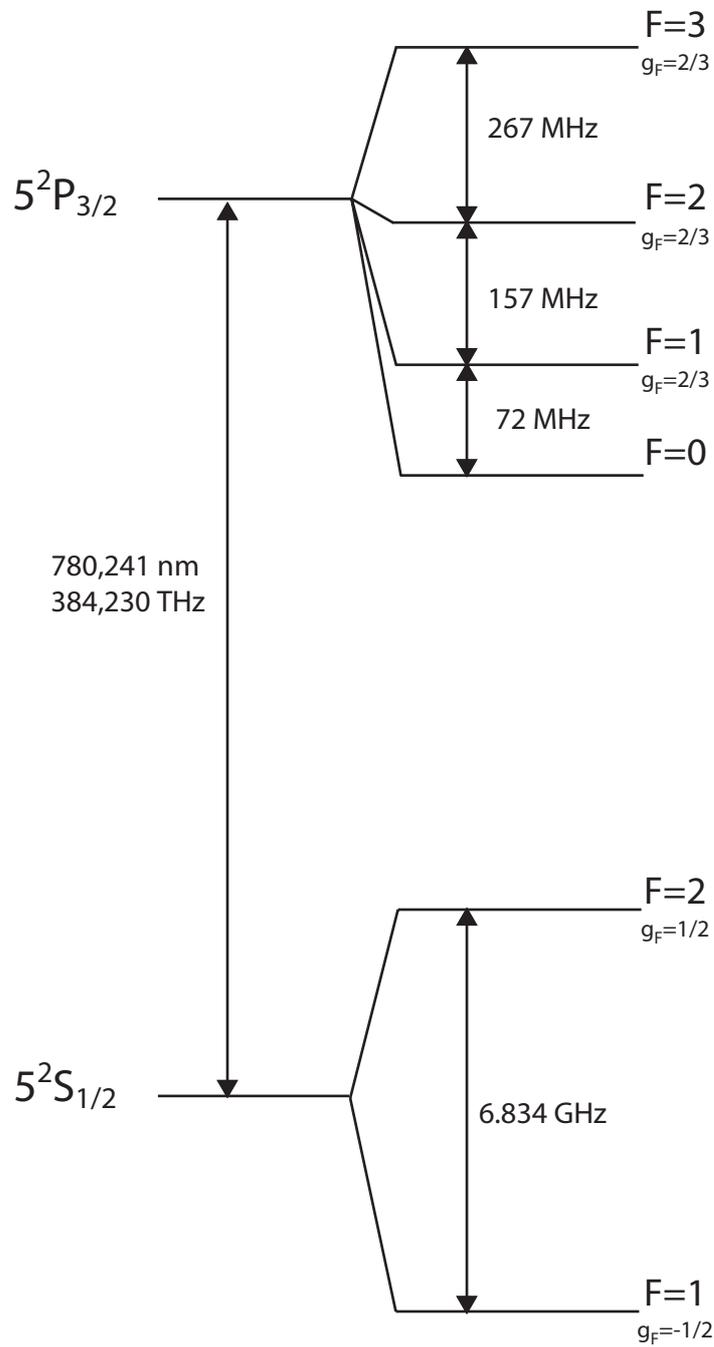


FIG. A.1: Schéma des niveaux du  $^{87}\text{Rb}$  (à partir de [44]). Seule la transition D2 est représentée.

# Annexe B

## Spectroscopie vibrationnelle

Dans le chapitre III nous avons observé que le temps de cohérence de notre système est limité par la température des atomes. Comme nous disposons d'un système laser Raman, il est envisageable de réaliser du refroidissement Raman par bandes latérales de l'atome dans le piège [88]. Dans ce chapitre, nous présentons quelques expériences préliminaires qui ont permis d'observer le spectre vibrationnel associé au mouvement de l'atome dans le piège dipolaire.

### B.1 Théorie

#### Principe

Un atome piégé possède différents niveaux d'énergie associés à son mouvement. Dans notre cas, le piège est harmonique dans une bonne approximation. L'atome possède donc des niveaux vibrationnels  $|n\rangle$  d'énergie  $(n + \frac{1}{2})\hbar\omega$ , où  $\omega/(2\pi)$  est la fréquence d'oscillation de l'atome dans le piège. Ainsi, lors d'une transition Raman de  $F=1$  vers  $F=2$ , l'atome peut aussi changer d'état vibrationnel (voir figure B.1). Jusqu'ici nous n'avons pas parlé de ce phénomène car lorsque les faisceaux Raman sont copropageants, nous montrerons qu'on ne peut pas changer l'état vibrationnel de l'atome.

Par contre, si les deux faisceaux Raman ne sont pas copropageants, il peut y avoir un couplage entre des niveaux vibrationnels différents.

On s'attend à observer des spectres avec un pic correspondant à la transition habituelle mais aussi des bandes latérales associées à des transitions qui changent le nombre vibrationnel de l'atome. Ces bandes latérales sont espacées de la fréquence d'oscillation.

Dans notre cas, il y a deux fréquences d'oscillation différentes, une transverse de l'ordre de 100 kHz et une longitudinale de l'ordre de 20 kHz. Comme nous avons observé dans le chapitre III des raies dont la largeur est de l'ordre de quelques kHz, on peut donc résoudre ces spectres et observer des peignes de pics correspondant à la structure vibrationnelle de l'atome dans le piège.

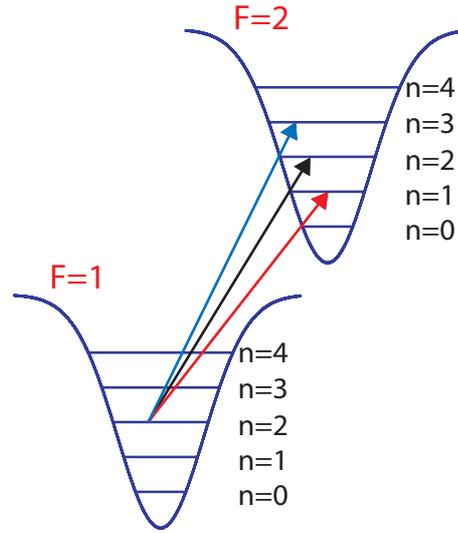


FIG. B.1: Schéma de niveaux d'un atome piégé. Lors d'une transition Raman de  $F=1$  vers  $F=2$ , l'atome peut aussi changer d'état vibrationnel dans le piège.

### Un exemple simple

Dans le chapitre II, nous avons montré que le couplage induit par une paire de faisceaux Raman est équivalent à celui d'un laser seul sur un système à deux niveaux. La fréquence de ce champ effectif est égale à la différence de fréquence entre les deux lasers. Et le couplage induit est traduit par la fréquence de Rabi effective :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_0 \Omega_1^*}{\Delta}$$

où  $\hbar\Omega_i = -E_{0i}e^{i\phi}\langle i|D|e\rangle$  sont les fréquences de Rabi de chaque faisceau Raman. Jusqu'ici, nous avons implicitement supposé que les deux champs électriques étaient copropageants. Dans ce cas, les deux champs oscillent avec un terme en  $e^{ik_i x}$ . Donc dans l'expression de la fréquence de Rabi, ces termes se compensaient du fait de la conjugaison du terme en  $\Omega_1$ . Si les deux faisceaux ont des vecteurs d'onde différents tels que  $\Delta k = k_1 - k_0$ , on obtient dans la fréquence de Rabi effective un terme en  $e^{i\Delta k x}$ . C'est ce terme qui induit un couplage entre les états  $|n\rangle$  de l'atome.

Ainsi, lors d'une transition entre deux niveaux électroniques, en plus du terme de couplage habituel, on trouve aussi un terme qui couple les états vibrationnels :

$$\langle n'|e^{i\Delta k \hat{x}}|n\rangle$$

Or, pour un oscillateur harmonique unidimensionnel quantique, on peut écrire l'opérateur position  $\hat{x}$  sous la forme :

$$\hat{x} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)$$

Ainsi, en définissant le facteur de Lamb-Dicke sous la forme :  $\eta = \Delta k \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} = \sqrt{\frac{\omega_r}{\omega}}$  (où  $\hbar\omega_r$  est l'énergie de recul), on obtient un couplage de la forme :

$$\langle n' | e^{i\eta(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)} | n \rangle$$

De plus, si l'on est dans le régime de Lamb-Dicke, dans lequel  $\eta$  est petit, on peut supposer que l'argument de l'exponentielle est petit et développer l'exponentielle à l'ordre 1. On obtient :

$$\langle n' | 1 + i\eta\hat{a} + i\eta\hat{a}^\dagger | n \rangle$$

Cette expression montre que l'on peut observer trois couplages différents correspondant aux transitions qui changent le nombre vibrationnel de 0 ou de  $\pm 1$  unité. Les termes aux ordres suivants du développement font aussi apparaître la possibilité de réaliser des transitions avec une variation de plusieurs quanta vibrationnels. Dans le cas général où l'atome est chaud, c'est à dire que son nombre vibrationnel moyen est élevé, il existe des formules générales permettant de calculer la valeur du coefficient de couplage. On pourra par exemple regarder la référence [87].

Enfin, il faut noter qu'ici nous avons écrit les formules pour le cas à une dimension. Mais, dans notre configuration de faisceau décrite plus loin, nous verrons qu'un faisceau est suivant une direction radiale et l'autre suivant une direction axiale. On peut donc changer en même temps les nombres vibrationnels dans deux directions différentes. Sur le spectre cela se traduit par le fait qu'en plus du spectre axial autour de la porteuse, on observe un spectre axial autour de chaque bande radiale. On s'attend donc à un spectre assez complexe. Dans la référence [87] ce type de spectre a été observé sur des ions piégés.

### Nos paramètres

Avant de présenter les résultats expérimentaux, nous décrivons ici les paramètres de l'atome dans le piège usuel, d'une profondeur de 1,2 mK.

La température de l'atome est de 90  $\mu$ K. Le waist mesuré est de l'ordre de 0,9  $\mu$ m. Les fréquences radiales et longitudinales sont respectivement d'environ 130 et 20 kHz.

A partir de ces ordres de grandeurs on déduit les valeurs du paramètre de Lamb-Dicke ainsi que le nombre vibrationnel moyen dans les deux directions du piège. Les valeurs sont données dans le tableau ci-dessous :

axe	fréquence	$\eta$	$\langle n \rangle$
radial	130 kHz	0,2	14
axial	20 kHz	0,4	95

## B.2 Oscillation de Rabi

Les expériences présentées sont réalisées avec exactement les mêmes méthodes que celles décrites au chapitre III. On étudie les transitions entre les niveaux internes du qubit :  $|0\rangle$  et  $|1\rangle$ . Seuls deux points diffèrent :

- Les faisceaux Raman ne sont plus copropageants pour pouvoir observer la structure vibrationnelle. Ainsi, le piège dipolaire et le champ magnétique sont inchangés mais le faisceau Raman est envoyé suivant l’axe vertical avec une polarisation orthogonale au piège dipolaire et au champ magnétique. Cette configuration est schématisée sur la figure B.2.
- Avant d’obtenir des raies suffisamment étroites pour résoudre la structure vibrationnelle, les impulsions Raman sont mises en forme pour avoir un profil temporel gaussien. Ainsi, la largeur des raies est plus faible par rapport au cas d’une impulsion carrée.

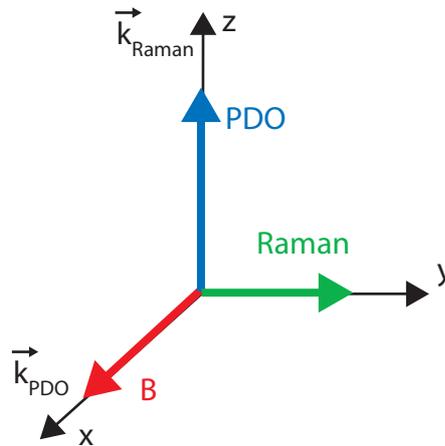


FIG. B.2: Orientation des faisceaux. Les flèches pointent la polarisation des faisceaux. Le vecteur d’onde du piège dipolaire est suivant l’axe  $x$  et celui du faisceau Raman suivant  $z$ . Cette configuration permet de voir la transition qubit comme dans les chapitres précédents.

Tout d’abord nous avons réalisé une expérience d’oscillation de Rabi avec le désaccord des faisceaux ajusté pour observer la raie porteuse ne correspondant à aucun changement de l’état vibrationnel. Cette raie est centrée à la même fréquence qu’habituellement. Un résultat expérimental typique est représenté sur la figure B.3. On constate qu’il n’y a pas d’oscillations nettes. Ceci s’explique par le fait qu’à température finie la distribution des états vibrationnels de l’atome dans le piège possède une certaine largeur. Or, la fréquence de Rabi couplant l’état  $|0, n\rangle$  à l’état  $|1, n\rangle$  dépend du nombre vibrationnel  $n$ . Ceci induit un brouillage des oscillations de Rabi. Des résultats similaires sont présentés et analysés dans la référence [87].

### B.3 Spectroscopie vibrationnelle

Pour obtenir le spectre vibrationnel, on fixe la durée de l’impulsion Raman à  $300 \mu\text{s}$  et on balaie la fréquence des faisceaux Raman. On obtient les courbes de la figure B.4 pour deux profondeurs de piège différentes.

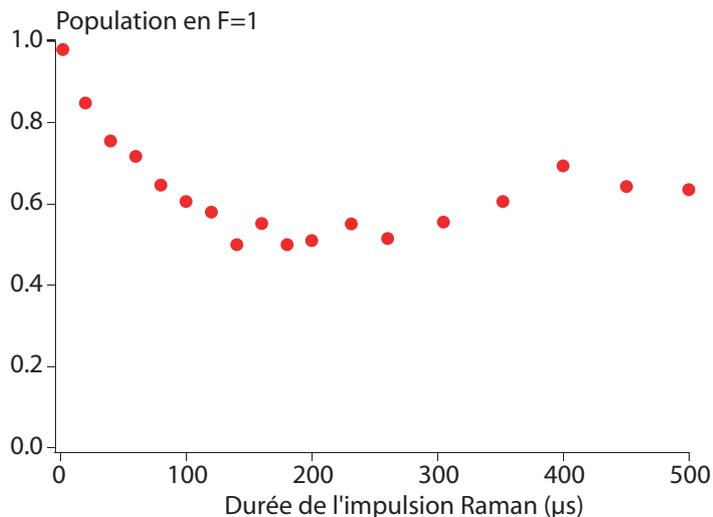


FIG. B.3: Oscillation de Rabi sur la porteuse. On n'observe pas d'oscillations à cause de la dispersion des fréquences de Rabi associées à chaque niveau vibrationnel.

Étudions tout d'abord la courbe avec un piège de profondeur 1,2 mK. On observe un peigne de pics séparés de 24 kHz pointés par les lignes verticales. C'est l'ordre de grandeur attendu pour la distance entre les différents niveaux vibrationnels axiaux. Ces pics sont répartis symétriquement de part et d'autre de la porteuse. Ce sont les bandes latérales associées à la porteuse. De plus, sur ce spectre, au niveau des flèches, il semble que l'on observe un peigne de même espacement mais approximativement décalé d'une demi-période. Il est difficile de conclure à cause du bruit sur les données mais on pourrait associer ces pics aux satellites des bandes radiales d'ordre 1<sup>1</sup>. En admettant cette hypothèse, on en déduit que la bande radiale doit être située à des valeurs de fréquence de la forme  $12 + p \times 24$  kHz. En s'aidant des mesures de fréquence d'oscillation décrite dans le chapitre I on en déduit que la bande radiale doit être située à la fréquence de 132 kHz. Le spectre attendu est illustré sur la figure B.5.

Le rapport entre ces deux fréquences ne dépend que du waist du piège via la formule :

$$w = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi}} \frac{f_r}{f_z}$$

On peut donc en déduire un waist du faisceau laser de 0,98 μm.

La deuxième courbe correspond à une profondeur de piège de 1,88 mK, soit un rapport  $\sim 1,5$  sur la puissance du piège. On s'attend donc à ce que les écarts vibrationnels soient augmentés d'un facteur  $\sqrt{1,5} \sim 1,25$ . Le peigne axial associé à la porteuse doit donc maintenant avoir un espacement de 30 kHz. Sur la figure B.4, on observe bien une série de pics avec le bon espacement.

---

<sup>1</sup>On s'attend à deux jeux de pics associés chacun à la bande latérale d'ordre  $\pm 1$ . Mais lorsque ces pics sont au milieu du peigne associé à la porteuse, alors ces deux nouveaux peignes se recouvrent.

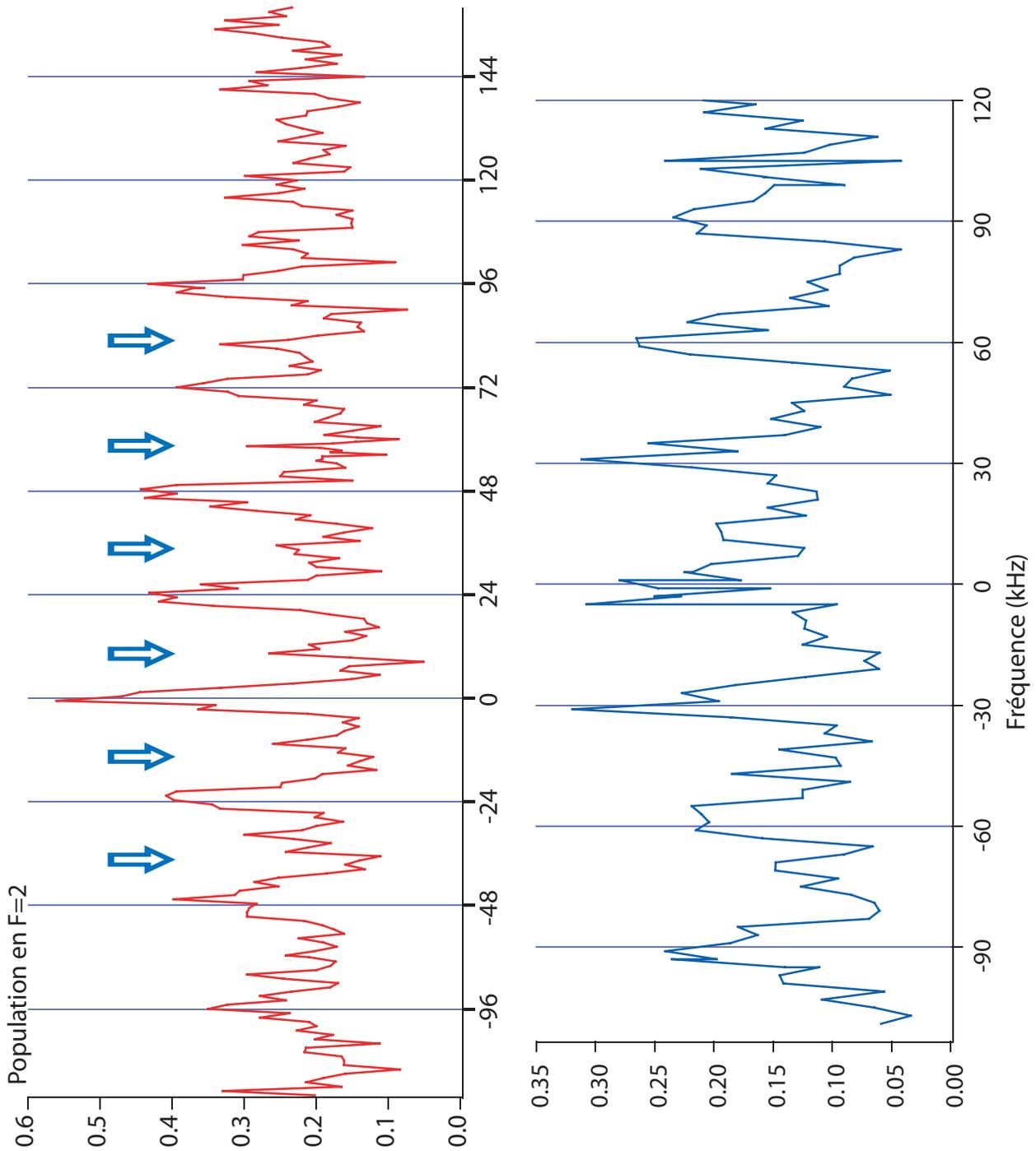


FIG. B.4: Deux spectres vibrationnels. A gauche, pour une profondeur de piège de 1,2 mK. A droite, pour une profondeur de 1,9 mK. Les lignes verticales sont un pointé des bandes latérales axiales de la porteuse. L'espacement entre ces lignes est respectivement de 24 kHz et 30 kHz en bon accord avec la variation de profondeur du piège. Sur la courbe de gauche, les flèches pointent éventuellement les satellites des bandes radiales du premier ordre. Le bruit sur les données est trop important pour pouvoir l'assurer. Ici, pour plus de clarté, on a représenté la population en  $F=2$  (au lieu de représenter celle en  $F=1$ ).

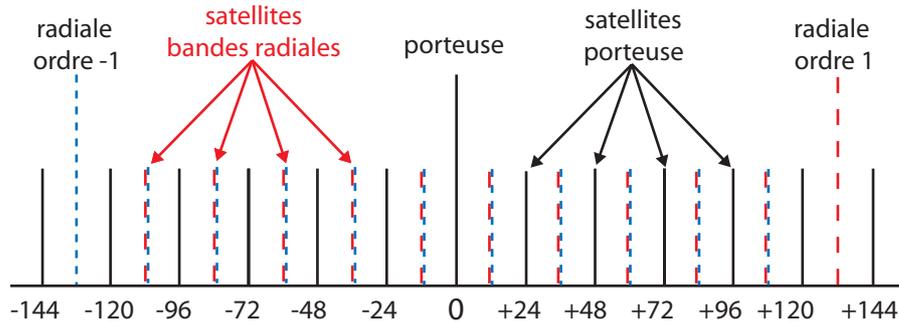


FIG. B.5: Spectre attendu si les bandes axiales sont espacées de 24 kHz et les bandes radiales de 132 kHz. Les satellites axiaux des bandes radiales se trouvent au milieu du spectre axial de la porteuse.

L'étude des pics satellites de la bande radiale est encore plus difficile ici puisque le signal est encore plus faible. En effet, l'expérience n'a pas été optimisée pour fonctionner dans ce régime où le piège est plus profond. Ainsi, le pompage optique et la détection sont moins efficaces et les raies sont plus larges. Toutefois, on peut supposer ici aussi la présence d'un peigne de pics centrés entre les pics marqués. Ceci est compatible avec le fait que la fréquence radiale lors de l'augmentation de la profondeur du piège passe de 132 kHz à 164 kHz. En effet, dans ce cas, on attend des pics satellites à 14, 44, 74, ... kHz.

## B.4 Estimation de la température de l'atome

On peut aussi exploiter la largeur totale du spectre vibrationnel pour déterminer la température de l'atome. En effet, plus l'atome est chaud, plus on peut observer des variations importantes du nombre vibrationnel et plus le spectre sera large. En fait, dans la limite des hautes températures la référence [89] montre que l'enveloppe des pics vibrationnels est donnée par la largeur Doppler de la transition. Nous avons donc mesuré un spectre peu résolu et avons essayé de déterminer son enveloppe. A partir des points expérimentaux nous avons estimé une enveloppe qui est la gaussienne tracée sur la figure B.6. Sa demi-largeur à  $1/e$  est de 250 kHz. Or, l'enveloppe Doppler<sup>2</sup> est proportionnelle à :

$$e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} = e^{-\frac{mc^2(\Delta f)^2}{4k_B T f_0^2}}$$

où  $f_0$  est la fréquence de la transition. En comparant la largeur expérimentale à cette largeur Doppler, on déduit une température de 100  $\mu\text{K}$  compatible avec nos mesures indépendantes par la méthode du temps de vol (voir I.3.3).

On pourra trouver un autre exemple de ce type de mesure dans la référence [90].

<sup>2</sup>Comme les deux faisceaux Raman ont des directions de propagation orthogonales, il ne faut pas oublier le facteur  $\sqrt{2}$  dans le calcul de l'effet Doppler.

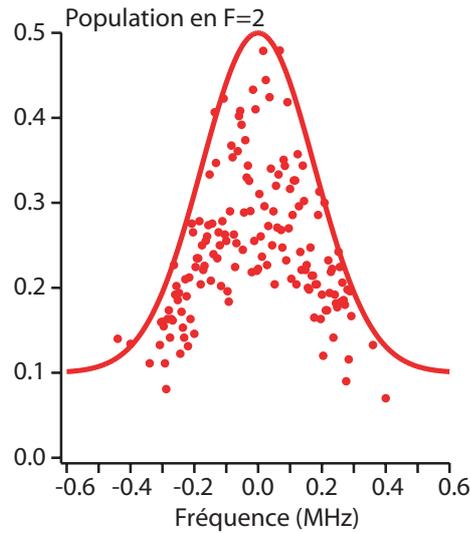


FIG. B.6: *Thermométrie Doppler. On mesure un spectre vibrationnel peu résolu. A partir de l'enveloppe gaussienne de ce spectre, on peut déduire la température des atomes. La largeur à  $1/e$  de 250 kHz correspond à une température de  $100 \mu\text{K}$ .*

## Conclusion

En conclusion, nous avons mesuré la structure vibrationnelle de l'atome dans le piège. Nous avons identifié sans ambiguïté la présence de bandes axiales dans le spectre. Ceci constitue la première mesure directe de la fréquence d'oscillation longitudinale de l'atome dans le piège sur notre expérience. Ce type de spectre est difficile à résoudre dans des pièges dipolaires. C'est grâce au fort confinement du piège dipolaire et à la très faible largeur des raies que l'on peut faire ce type de mesure. Par exemple, dans la référence [51], seule la structure radiale du spectre est résolue (pour des pièges contenant plusieurs atomes). On peut aussi noter que le spectre axial a été mesuré sur un atome unique dans une cavité dans la référence [91]. Le refroidissement dans l'état fondamental a été obtenu sur ce système.

Dans nos expériences, le spectre global est complexe et la mesure de ce type de spectre sur un atome unique est longue. Nos données actuelles sont trop bruitées pour identifier clairement les bandes radiales et leurs satellites axiaux. Des expériences plus approfondies sont nécessaires.

Toutefois, ces résultats sont encourageants dans la perspective de la réalisation de refroidissement Raman d'un atome unique dans son piège jusqu'à l'état fondamental. Le système Raman et le pompage optique que nous avons développé paraissent adaptés à ces expériences. Il reste néanmoins un effort important à effectuer qui consiste à partir d'un atome avec une température plus basse car le nombre de quanta vibrationnels à retirer pour le moment est assez élevé.

# Bibliographie

- [1] N. Gisin, G.G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, *Quantum cryptography*, Rev. Mod. Phys. **74**, 145-195 (2002)
- [2] N.J. Cerf, and P. Grangier, *From quantum cloning to quantum key distribution with continuous variables : a review*, J. Opt. Soc. Am. B **24**, 324-334 (2007)
- [3] P.W. Shor, dans *Proceedings of the symposium on the foundations of computer science, 1994, Los Alamitos, California* (IEEE Computer Society Press, New York, 1994), pp. 124-134
- [4] L.K. Grover, *Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack*, Phys. Rev. Lett. **79**, 325-328 (1997)
- [5] P.O. Schmidt, T. Rosenband, C. Langer, W.M. Itano, J.C. Bergquist, and D.J. Wineland, *Spectroscopy using quantum logic*, Science **309**, 749-752 (2005)
- [6] C.F. Roos, M. Chwalla, K. Kim, M. Riebe, and R. Blatt, *"Designer atoms" for quantum metrology*, Nature **443**, 316-319 (2006)
- [7] C. Langer, R. Ozeri, J.D. Jost, J. Chiaverini, B. DeMarco, A. Ben-Kish, R.B. Blakstad, J. Britton, D.B. Hume, W.M. Itano, D. Leibfried, R. Reichle, T. Rosenband, T. Schaetz, P.O. Schmidt, and D.J. Wineland, *Long-lives qubit memory using atomic ions*, Phys. Rev. Lett. **95**, 060502 (2005)
- [8] S. Kuhr, W. Alt, I. Dotsenko, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel and D. Meschede, *Analysis of dephasing mechanisms in a standing-wave dipole trap*, Phys. Rev. A **72**, 023406 (2005)
- [9] M.P.A Jones, J. Beugnon, A. Gaëtan, J. Zhang, G. Messin, A. Browaeys, and P. Grangier, *Fast quantum state control of a single trapped neutral atom*, Phys. Rev. A **75**, 040301 (2007)
- [10] L.M. Duan, M.D. Lukin, J.I. Cirac, and P. Zoller, *Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics*, Nature **414**, 413-418 (2001)
- [11] F.H.L. Koppens, C. Buizert, K.J. Tielrooij, I.T. Vink, K.C. Nowack, T. Meunier, L.P. Kouwenhoven, and L.M.K. Vandersypen, *Driven coherent oscillations of a single electron spin in a quantum dot*, Nature **422**, 766-771 (2006)
- [12] D. Vion, A. Aassime, A. Cottet, P. Joyez, H. Pothier, C. Urbina, D. Esteve, M.H. Devoret, *Manipulating the quantum state of an electrical circuit*, Science **296**, 886-889 (2002)
- [13] E. Fraval, M.J. Sellars, and J.J. Longdell, *Method of Extending Hyperfine Coherence Times in  $Pr^{3+} : Y_2SiO_5$* , Phys. Rev. Lett. **92**, 077601 (2004)

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [14] F. Jelezko, J. Wrachtrup, *Quantum information processing in diamond*, J. Phys. : Condens. Matter **18** : S807-S824 (2006)
- [15] L.M.K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C.S. Yannoni, M.H. Sherwood, and I.L. Chuang, *Experimental realization of Shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance*, Nature **414**, 883-887 (2001)
- [16] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G.P.T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C.F. Roos, J. Eschner, and R. Blatt, *Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate*, Nature **422**, 408-411 (2003)
- [17] D. Leibfried, B. DeMarco, V. Meyer, D. Lucas, M. Barrett, J. Britton, W.M. Itano, B. Jelenković, C. Langer, T. Rosenband and D.J. Wineland, *Experimental demonstration of a robust, high-fidelity geometric two ion-qubit phase gate*, Nature **422**, 412-415 (2003)
- [18] P. Kok, W.J. Munro, K. Nemoto, T.C. Ralph, J.P. Dowling and G.J. Milburn, *Linear optical quantum computing with photonic qubits*, Rev. Mod. Phys. **79**, 135 (2007)
- [19] J.H. Plantenberg, P.C. de Groot, C.J.P.M. Harmans, and J.E. Mooij, *Demonstration of controlled-NOT quantum gates on a pair of superconducting quantum bits*, Nature **447**, 836-839 (2007)
- [20] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche, *Coherent Operation of a Tunable Quantum Phase Gate in Cavity QED*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5166 (1999)
- [21] U. Dorner, T. Calarco, P. Zoller, A. Browaeys, and P. Grangier, *Quantum logic via optimal control in holographic dipole traps*, J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt. **7**, S341 (2005)
- [22] M. Saffman and T.G. Walker, *Analysis of a quantum logic device based on dipole-dipole interaction of optically trapped Rydberg atoms*, Phys. Rev. A **72**, 022347 (2005)
- [23] L.-M. Duan, M.J. Madsen, D.L. Moehring, P. Maunz, R.N. Kohn Jr., and C. Monroe, *Probabilistic quantum gates between remote atoms through interference of optical frequency qubits*, Phys. Rev. A **73**, 062324 (2006)
- [24] C.W. Chou, H. de Riedmatten, D. Felinto, S.V. Polyakov, S.J. van Enk, and H.J. Kimble, *Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles*, Nature **438**, 828-832 (2005)
- [25] 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. Schaetz, and D.J. Wineland, *Implementation of the semiclassical quantum Fourier transform in a scalable system*, Science **308**, 997-1000 (2005)
- [26] S. Gulde, M. Riebe, G.P.T. Lancaster, C. Becher, J. Eschner, H. Häffner, F. Schmidt-Kaler, I.L. Chuang, and R. Blatt, *Implementation of the Deutsch-Jozsa algorithm on an ion-trap quantum computer*, Nature **421**, 48-50 (2003)
- [27] C.Y. Lu, D.E. Browne, T. Yang, and J.W. Pan, *Demonstration of Shor's quantum factoring algorithm using photonic qubits*, arXiv :quant-ph/0705.1684

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [28] P. Walther, K.J. Resch, T. Rudolph, E. Schenck, H. Weinfurter, V. Vedral, M. Aspelmeyer, and A. Zeilinger, *Experimental one-way quantum computing*, Nature **434**, 169-176 (2005)
- [29] M. S. Tame, R. Prevedel, M. Paternostro, P. Böhi, M.S. Kim, and A. Zeilinger, *Experimental realization of Deutsch's algorithm in a one-way quantum computer*, Phys. Rev. Lett. **98**, 140501 (2007)
- [30] B.B. Blinov, D.L. Moehring, L.-M. Duan, and C. Monroe, *Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon*, Nature **428**, 153-157 (2004)
- [31] J. Volz, M. Weber, D. Schlenk, W. Rosenfeld, J. Vrana, K. Saucke, C. Kurtsiefer, and H. Weinfurter, *Observation of entanglement of a single photon with a trapped atom*, Phys. Rev. Lett. **96**, 030404 (2006)
- [32] Y.A. Chen, S. Chen, Z.S. Yuan, B. Zhao, C.S. Chuu, J. Schmiedmayer, and J.W. Pan, *Memory-built-in quantum teleportation with photonic and atomic qubits*, arXiv :quant-ph/0705.1256
- [33] D.N. Matsukevich, T. Chanelière, S.D. Jenkins, S.-Y. Lan, T.B. Kennedy, and A. Kuzmich, *Entanglement of remote atomic qubits*, Phys. Rev. Lett. **96**, 030405 (2006)
- [34] D. Kielpinski, C. Monroe and D.J. Wineland, *Architecture for a large-scale ion trap quantum computer*, Nature **417**, 709-711 (2002)
- [35] H.J. Briegel, and R. Raussendorf, *Persistent entanglement in arrays of interacting particles*, Phys. Rev. Lett. **86**, 910 (2001)
- [36] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T.W. Hänsch, and I. Bloch, *Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms*, Nature **425**, 937-940 (2003)
- [37] S. Bergamini, B. Darquié, M.P.A. Jones, L. Jacubowicz, A. Browaeys, P. Grangier, *Holographic generation of micro-trap arrays for single atoms using a programmable phase modulator*, J. Opt. Soc. Am. B **21** 1889, (2004)
- [38] N. Schlosser, *Etude et réalisation de micro-pièges dipolaires optiques pour atomes neutres*, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 2001. Disponible sur <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00001195>
- [39] G.-O. Reymond, *Etudes expérimentales d'atomes dans un piège dipolaire microscopique*, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 2002. Disponible sur <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00002178>
- [40] B. Darquié, *Manipulation d'atomes dans des pièges dipolaires microscopiques et émission contrôlée de photons par un atome unique*, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 2005. Disponible sur <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00011604>
- [41] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y.B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Phys. **42**, 95 (2000)
- [42] 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, 1997.
- [43] T.A. Savard, K. M. O'Hara, and J.E. Thomas, *Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps*, Phys. Rev. A **56**, Rapid Comm. R1095, (1997)

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [44] D.A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*  
Disponible sur <http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>
- [45] Y.R.P. Sortais, H. Marion, C. Tuchendler, A.M. Lance, M. Lamare, P. Fournet, C. Armellin, R. Mercier, G. Messin, A. Browaeys, and P. Grangier, *Diffraction-limited optics for single atom manipulation*, Phys. Rev. A **75**, 013406 (2007)
- [46] D. Schrader, I. Dotsenko, M. Khudaverdyan, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel, and D. Meschede, *Neutral atom quantum register*, Phys. Rev. Lett. **93**, 150501 (2004)
- [47] K. Moler, D.S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu, *Theoretical analysis fo velocity-selective Raman transitions*, Phys. Rev. A **45**, 342-348 (1992)
- [48] K.D. Bonin and T. McIlrath, *Two-photon electric-dipole selection rules*, J. Opt. Soc. Am. B **1**, 52 (1984)
- [49] R.A. Cline, J.D. Miller, M.R. Matthews and D.J. Heinzen, *Spin relaxation of optically trapped atoms by light scattering*, Opt. Lett. **19**, 207 (1994)
- [50] J. Reichel, *Refroidissement Raman et vols de lévy : atomes de césium au nano-kelvin*, Thèse de Doctorat, Université Paris VI, 2006. Disponible sur <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00004691>
- [51] I. Dotsenko, W. Alt, S. Kuhr, D. Schrader, M. Müller, Y. Myroshnychenko, V. Gomer, A. Rauschenbeutel, D. Meschede, *Application of electro-optically generated light fields for Raman spectroscopy of trapped cesium atoms*, Appl. Phys. B **78**, 711-717 (2004)
- [52] I.H. Deutsch and P.S. Jessen, *Quantum-state control in optical lattices*, Phys. Rev. A **57**, 1972-1986 (1998)
- [53] A. Lengwenus, J. Kruse, M. Volk, W. Ertmer, and G. Birkl, *Coherent manipulation of atomic qubits in optical micropotentials*, Appl. Phys. B **86**, 377-383 (2007)
- [54] R. Ozeri, C. Langer, J.D. Jost, B. DeMarco, A. Ben-Kish, B.R. Blakestad, J. Britton, J. Chiaverini, W.M. Itano, D.B. Hume, D. Leibfried, T. Roseband, P.O. Schmidt and D.J. Wineland, *Hyperfine coherence in the presence of spontaneous photon scattering*, Phys. Rev. Lett. **95**, 030403 (2005)
- [55] D.D. Yavuz, P.B. Kulatunga, E. Urban, T.A. Johnson, N. Proite, T. Henage, T.G. Walker, and M. Saffman, *Fast ground state manipulation of neutral atoms in microscopic optical traps*, Phys. Rev. Lett. **96**, 063001 (2006)
- [56] J. Beugnon, C. Tuchendler, H. Marion, A. Gaëtan, Y. Myroshnychenko, Y.R.P. Sortais, A.M. Lance, M.P.A. Jones, G. Messin, A. Browaeys, P. Grangier, Nature Physics DOI :10.1038/nphys698
- [57] M.A. Rowe, A. Ben-Kish, B. Demarco, D. Leibfried, V. Meyer, J. Beall, J. Britton, J. Hughes, W. M. Itano, B. Jelenković, C. Langer, T. Roseband, and D.J. Wineland, *Transport of quantum states and separation of ions in a dual RF ion trap*, Quant. Inf. Com. **2**, 257 (2002)
- [58] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, I. Dotsenko, Y. Miroshnychenko, W. Rosenfeld, M. Khudaverdyan, V. Gomer, A. Rauschenbeutel, and D. Meschede, *Coherence properties and quantum state transportation in an optical conveyor belt*, Phys. Rev. Lett. **91**, 099901 (2003)

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [59] E. Knill, R. Laflamme, and G.J. Milburn, *A scheme for efficient quantum computation with linear optics*, Nature **409**, 46-52 (2001)
- [60] C.K. Hong, Z.Y. Ou and L. Mandel, *Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2044-2046 (1987)
- [61] P. Grangier, G. Roger, and 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)
- [62] R. Ghosh and L. Mandel, *Observation of nonclassical effects in the interference of two photons*, Phys. Rev. Lett. **59**, 1903-1905 (1987)
- [63] L. Mandel, *Quantum effects in one-photon and two-photon interference*, Rev. Mod Phys. **71**, S274-S282 (1999)
- [64] C. Santori, D. Fattal, J. Vučković, G. S. Solomon and Y. Yamamoto, *Indistinguishable photons from a single-photon device*, Nature **419**, 594-597 (2002)
- [65] S. Varoutsis, S. Laurent, P. Kramper, A. Lemaître, I. Sagnes, I. Robert-Philip and I. Abram, *Restoration of photon indistinguishability in the emission from a semiconductor quantum dot*, Phys. Rev. B **72**, 041303(R) (2005)
- [66] A. Kiraz, M. Ehrl, Th. Hellner, O.E. Müstecaplıođu, C. Bräuchle, and A. Zumbusch, *Indistinguishable photons from a single molecule*, Phys. Rev. Lett. **94**, 223602 (2005)
- [67] T. Legero, T. Wilk, M. Hennrich, G. Rempe and A. Kuhn, *Quantum beat of two single photons*, Phys. Rev. Lett. **93**, 070503 (2004)
- [68] T. Wilk, S.C. Webster, H.P. Specht, G. Rempe and A. Kuhn, *Polarisation-controlled single photons*, Phys. Rev. Lett. **98**, 063601 (2007)
- [69] H. De Riedmatten, I. Marcikic, W. Tittel, H. Zbinden, and N. Gisin, *Quantum interference with photon pairs created in spatially separated sources*, Phys. Rev. A **67**, 022301 (2003)
- [70] R. Kaltenbaek, B. Blauensteiner, M. Zukowski, M. Aspelmeyer and A. Zeilinger, *Experimental interference of independent photons*, Phys. Rev. Lett. **96**, 240502 (2006)
- [71] J. Fulconis, O. Alobart, W.J. Wadsworth, and J.G. Rarity, *Quantum interference with photon pairs using two micro-structured fibres*, New J. Phys. **9** 276 (2007)
- [72] T. Chanelière, D.N. Matsukevich, S.D. Jenkins, S.-Y. Lan, R. Zhao, T.A.B. Kennedy, and A. Kuzmich, *Quantum interference of electromagnetic fields from remote quantum memories*, Phys. Rev. Lett. **98**, 113602 (2007)
- [73] P.G. Kwiat, A.M. Steinberg, and R.Y. Chiao, *Observation of a "quantum eraser" : a revival of coherence in a two-photon interference experiment*, Phys. Rev. A **45**, 7729 (1992)
- [74] T.B. Pittman, D.V. Strekalov, A. Ligdall, M.H. Rubin, A.V. Sergienko, and Y.H. Shih, *Can two-photon interference be considered the interference of two photons ?*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1917 (1996)
- [75] C. Simon, and W.T.M. Irvine, *Robust long-distance entanglement and a loophole-free bell test with ions and photons*, Phys. Rev. Lett. **91**, 110405 (2003)

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [76] Y.L. Lim, A. Beige, L.C. Kwek, *Repeat-until-success linear optics distributed quantum computing*, Phys. Rev. Lett. **95**, 030505 (2005)
- [77] D.L. Moehring, M.J. Madsen, K.C. Younge, R.N. Kohn, Jr., P. Maunz, L.-M. Duan, C. Monroe, and B.B. Blinov, *Quantum networking with photons and trapped atoms*, J. Opt. Soc. Am. B **24**, 300 (2007)
- [78] I.E. Protsenko, G. Reymond, N. Schlosser, and P. Grangier, *Conditional quantum logic using two atomic qubits*, Phys. Rev. A **66**, 062306 (2002)
- [79] T. Legero, T. Wilk, A. Kuhn, G. Rempe, *Time-resolved two-photon quantum interference*, Appl. Phys. B **77**, 797-802 (2003)
- [80] Z.Y. Ou, and L. Mandel, *Further evidence of nonclassical behavior in optical interference*, Phys. Rev. Lett. **62**, 2941-2944 (1989)
- [81] Z.Y. Ou and L. Mandel, *Observation of spatial quantum beating with separated photodetectors*, Phys. Rev. Lett. **61**, 54-57 (1988)
- [82] B. Darquié, M.P.A. Jones, J. Dingjan, J. Beugnon, S. Bergamini, Y.R.P. Sortais, G. Messin, A. Browaeys, and P. Grangier, *Controlled single-photon emission from a single trapped two-level atom*, Science **309**, 454-456 (2005)
- [83] J. Dingjan, B. Darquié, J. Beugnon, M.P.A. Jones, S. Bergamini, G. Messin, A. Browaeys, and P. Grangier, *A frequency-doubled laser system producing ns pulses for rubidium manipulation*, Appl. Phys. B **82**, 47-51 (2006)
- [84] P. Maunz, D.L. Moehring, M.J. Madsen, R.N. Kohn, Jr, K.C. Younge, and C. Monroe, *Quantum interference of photon pairs from two trapped atomic ions* arXiv :quant-ph/0608047 (2006)
- [85] J. Beugnon, M.P.A. Jones, J. Dingjan, B. Darquié, G. Messin, A. Browaeys and P. Grangier, *Quantum interference between two single photons emitted by independently trapped atoms*, Nature **440**, 779 (2006)
- [86] P. Maunz, D.L. Moehring, S. Olmschenk, K.C. Younge, D.N. Matsukevich and C. Monroe, *Quantum interference of photon pairs from two remote trapped atomic ions*, Nature Physics **3**, 538-541 (2007)
- [87] H.C. Nägerl, Ch. Roos, D. Leibfried, H. Rohde, G. Thalhammer, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, *Investigating a qubit candidate : Spectroscopy on the  $S_{1/2}$  to  $D_{5/2}$  transition of a trapped calcium ion in a linear Paul trap*, Phys. Rev. A **61**, 023405 (2000)
- [88] 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)
- [89] D.J. Wineland, W.M. Itano, *Laser cooling of atoms*, Phys. Rev. A **20**, 1521-1540 (1979)
- [90] J.D. Miller, R.A. Cline, and D.J. Heinzen, *Far-off-resonance optical trapping of atoms*, Phys. Rev. A **47**, R4567-R4570 (1993)
- [91] A.D. Boozer, A. Boca, R. Miller, T.E. Northup, and H. J. Kimble, *Cooling to the ground state of axial motion for one atom strongly coupled to an optical cavity*, Phys. Rev. Lett. **97**, 083602 (2006)