



HAL
open science

Intrication de deux atomes en utilisant le blocage de Rydberg

Alpha Gaëtan

► **To cite this version:**

Alpha Gaëtan. Intrication de deux atomes en utilisant le blocage de Rydberg. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. Français. NNT : . tel-00495772

HAL Id: tel-00495772

<https://pastel.hal.science/tel-00495772>

Submitted on 28 Jun 2010

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

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



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



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

THÈSE

École doctorale : Ondes et Matière

présentée pour obtenir
le grade de Docteur en Sciences
de l'université Paris XI Orsay

par

Alpha GAËTAN

Sujet :

**INTRICATION DE DEUX ATOMES
EN UTILISANT
LE BLOCAGE DE RYDBERG**

Soutenue le 15 décembre 2009 devant la Commission d'examen :

M.	Antoine BROWAEYS	Examineur
M.	Michel BRUNE	Rapporteur
M.	Philippe GRANGIER	Directeur de thèse
M.	Matthew JONES	Membre invité
M.	Pierre PILLET	Examineur
M.	Jacques VIGUÉ	Examineur
M.	Matthias WEIDEMÜLLER	Rapporteur

Remerciements

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a été effectué dans le groupe d'optique quantique du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. Je tiens à remercier le directeur du laboratoire, Pierre Chavel, pour son écoute et sa grande disponibilité. Merci également à Jean-Louis Martin de m'avoir accueilli à l'Institut d'Optique.

J'ai été particulièrement honoré de la présence de Michel Brune, Matt Jones, Pierre Pillet, Jacques Vigué et Matthias Weidemüller dans mon jury. Je les remercie chaleureusement d'avoir accepté de juger ce travail de thèse.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers mon directeur de thèse, Philippe Grangier. Ce fut un plaisir que d'avoir un encadrement d'une telle qualité. L'expérience de Philippe, tant sur le plan théorique qu'expérimental, a parlé plus d'une fois pour nous sortir d'impasses dans lesquelles nous nous étions engagés.

Je n'en serais pas non plus où j'en suis si je n'avais pas eu la chance d'être encadré quotidiennement par Antoine Browaeys. Je pense qu'Antoine aura tout simplement eu une influence majeure sur ma vision de la physique. Son énergie débordante semble n'avoir d'égale que l'étendue de ses connaissances et le plaisir qu'il a à les partager.

Je n'ai pas réalisé les expériences présentées dans ce manuscrit seul. Je tiens tout d'abord à dire avec quel plaisir j'ai découvert le dispositif expérimental en compagnie de Jérôme Beugnon et Matt Jones. J'en profite également pour remercier Matt d'avoir importé la cérémonie du thé qui a sauvé plus d'une de mes après-midi au labo. Merci ensuite à Yevhen Miroshnychenko avec qui nous avons déballé les cartons à Palaiseau pour mieux recommencer et à qui ce travail doit beaucoup. Enfin, un grand merci à Tatjana Wilk, Charles Evellin et Janik Wolters pour les bons moments que nous avons passés malgré le froid glacial de la salle de manip'.

Mes plus chaleureux remerciements vont à tous les membres du groupe d'optique quantique. J'ai une pensée particulière pour Charles Tuchendler avec qui nous avons fait la paire pendant ces trois ans et qui sait tout ce que je lui dois. Merci beaucoup à tous les autres : Yvan Sortais, Andreas Fuhrmanek, Harold Marion, Andrew Lance, Gaétan Messin, Imad Agha, Rosa Tualle-Brouiri, Simon Fossier, Eleni Diamanti, Anthony Leverrier, Jérôme Lodewyck, Alexei Ourjoumtsev, Marco Barbieri, Franck Ferreyrol, Rémi Blandino, Aurélien Dantan. Vous savez tous à quel point j'ai eu plaisir à vous cotoyer.

J'en profite aussi pour remercier les électroniciens, Frédéric Moron et André Villing, sans lesquels les expériences présentées dans ce manuscrit n'auraient pas pu être réalisées, Benoît Plichon, Florence Fuchs et tous ceux avec qui j'ai eu le plaisir de découvrir les arcanes de l'enseignement.

Pour terminer, je me dois de remercier les trois personnes qui ont dû supporter mes humeurs gentilléennes au moment de la rédaction de ce manuscrit. Nicolas, merci de m'avoir nourri pendant deux mois. Jean-François et Barbara, merci pour votre relecture du manuscrit.

Table des matières

Introduction	9
I Description et caractérisation du piège à atomes uniques	17
I.1 Comment piéger un atome ?	17
I.1.1 La force dipolaire	17
I.1.2 Caractéristiques du piège pour un faisceau gaussien	20
I.1.3 Piéger des atomes un par un	21
I.2 Dispositif expérimental	22
I.2.1 Le <i>MI</i> croscope de <i>Grande OU</i> verture et la mélasse optique	22
I.2.2 Système d'imagerie	25
I.2.3 Acquisition des données	28
I.3 Quatre expériences de caractérisation du piège et de l'état de l'atome	30
I.3.1 Première expérience : durée de vie de l'atome	30
I.3.2 Deuxième expérience : « température » de l'atome	31
I.3.3 Troisième expérience : fréquence d'oscillation radiale du piège	33
I.3.4 Quatrième expérience : mesure de la profondeur du piège	34
I.4 Placer deux pièges à une distance contrôlée	36
I.4.1 Placer un piège au centre du champ de <i>MiGOu</i> en mesurant des déplacements lumineux	36
I.4.2 Placement transversal et longitudinal des deux pièges	36
I.4.3 Séparer la fluorescence des deux pièges	39
I.5 Conclusion	40
II Manipulation de l'état interne d'un atome par transitions Raman	41
II.1 Manipuler le qubit à l'aide de transitions Raman	42
II.1.1 Choix du qubit	42
II.1.2 Quelques rappels théoriques sur les transitions Raman stimulées	43
II.1.3 Une présentation rapide des deux systèmes Raman	44
II.2 Expériences réalisées avec le système à 810 nm	49
II.2.1 Système laser	49
II.2.2 Détection de l'état du qubit	50
II.2.3 Spectre de la transition $ \uparrow\rangle \longleftrightarrow \downarrow\rangle$	52
II.2.4 Rotation du qubit : des oscillations de Rabi sur un atome	57
II.2.5 Pompage optique dans le niveau $ \uparrow\rangle = 5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$	58
II.2.6 Franges de Ramsey en phase	60

II.2.7	Mesure du temps de cohérence du qubit par interférométrie de Ramsey	62
II.2.8	Conclusion : limites par un problème technique ?	65
II.3	Expériences réalisées avec le système à 795 nm	66
II.3.1	Système laser	66
II.3.2	Manipulation du qubit	68
II.4	Conclusion	71
III	Excitation cohérente d'un atome vers un état de Rydberg	73
III.1	Quelques rappels sur les états de Rydberg	74
III.2	Quel niveau de Rydberg exciter pour voir le blocage dipolaire ?	75
III.2.1	Notre but : intriquer deux atomes en utilisant le blocage dipolaire	75
III.2.2	Généralités sur les interactions entre atomes de Rydberg	77
III.2.3	Quelques propriétés de l'état choisi : $58D_{3/2}$	79
III.3	Comment exciter l'atome vers l'état de Rydberg $ 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$?	83
III.3.1	Rappels théoriques sur les transitions à deux photons	84
III.3.2	La configuration expérimentale choisie	85
III.4	Description du système laser utilisé pour la transition à deux photons	89
III.4.1	Asservissement du laser à 475 nm	89
III.4.2	Alignement du laser à 795 nm sur l'atome	91
III.4.3	Alignement du laser à 475 nm sur l'atome	93
III.5	Excitation cohérente de l'état $ 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ par une transition à deux photons	97
III.5.1	Détection des atomes de Rydberg	97
III.5.2	Spectroscopie des niveaux de Rydberg entre $n = 54$ et $n = 68$	99
III.5.3	Spectre de la transition à deux photons	100
III.5.4	Oscillations de Rabi	104
III.6	Conclusion	107
IV	Observation du blocage dipolaire entre deux atomes	109
IV.1	Un rapide calcul de l'énergie d'interaction	110
IV.1.1	Le cas général : l'interaction de type van der Waals	110
IV.1.2	Notre cas : résonance de Förster	111
IV.2	Un calcul numérique plus complet de l'énergie d'interaction	114
IV.3	Démonstration du blocage de Rydberg	117
IV.3.1	Atomes à $R = 3,6 \mu\text{m}$	119
IV.3.2	Atomes à $R = 18 \mu\text{m}$	120
IV.3.3	Excitation collective des deux atomes en régime de blocage de Rydberg	121
IV.4	Modélisation du système à deux atomes	123
IV.5	Conclusion	128
V	Intrication de deux atomes piégés individuellement	131
V.1	Le protocole expérimental	131
V.2	Oscillations de Rabi sur la transition $ r\rangle \longleftrightarrow \downarrow\rangle$	134
V.3	Intrication des deux atomes	136
V.3.1	Comment quantifier l'intrication ?	137

V.3.2	Extraction de la fidélité	138
V.3.3	Analyse du signal de parité $\Pi(\theta)$	146
V.4	Influence du mouvement des atomes	148
V.5	Conclusion	150
Conclusion générale		153
A	Données sur le rubidium 87	157
B	Mesure du grandissement du système d'imagerie (CCD)	159
Bibliographie		163

Introduction

Le chat de Schrödinger est-il mort ou vivant ? À l'heure actuelle, le sens à donner à cette expérience de pensée n'est toujours pas clair pour les physiciens : la problématique soulevée en 1935 par E. Schrödinger est, elle, bel et bien « vivante ». Ce chat pose une des questions auxquelles la physique quantique n'apporte aujourd'hui qu'une réponse partielle [1] : pourquoi n'observe-t-on pas de corrélations quantiques pour des objets macroscopiques ?

Notre travail s'inscrit dans ce cadre très général et s'intéresse plus particulièrement aux états *intriqués*. Considérons un système physique constitué de deux sous-systèmes A et B. L'état est alors intriqué si la fonction d'onde totale n'est pas séparable, c'est-à-dire qu'elle ne peut pas s'écrire sous la forme

$$|\Psi\rangle = |\Psi\rangle_A \otimes |\Psi\rangle_B . \quad (1)$$

Il existe alors des corrélations entre les états de A et de B qui ne peuvent être expliquées en termes classiques. Bien que l'existence de tels états ait été proposée par A. Einstein, B. Podolsky et N. Rosen en 1935 [2], leur mise en évidence a résisté à l'expérience jusqu'aux années 70/80 [3, 4, 5, 6] et l'étude de ces états est aujourd'hui un domaine de recherche extrêmement actif.

Il existe des manifestations macroscopiques des lois de la physique quantique. La supraconductivité, la superfluidité en sont des exemples flagrants et la dynamique d'une étoile à neutron ne peut être expliquée sans faire appel à la mécanique quantique. En revanche, l'existence d'états intriqués mettant en jeu un grand nombre de sous-systèmes est plus difficile à mettre en évidence. De manière plus générale, l'étude de l'intrication présente un double défi. Tout d'abord, un défi théorique. En effet, bien que les méthodes de caractérisation de l'intrication pour un système formé de deux sous-systèmes soient aujourd'hui bien établies, les outils théoriques manquent lorsque le nombre de sous-systèmes augmente. Ensuite, un défi expérimental, car pour créer un « grand » état intriqué, il faut isoler celui-ci au maximum de son environnement, afin de le préserver de la *décohérence*, c'est-à-dire de la perte du caractère quantique du système [7].

À long terme, le but des expériences que nous menons est d'essayer de générer de tels états intriqués mettant en jeu un nombre de particules important. Plus modestement, à l'échelle de cette thèse, le but est de générer un état intriqué de deux particules.

L'intrication a été observée pour de nombreux systèmes. Historiquement, les premières expériences mettaient en jeu des photons intriqués en polarisation [3, 4, 5, 6], mais l'intrication a aussi été observée pour des protons [8], des neutrons [9], des mésons B [10],

des ions [11], des atomes neutres [12], des vapeurs atomiques [13], des ensembles d'atomes froids [14, 15], des circuits supraconducteurs [16] et entre un atome et un photon [17, 18]. Pour toutes ces expériences, le nombre de sous-systèmes mis en jeu est souvent de deux et ne dépasse jamais la dizaine.

Notre dispositif expérimental, basé sur les méthodes de refroidissement par laser bien maîtrisées aujourd'hui, permet de piéger des atomes uniques dans des pinces optiques de volume microscopique. Comme nous l'avons dit précédemment, le but de cette thèse est de créer un état intriqué de deux atomes. Voyons tout d'abord comment nous pouvons remplir un tel objectif.

Intriquer deux systèmes quantiques

Considérons deux systèmes A et B à deux niveaux (notés $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$). Si l'on place chacun de ces systèmes dans une superposition du type $1/\sqrt{2}(|\downarrow\rangle + |\uparrow\rangle)$, l'état du système complet est décrit par le vecteur d'état $|\Psi\rangle$ suivant :

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\rangle_A + |\uparrow\rangle_A) \otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\rangle_B + |\uparrow\rangle_B) . \quad (2)$$

Celui-ci peut se réécrire

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{2}(|\downarrow\downarrow\rangle + |\uparrow\uparrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle) . \quad (3)$$

Il existe deux méthodes générales permettant de transformer un tel état factorisable en un état intriqué. La première consiste à faire « interagir » les deux systèmes dépendant de leur état interne, de manière à modifier seulement un des termes de la superposition (3). Par exemple, si l'on modifie le signe devant le terme $|\uparrow\uparrow\rangle$, on aboutit à un état non-séparable. L'autre méthode consiste à « filtrer » l'état (3) de manière à ne garder que certains des termes de cette superposition. Pour voir comment faire cela, remarquons que l'état $|\Psi\rangle$ peut également s'écrire

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\Phi^+\rangle + |\Psi^+\rangle) , \quad (4)$$

où les *états de Bell* $|\Phi^+\rangle = 1/\sqrt{2}(|\downarrow\downarrow\rangle + |\uparrow\uparrow\rangle)$ et $|\Psi^+\rangle = 1/\sqrt{2}(|\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle)$ sont des états intriqués. Si l'on réalise une mesure de l'état $|\Psi\rangle$ selon $|\Psi^+\rangle$, le système est projeté dans cet état intriqué. Notons que cette dernière méthode est intrinsèquement probabiliste : sur une expérience, on ne peut pas être sûr d'aboutir à l'état intriqué souhaité. En pratique on utilise donc des systèmes à deux niveaux auxiliaires dont l'état peut informer l'expérimentateur du succès ou non de la projection selon l'état souhaité.

Pour intriquer deux atomes piégés chacun dans une pince optique, il est possible de suivre chacune de ces deux approches. Discutons tout d'abord la seconde méthode, qu'il est possible de mettre en œuvre sur notre dispositif expérimental de la manière suivante. Supposons que chacun des atomes puisse être excité vers un état à partir duquel il peut

émettre un photon d'émission spontanée en se désexcitant soit vers $|\downarrow\rangle$ (photon de fréquence ν_\downarrow), soit vers $|\uparrow\rangle$ (fréquence ν_\uparrow) avec des probabilités $1/2$. Si les deux atomes sont excités simultanément, l'état après émission des photons est

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{\text{at/phot}} &= \left(|\downarrow \nu_\downarrow\rangle + |\uparrow \nu_\uparrow\rangle \right) \otimes \left(|\downarrow \nu_\downarrow\rangle + |\uparrow \nu_\uparrow\rangle \right) \\ &= |\downarrow\downarrow; \nu_\downarrow\nu_\downarrow\rangle + |\uparrow\uparrow; \nu_\uparrow\nu_\uparrow\rangle + |\downarrow\uparrow; \nu_\downarrow\nu_\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow; \nu_\uparrow\nu_\downarrow\rangle . \end{aligned} \quad (5)$$

Pour « filtrer » cet état, on peut par exemple envoyer les deux photons sur les deux voies d'entrées d'une lame séparatrice 50/50 et placer deux photodiodes après les deux voies de sortie. On sait que si les photons ont la même fréquence, ils sortiront par la même voie de sortie (effet Hong-Ou-Mandel). Par conséquent, la détection d'un double-clic annonce la création de l'état de Bell $|\Psi^+\rangle$ pour lequel les deux atomes sont intriqués (on filtre les deux derniers termes de la superposition (5)). Une telle expérience a par exemple été réalisée récemment entre deux ions piégés dans des chambres à vides séparées d'environ 1 m [19]. J. Beugnon a démontré, au cours de sa thèse effectuée sur notre dispositif expérimental, la possibilité d'observer l'effet Hong-Ou-Mandel entre deux photons émis chacun par un atome piégé [20]. En utilisant un schéma de niveaux adapté, une telle expérience pourrait donc en principe être réalisée sur notre dispositif.

Comme nous l'avons dit, l'autre méthode nécessite de faire interagir nos deux atomes. Une première approche consiste à utiliser des photons médiateurs de l'interaction. Pour obtenir un fort couplage atome/lumière il faut utiliser une cavité. Cette approche est par exemple mise en œuvre dans le groupe de S. Haroche sur des atomes excités dans des états de Rydberg circulaires [12]. On peut aussi utiliser une interaction « directe » : interaction dipolaire magnétique, dipolaire électrique, ou van der Waals. Ceci a par exemple été mis en œuvre pour des atomes froids piégés dans des réseaux optiques, où différents états intriqués ont été créés en réalisant des collisions en onde-s dépendantes de l'état de spin des atomes [21, 22]. Pour des atomes piégés dans des pinces optiques indépendantes, on peut réaliser de telles collisions dépendantes du spin [23], mais ceci nécessite d'être capable de refroidir les atomes dans l'état fondamental afin que le recouvrement des fonctions d'onde externes soit bon. Une autre alternative, exempte de cette contrainte, consiste à exciter temporairement les atomes vers des états de Rydberg et de tirer profit de la forte interaction dipôle-dipôle existant entre atomes de Rydberg [24]. C'est cette approche que nous avons choisi et qui sera détaillée dans les deux derniers chapitres de ce manuscrit.

Le traitement quantique de l'information

La manipulation de l'intrication a de nombreuses applications qui vont de l'étude des systèmes fortement corrélés [25] à la métrologie [26, 27]. Mais le champ d'application le plus important est celui du *traitement quantique de l'information* [28]. Ce domaine au croisement de la théorie de l'information et de la physique quantique est né au début des années 80.

Une des sous-branches du domaine est née en 1984, lorsque C. Bennett et G. Brassard proposent un protocole de *cryptographie quantique* [29]. L'idée de base est de transmettre

la clé de cryptage *via* des systèmes *quantiques* (en général des photons). La sécurité est garantie par les lois de la physique quantique : un éventuel espion ne peut pas récupérer d'information sur la clé sans perturber les photons médiateurs de l'information. Aujourd'hui, la grande majorité des protocoles de cryptographie quantique repose sur l'utilisation de photons uniques [30] mais il est également possible de se placer dans le régime des variables continues [31]. De tous les domaines du traitement quantique de l'information, c'est aujourd'hui le plus mature : il est possible de distribuer des clés sur des distances de l'ordre de 100 km et plusieurs entreprises proposent à l'heure actuelle des dispositifs de cryptographie quantique clés en main.

Il a aussi été proposé de créer des réseaux quantiques, dans lesquels des photons transmettraient l'information entre des mémoires quantiques placées aux nœuds du réseau [32]. L'ingrédient essentiel à leur réalisation est le transfert de l'état quantique de la lumière vers cette mémoire et *vice-versa*. Actuellement, plusieurs systèmes sont à l'étude mais les candidats les plus prometteurs sont les ensembles atomiques et les atomes uniques piégés dans des cavités (CQED, *Cavity Quantum Electro-Dynamics*).

Enfin, le domaine le plus relié à nos expériences est celui du *calcul quantique*. L'idée d'utiliser des systèmes quantiques pour effectuer des simulations est en général attribuée à R. Feynman [33], mais ce domaine est véritablement né en 1985, lorsque D. Deutsch publie un article théorique décrivant un ordinateur quantique [34]. Le composant élémentaire de ce système est le bit quantique ou qubit, c'est-à-dire un système quantique à deux niveaux, qui peut se trouver dans une superposition quantique $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ des deux seuls états classiquement accessibles à un bit d'information. Cependant, le problème du traitement quantique de l'information reste à l'époque relativement académique et il faut attendre l'article fondateur de P. Shor en 1994 [35] pour que l'information quantique commence à intéresser réellement de nombreux théoriciens et expérimentateurs : dans cet article, il décrit un algorithme quantique permettant de déterminer la factorisation d'un grand nombre en produit de facteurs premiers. L'intérêt principal de cet algorithme est que le nombre d'opérations nécessaires à son fonctionnement croît de façon polynomiale avec la taille du nombre à factoriser, alors, que pour les algorithmes classiques utilisés aujourd'hui, cette croissance est exponentielle. Sachant qu'à l'heure actuelle, les protocoles de cryptographie sont tous basés sur le fait qu'il faut un temps extrêmement long pour réaliser une telle factorisation avec la technologie utilisée dans nos ordinateurs, la réalisation d'un ordinateur quantique obligerait à totalement revoir nos systèmes de cryptographie (la cryptographie quantique est d'ailleurs une solution à ce problème!). Depuis, de nouveaux algorithmes quantiques ont été proposés [36] : leur avantage est également de proposer une vitesse de calcul bien plus élevée que leurs homologues classiques. Notons qu'en général, un algorithme quantique génère de l'intrication et la manipulation de l'intrication est donc un premier pas vers la réalisation d'algorithmes quantiques.

Il existe plusieurs approches au calcul quantique. Les deux approches les plus étudiées sont le « *circuit model* » et le « *one-way quantum computing* ». Dans le *circuit model*, l'algorithme est décomposé en portes logiques quantiques à un et à deux qubits. Les opérations à un qubit correspondent simplement à des rotations du qubit sur la sphère de Bloch. En combinant cela à une porte logique quantique universelle comme la porte C-NOT ou la porte de phase, on peut réaliser n'importe quel algorithme quantique [37]. Dans

l'approche « *one-way quantum computing* » [38], on crée d'abord un état intriqué de tous les qubits du registre appelé état-*cluster*. Le cœur du protocole consiste alors à réaliser des mesures sur certains de ces qubits, le choix de ceux-ci dépendant de l'algorithme à réaliser. On peut alors extraire le résultat du calcul de l'état final du système.

Si le calcul quantique est un domaine aujourd'hui en pleine effervescence, c'est aussi grâce aux progrès expérimentaux qui ont eu lieu parallèlement à ces travaux théoriques. Faisons un rapide tour d'horizon des systèmes les plus prometteurs pour le calcul quantique.

Citons tout d'abord la R.M.N. (Résonance Magnétique Nucléaire) utilisée sur des ensembles de molécules. C'est historiquement le premier système sur lequel ont été réalisés des algorithmes quantiques. L'algorithme de Shor a par exemple été mis en œuvre pour factoriser 15 [39]. Aujourd'hui, cette approche est délaissée car il semble difficile de l'étendre à un grand nombre de qubits.

Il est également possible de coder le qubit sur l'état interne d'un ion unique piégé. La communauté travaillant sur de tels systèmes a réalisé de nombreuses démonstrations de principe [40]. Citons la réalisation d'une porte C-NOT, de la transformée de Fourier quantique (à la base de l'algorithme de Shor), de l'algorithme de Deutsch-Josza, de la correction quantique d'erreur, de la purification d'intrication ou encore l'intrication de 8 ions [40]. C'est la communauté la plus avancée à l'heure actuelle mais elle se heurte depuis quelques années au problème du nombre de qubits. En effet, au delà d'une dizaine de qubits, il faut imaginer des géométries de piégeage plus complexes qu'un simple piège de Paul. Des avancées techniques importantes sont cependant réalisées actuellement [41].

L'information peut aussi être codée sur un simple photon. En 2001, un protocole de calcul quantique n'utilisant que des photons, des systèmes d'optique linéaire et des photodétecteurs a été proposé [42]. De nombreuses démonstrations expérimentales ont validé ce schéma de calcul, en particulier dans l'équipe de A. Zeilinger qui a par exemple démontré expérimentalement la faisabilité du *one-way quantum computing* [43] et a mis en œuvre l'algorithme de Deutsch [44]. Il est cependant difficile d'étendre ces calculs à un grand nombre de qubit. De plus, l'utilisation de photons comme médiateurs de l'information pose le problème du stockage de l'information, relié à la problématique des réseaux quantiques évoqués précédemment.

Il existe également de nombreuses façons de coder les qubits sur des systèmes de physique du solide plutôt que sur des systèmes quantiques isolés. Par exemple, les qubits codés sur des circuits supraconducteurs semblent de plus en plus prometteurs. Cette communauté a récemment démontré la réalisation d'une porte C-NOT [45] et de premiers algorithmes quantiques [46]. Les qubits peuvent aussi être des centres colorés du diamant [47] ou encore des boîtes quantiques, même si les démonstrations de principe restent à faire pour de tels systèmes [48].

Enfin, il est possible d'utiliser des atomes neutres piégés optiquement : le qubit est codé sur l'état interne de l'atome. L'avantage de tels systèmes sur ceux présentés jusqu'ici réside

dans la possibilité de créer un registre contenant un grand nombre de bits quantiques, par exemple en chargeant un réseau optique à partir d'un condensat de Bose en régime d'isolant de Mott [21] : on a alors un atome par puits du réseau.

Il existe deux grandes approches utilisant les atomes neutres. La première consiste à utiliser l'approche *one-way quantum computing* [49]. Dans ce cadre le groupe de I. Bloch a démontré en 2003 la création d'un état-*cluster* en réalisant des collisions en onde-s dépendantes du spin [21]. L'étape suivante consisterait à réaliser des mesures sur des sites spécifiques du réseau. Ceci est difficile à réaliser car la séparation entre pièges est de l'ordre de la longueur d'onde de piégeage et il est donc difficile d'adresser optiquement les atomes. Mais des progrès récents laissent présager de la possibilité d'obtenir bientôt l'adressabilité des atomes [50, 51, 52].

La seconde méthode est basée sur le *circuit model* : il faut donc être capable de réaliser des opérations à un et à deux qubits pour potentiellement réaliser n'importe quel algorithme. L'architecture du calculateur quantique serait alors la suivante. Les atomes dans le réseau optique servent de registre quantique. Pour les opérations à un qubit, on peut par exemple utiliser des transitions Raman avec des faisceaux focalisés [53, 54]. Pour les opérations à deux qubits, il faut d'abord isoler deux d'entre eux, puis réaliser une porte logique, par exemple à l'aide de collisions froides ou du blocage de Rydberg évoqués précédemment. Dans ce cadre, nous avons démontré en 2007 la possibilité de transférer un qubit codé sur un atome unique d'un piège dipolaire à un autre et de le déplacer sur une distance de plusieurs μm sans perte de cohérence [55]. Mais le dernier ingrédient, l'intrication ou la démonstration d'une porte logique quantique entre deux atomes neutres n'avait pas été réalisée jusqu'à présent.

Concluons en notant que de plus en plus d'articles théoriques proposent des architectures mariant ces différents systèmes [56, 57]. Enfin, il faut bien voir qu'il n'est pas nécessaire d'avoir un nombre de qubits de l'ordre du million pour commencer à faire des choses intéressantes : il a par exemple été démontré qu'un simulateur quantique possédant 50 qubits permettrait déjà de réaliser des calculs de chimie quantique impossibles à résoudre actuellement avec un ordinateur classique [58].

Organisation du manuscrit

Cette thèse s'inscrit dans la continuité des travaux effectués sur notre dispositif expérimental au cours des thèses de Nicolas Schlosser [60], Georges-Olivier Reymond [61], Benoît Darquié [62] et Jérôme Beugnon [63]. À mon arrivée sur l'expérience, il était déjà possible de piéger des atomes uniques quotidiennement de manière fiable. Les premières expériences démontrant la possibilité de coder un qubit sur l'atome unique avait également été réalisées. Mon travail de thèse a consisté à mettre en place le système laser permettant l'excitation d'un atome unique vers un état de Rydberg, à observer le blocage dipolaire entre deux atomes piégés indépendamment et à utiliser ce phénomène pour les intriquer dans leur état fondamental.

Le plan de ce manuscrit est le suivant :

- le chapitre I présente le dispositif expérimental et quelques expériences de caractérisation du piège dipolaire ;

- dans le chapitre II, nous montrons que nous pouvons réaliser des opérations à un qubit sur notre atome à l'aide de transitions Raman ;
- le chapitre III présente l'excitation cohérente d'un atome unique vers un état de Rydberg ;
- dans le chapitre IV, nous présentons l'observation du blocage de Rydberg entre deux atomes piégés indépendamment ;
- enfin, le chapitre V est consacré à la démonstration de l'intrication des deux atomes à l'aide du blocage de Rydberg.

Chapitre I

Description et caractérisation du piège à atomes uniques

Le dispositif expérimental nous permettant de piéger des atomes de ^{87}Rb uniques a déjà été décrit de manière exhaustive dans les thèses [60, 61, 62, 63]. Nous reprendrons dans ce chapitre les grandes lignes de son fonctionnement. Quelques expériences de caractérisation du piège et de l'état de l'atome seront également décrites. Enfin, nous détaillerons le nouveau système d'imagerie permettant de coupler la fluorescence d'un atome unique dans une fibre optique afin de la porter vers un compteur de photons, et décrirons comment piéger deux atomes à une distance relative de quelques microns pour les futures expériences d'intrication.

I.1 Comment piéger un atome ?

Afin de piéger des atomes un par un, nous utilisons une pince optique, c'est-à-dire un faisceau laser focalisé permettant de confiner une particule [64] (atome, bille micrométrique, cellule) au niveau du point focal de ce dernier. Cette méthode de piégeage bien maîtrisée aujourd'hui repose sur l'existence de la force dipolaire [65].

I.1.1 La force dipolaire

Point de vue classique

Lorsqu'on éclaire une particule de polarisabilité $\alpha(\omega)$ (que nous supposons réelle, ce qui est le cas si l'on est loin de toute résonance) par une onde électromagnétique de champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ à la pulsation ω_L , cette particule va par définition acquérir un dipôle $\mathbf{d}(t) = \alpha(\omega_L) \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. L'énergie d'interaction moyenne W entre ce dipôle *induit* et le champ s'écrira donc

$$W = -\langle \mathbf{d}(t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \rangle_t = -\frac{1}{2} \alpha(\omega_L) \varepsilon_0 \mathbf{E}^2(\mathbf{r}) . \quad (\text{I.1})$$

Cette énergie d'interaction correspond à une force appelée *force dipolaire* qui dépend de la distribution spatiale du champ électrique oscillant $\mathbf{E}(\mathbf{r})$. On voit également que le signe de

cette force dépend du signe de la polarisabilité α . En particulier, si l'on choisit la pulsation de l'onde électromagnétique de manière à avoir une polarisabilité positive $\alpha(\omega_L) > 0$, la particule sera attirée vers les zones de forte intensité. On peut donc créer un puits de potentiel en utilisant un faisceau laser focalisé.

Point de vue semi-classique

Détaillons ce qui se passe dans le cas d'un atome, en considérant que celui-ci constitue un système à deux niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$. On peut rapidement retrouver l'expression de la force en adoptant un point de vue semi-classique : le champ électromagnétique du laser piégeant est alors toujours décrit de manière classique. Nous considérons pour cela le

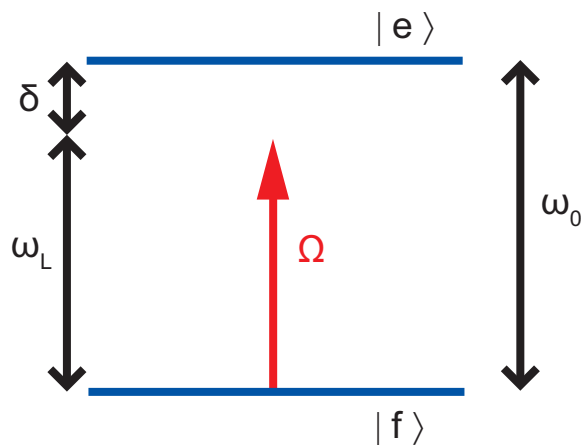


FIGURE I.1 – *Système à deux niveaux.*

schéma de la figure I.1. L'onde électromagnétique couple les niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$. On définit le désaccord par $\delta = \omega_L - \omega_0$. Définissons aussi la fréquence de Rabi par $\hbar\Omega = -\langle e|\hat{\mathbf{d}}\cdot\mathbf{E}|f\rangle$ où $\hat{\mathbf{d}} = -e\hat{\mathbf{r}}$ est l'opérateur dipôle de l'atome. Dans la base $\{|f\rangle, |e\rangle\}$, l'atome est décrit par le vecteur d'état

$$|\Psi(t)\rangle = a_f(t)|f\rangle + a_e(t)e^{-i\omega_L t}|e\rangle \quad (\text{I.2})$$

et le hamiltonien du système s'écrit alors dans l'approximation dipolaire électrique

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega^*(e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t}) \\ \Omega(e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t}) & 2\omega_0 \end{pmatrix}. \quad (\text{I.3})$$

En faisant l'approximation du champ tournant (valable si le désaccord n'est pas trop grand, c'est-à-dire $|\delta| \ll \omega_L, \omega_0$) et en négligeant l'émission spontanée, on peut écrire l'équation de Schrödinger qui prend la forme

$$\begin{cases} 2i\dot{a}_f = \Omega^* a_e \\ 2i\dot{a}_e = \Omega a_f - 2\delta a_e. \end{cases} \quad (\text{I.4})$$

Si le désaccord est suffisamment grand devant la fréquence d'évolution des amplitudes (de l'ordre de Ω), c'est-à-dire $\dot{a}_e \ll \delta a_e$, on peut réinjecter l'expression stationnaire de a_e dans

la première équation. On trouve alors

$$a_f(t) \propto \exp\left(-i \frac{|\Omega|^2}{4\delta} t\right) = \exp\left(-i \frac{U t}{\hbar}\right). \quad (\text{I.5})$$

On voit dans cette expression que le seul effet de l'onde électromagnétique est de « déplacer » le niveau fondamental ; c'est ce déplacement lumineux qui crée le puits de potentiel piégeant. L'expression de ce potentiel est

$$U = \frac{\hbar |\Omega|^2}{4\delta}. \quad (\text{I.6})$$

Pour faire le parallèle avec le paragraphe précédent, avoir une polarisabilité positive correspond à choisir un désaccord négatif, et l'atome sera alors attiré vers les zones de forte intensité¹. Pour nos expériences de piégeage d'atomes de ⁸⁷Rb uniques, le système à deux niveaux sera constitué des niveaux 5S et 5P qui sont séparés par une transition optique dans l'infrarouge proche, et le faisceau laser de piégeage sera désaccordé de plusieurs THz vers le rouge de cette transition.

Point de vue quantique

En décrivant aussi le champ de manière quantique, c'est-à-dire par le hamiltonien

$$\hat{H}_L = \hbar\omega_L\left(\frac{1}{2} + \hat{a}^\dagger\hat{a}\right), \quad (\text{I.7})$$

où \hat{a}^\dagger et \hat{a} sont les opérateurs création et annihilation correspondant au mode du champ considéré, et en prenant en compte la largeur naturelle Γ de l'état excité due à l'émission spontanée, on obtient la même expression du déplacement lumineux pour le niveau fondamental « habillé » par le champ électromagnétique [65] :

$$\Delta E = \frac{\hbar |\Omega|^2}{4\delta} = \frac{\hbar \Gamma^2}{8\delta} \frac{I}{I_{\text{sat}}}, \quad (\text{I.8})$$

où I_{sat} est l'intensité de saturation de la transition considérée (cf. annexe A). La seule différence avec le traitement semi-classique réside dans le fait qu'on trouve également un déplacement lumineux pour le niveau *excité*, qui vaut exactement l'opposé de celui du niveau fondamental. Finalement, le potentiel vu par l'atome est

$$U = \Delta E(\pi_f - \pi_e), \quad (\text{I.9})$$

où π_f et π_e sont respectivement les populations dans l'état fondamental et dans l'état excité. Ainsi, pour piéger notre atome avec un faisceau désaccordé vers le rouge, il faut que celui-ci passe plus de temps dans le niveau fondamental que dans l'état excité, ce qui est le cas tant que l'atome n'est pas excité par un faisceau saturant la transition.

Dans tous ces calculs, nous avons négligé la force de pression de radiation ressentie par l'atome. Ceci est justifié car le désaccord de notre laser de piégeage (plusieurs THz) est très grand devant la largeur naturelle de l'état excité (quelques MHz). La force de pression de radiation, proportionnelle à I/δ^2 est alors très faible devant la force dipolaire qui varie elle en I/δ .

1. On peut également utiliser un faisceau ayant un désaccord positif : les atomes sont alors attirés vers les zones de faible intensité et on peut créer des pièges sombres, par exemple à l'aide de modes transverses d'ordre élevé [66] ou de modes Laguerre-Gauss.

I.1.2 Caractéristiques du piège pour un faisceau gaussien

Afin d'obtenir l'expression complète du potentiel vu par l'atome, il faut que nous prenions en compte le profil du faisceau piégeant. Celui-ci est créé par focalisation d'un faisceau gaussien à l'aide d'un objectif de grande ouverture numérique. Bien que sa focalisation soit très forte, le faisceau est décrit dans une excellente approximation par un profil gaussien au niveau de son col [61] :

$$I(r, z) = \frac{I_0}{1 + z^2/z_R^2} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right). \quad (\text{I.10})$$

Le potentiel de piégeage est donc de la forme

$$U(r, z) = \frac{U_0}{1 + z^2/z_R^2} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right), \quad (\text{I.11})$$

avec les définitions suivantes :

$$U_0 = \frac{\hbar \Gamma^2}{8 \delta} \frac{I_0}{I_{\text{sat}}} \quad \text{et} \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}, \quad (\text{I.12})$$

z_R étant la longueur de Rayleigh du faisceau. Les atomes voient donc un potentiel gaussien dans la direction radiale, et lorentzien dans la direction longitudinale. Nous vérifierons expérimentalement dans la suite que les atomes n'explorent que le fond du piège, dont on peut alors faire une approximation harmonique. Les fréquences d'oscillations associées aux directions radiale et longitudinale sont respectivement, pour un atome de masse m :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m w_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2|U_0|}{m z_R^2}}. \quad (\text{I.13})$$

Prise en compte des différents niveaux d'énergie du rubidium

Maintenant que nous connaissons le profil du potentiel de piégeage, il nous faut savoir comment est modifiée l'expression simple du potentiel trouvée précédemment lorsque nous prenons en compte les différents sous-niveaux du ^{87}Rb . Ce calcul a été fait en détail par B. Darquié [62] pour un faisceau de piégeage à 810 nm. Retenons en les résultats essentiels :

- les déplacements lumineux des sous-états de l'état fondamental peuvent être calculés, en excellente approximation, en prenant simplement en compte les niveaux $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$;
- pour un piège polarisé linéairement, tous les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental sont déplacés de la même quantité « vers le bas » (le schéma de la figure I.2 représente ces déplacements lumineux ainsi que celui des sous-niveaux Zeeman de $|5P_{3/2}, f' = 3\rangle$;
- l'expression du potentiel est la même que pour un système à deux niveaux, mais il faut utiliser un désaccord effectif pour prendre en compte la structure fine de l'état $5P$. Le potentiel s'écrit alors [67]

$$U = \frac{\hbar |\Omega|^2}{4 \Delta_{\text{eff}}}. \quad (\text{I.14})$$

Le désaccord effectif est donné par

$$\frac{1}{\Delta_{\text{eff}}} = \frac{1}{3\delta_{1/2}} + \frac{2}{3\delta_{3/2}}, \quad (\text{I.15})$$

où $\delta_{1/2}$ et $\delta_{3/2}$ représentent les désaccords du faisceau de piégeage par rapport aux transitions $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ et $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. Notons que ces désaccords ne sont pas rigoureusement les mêmes pour les sous-niveaux $|f = 1\rangle$ et $|f = 2\rangle$ de l'état fondamental ; les déplacements lumineux de ces deux sous-niveaux ne sont donc pas exactement les mêmes : cet effet fin est nommé *déplacement lumineux différentiel*. Nous en reparlerons dans le chapitre II.

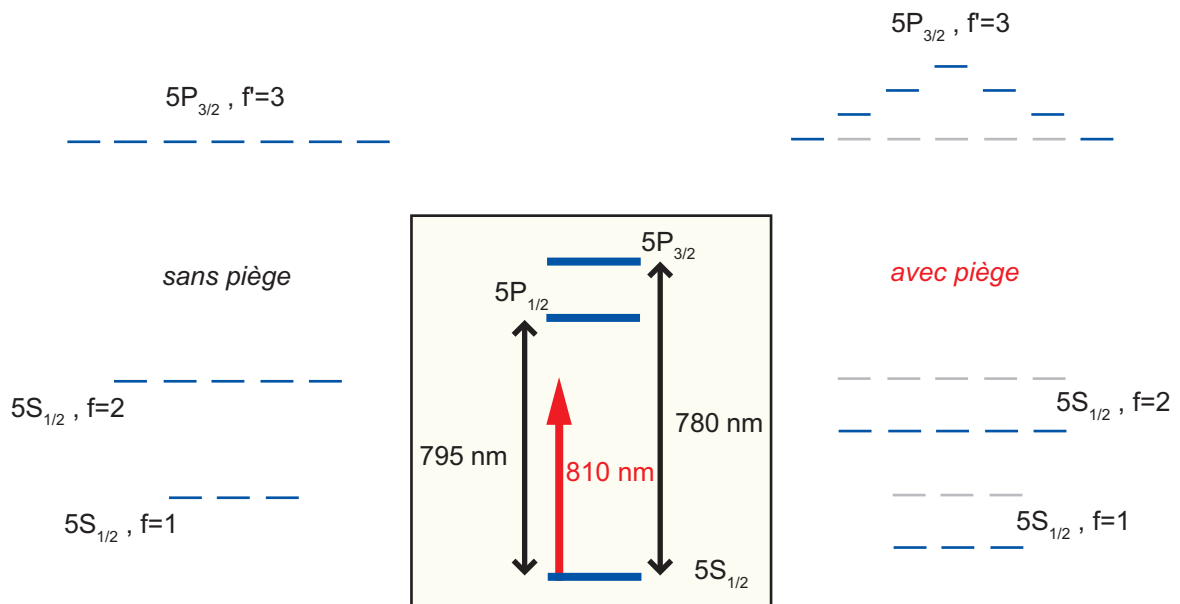


FIGURE I.2 – *Déplacements lumineux des états $|5S_{1/2}, f = 1\rangle$, $|5S_{1/2}, f = 2\rangle$ et $|5P_{3/2}, f' = 3\rangle$. Le schéma n'est pas à l'échelle. L'insert représente les niveaux mis en jeu dans le piégeage.*

I.1.3 Piéger des atomes un par un

Le puits créé par le piège dipolaire à 810 nm a une profondeur faible, typiquement 1 mK pour une puissance de 1 mW. Afin d'y piéger des atomes, il faut que ceux-ci aient une énergie cinétique très faible. De plus, il s'agit d'un potentiel conservatif, d'où la nécessité d'un mécanisme de dissipation afin d'y confiner des atomes. Ces deux contraintes peuvent être levées en utilisant une mélasse optique comme réservoir d'atomes. On a alors un ensemble d'atomes à une température de l'ordre de la température Doppler du ^{87}Rb (144 μK) [68], et les faisceaux de la mélasse créent également de la dissipation par le refroidissement de l'atome au cours de son entrée dans le piège.

Cependant, ceci ne garantit en rien le piégeage d'atomes un par un. Pour atteindre un tel régime de chargement, il faut choisir les paramètres expérimentaux de manière à

obtenir le « blocage collisionnel » [69] : dans ce régime, le taux de collisions inélastiques à deux corps est tellement élevé qu'il ne peut y avoir qu'un seul atome à la fois dans le piège. Si un deuxième atome essaie d'entrer dans le piège, on a très rapidement une collision inélastique assistée par la lumière des faisceaux de mélasse et l'énergie cinétique libérée est bien plus élevée que la profondeur du piège, menant ainsi à la perte des deux atomes. Le taux de collisions inélastiques étant inversement proportionnel au volume du piège, il faut, pour atteindre le blocage collisionnel, avoir un piège de dimension très réduite. N. Schlosser a démontré dans sa thèse [60] qu'il est nécessaire d'avoir un piège ayant un col d'environ $1 \mu\text{m}$.

Cette condition est bien vérifiée sur notre piège (cf. paragraphe suivant) et il existe alors plusieurs régimes en fonction du taux de chargement du piège :

- lorsque le taux de chargement est faible (c'est-à-dire faible devant les taux de pertes à un et deux corps), on est en régime de *faible chargement*. La majorité du temps, le piège est vide et de temps en temps un atome entre à l'intérieur ;
- lorsqu'il est élevé (c'est-à-dire grand devant le taux de collisions à deux corps), on peut avoir plus d'un atome dans le piège : c'est le régime de *fort chargement* ;
- enfin, pour un taux de chargement intermédiaire, on est dans le régime de *blocage collisionnel*. Ce dernier n'existe que si le taux de pertes à deux corps est supérieur au taux de pertes à un corps. On a alors soit aucun, soit un seul atome dans le piège et en moyenne, le piège est rempli 50 % du temps. Dans ce régime, plus le taux de chargement est élevé, plus la durée de vie d'un atome sera faible.

En pratique, nos expériences en régime de blocage collisionnel sont réalisées en chargeant le piège à partir d'une mélasse optique. Lorsque nous souhaitons nous placer en régime de fort chargement, nous le chargeons à partir d'un Piège Magnéto-Optique (PMO). Les expériences décrites dans ce manuscrit ont toutes été réalisées en régime de blocage collisionnel.

I.2 Dispositif expérimental

I.2.1 Le *MI*croscope de *Grande OU*verture et la mélasse optique

L'objectif « MiGOu » que nous utilisons pour créer notre piège dipolaire à 810 nm a été fabriqué à l'Institut d'Optique et est décrit en détail dans les thèses de Karine Vigneron [59] et N. Schlosser [60]. Son ouverture numérique vaut $\text{ON} = 0,7$, c'est-à-dire que l'angle de collection est de 90° . La lentille de collection couvre 15 % des 4π sr d'angle solide. Il est constitué de 9 lentilles de manière à limiter les aberrations, et permet ainsi de créer une tache limitée par la diffraction de rayon $R = 1,22 \frac{\lambda}{2\text{ON}} = 0,7 \mu\text{m}$ à une longueur d'onde $\lambda = 810 \text{ nm}$. Cet objectif est placé dans une enceinte à vide où une pompe ionique et un sublimateur de titane maintiennent une pression d'environ $2 \times 10^{-9} \text{ mbar}$. La distance de travail de l'objectif est de 1 cm , ce qui laisse une place suffisante pour les faisceaux de la mélasse optique. L'objectif est aussi limité par la diffraction à 780 nm , ce qui nous permet de collecter la fluorescence de l'atome induite par les faisceaux de la mélasse optique avec une excellente résolution.

Le système nous permettant de créer le piège dipolaire est décrit sur la figure I.3.

Le faisceau piège est issu d'une diode laser sur réseau à 810 nm couplée dans une fibre optique monomode APC (*Angled Physical Contact* : fibre dont l'extrémité est taillée avec un angle afin d'éviter les réflexions parasites) à maintien de polarisation. Le faisceau issu de la fibre nue est collimaté par un objectif de microscope Nachet. Nous utilisons ce dispositif plutôt qu'un simple collimateur de fibre car il permet de régler finement la convergence du faisceau avant qu'il n'atteigne MiGOu en modifiant la distance fibre/objectif de microscope. On peut ainsi optimiser finement l'alignement du piège. Pour toutes les expériences décrites dans ce manuscrit, la polarisation du piège est verticale : on utilise une lame demi-onde pour orienter correctement la polarisation du faisceau.

Nous décrivons dans ce manuscrit des expériences dans lesquelles nous faisons interagir deux atomes de Rydberg proches l'un de l'autre (séparation de quelques μm). Comme le montre la figure I.3, il est très simple de créer deux pièges : il suffit d'envoyer deux faisceaux formant un faible angle entre eux pour obtenir deux pièges dans le plan focal de MiGOu. Le deuxième piège est formé de la même façon que le premier. Ces deux faisceaux sont mélangés sur un cube séparateur 50/50. Dans la chambre à vide, deux bobines sont

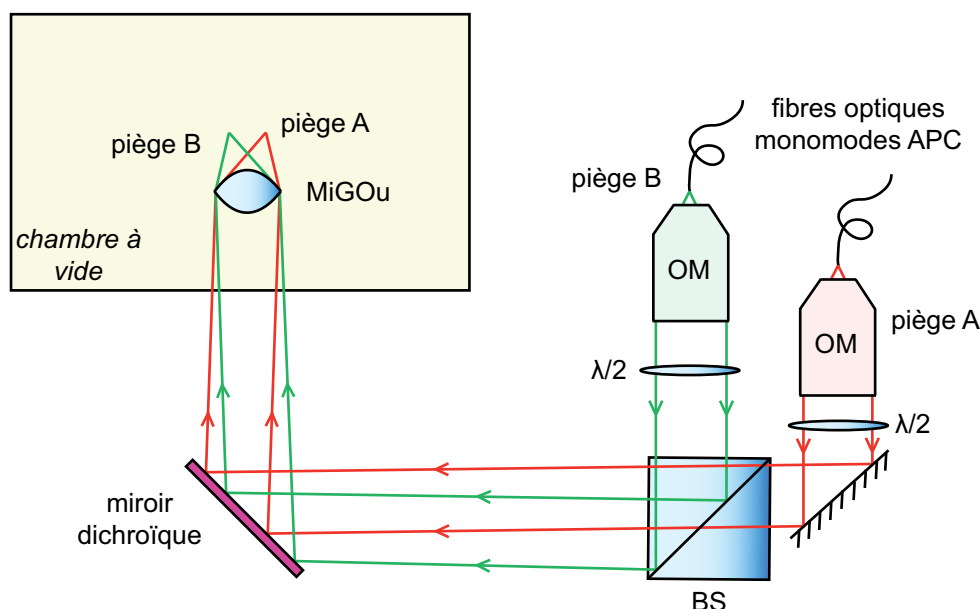


FIGURE I.3 – **Comment créer les deux pièges à 810 nm.** BS = Beam Splitter (cube non-polarisant), OM = Objectif de Microscope. Le miroir dichroïque transmet à 780 nm et réfléchit à 810 nm, ce qui permet de récupérer la fluorescence des atomes selon un chemin optique différent de celui des pièges.

solidaires de la monture de l'objectif MiGOu, et sont utilisées pour créer un gradient de champ magnétique nécessaire à la création d'un PMO (configuration anti-Helmholtz), ou pour créer un champ de biais vertical définissant l'axe de quantification et levant la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman (configuration Helmholtz). Ces bobines sont refroidies par un flux d'air continu. Nous décrivons dans cette thèse des expériences effectuées avec des atomes excités dans des états de Rydberg. Habituellement, les atomes de Rydberg sont détectés par ionisation à l'aide d'un fort champ électrique, puis détection à l'aide

d'un détecteur de particules chargées. Notre dispositif ne comporte cependant aucun de ces deux éléments. Nous verrons dans le chapitre III comment nous avons contourné ce problème.

Autour de la chambre à vide

Trois paires de bobines situées à l'extérieur de l'enceinte permettent de compenser le champ magnétique résiduel au niveau de l'atome. Nous disposons également d'une paire de bobines nous permettant de créer un champ de biais horizontal. Précisons également que la chambre à vide est située sur un marbre, et que d'une manière générale, les systèmes laser sont situés sur des tables optiques indépendantes. Les faisceaux sont amenés à la chambre à vide par des fibres optiques à maintien de polarisation.

La mélasse optique

Le piège est chargé par une mélasse optique constituée par 3 faisceaux rétro réfléchis polarisés circulairement. À cause de la présence de l'objectif, les deux faisceaux horizontaux ne peuvent pas être perpendiculaires, et forment donc un angle d'environ 20° . Ces faisceaux travaillent sur la transition D2 ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$) du ^{87}Rb à 780 nm, et plus précisément sur la transition fermée $|f = 2\rangle \rightarrow |f' = 3\rangle$ (cf. annexe A). À chacun des faisceaux de refroidissement est associé un faisceau repompeur accordé sur la transition $|f = 1\rangle \rightarrow |f' = 2\rangle$.

Les faisceaux de refroidissement sont issus d'une diode en cavité étendue commerciale (Toptica DL100) asservie par absorption saturée sur la transition $|f = 2\rangle \rightarrow |f' = 1, 3\rangle$ (*cross-over* 1/3). Le faisceau est désaccordé de $5\Gamma \approx 30$ MHz vers le rouge de la transition fermée $|f = 2\rangle \rightarrow |f' = 3\rangle$ à l'aide d'un modulateur acousto-optique (AOM : *Acousto-Optic Modulator*) qui sert également à éteindre et allumer les faisceaux (temps typique d'allumage/extinction : 300 ns). Nous disposons en outre d'obturateurs mécaniques utilisés pour des expériences très sensibles à la lumière parasite (temps typique d'allumage/extinction : 1 ms). Le faisceau repompeur est également issu d'une diode en cavité étendue asservie par absorption saturée sur le *cross-over* $|f = 1\rangle \rightarrow |f' = 1, 2\rangle$. Il est amené à résonance de la transition $|f = 1\rangle \rightarrow |f' = 2\rangle$ par un AOM. Chacun des 6 faisceaux de la mélasse a un col de 1,8 mm et une puissance typique de 3,5 mW (+300 μW de repompeur).

Notre système d'imagerie ne nous permet pas d'accéder aux caractéristiques de la mélasse optique : nous ne connaissons ni sa température, ni sa densité, ni son volume, ni son nombre d'atomes. La mélasse est simplement optimisée de façon à avoir un taux de chargement suffisant du piège dipolaire.

Source d'atomes

La mélasse optique est chargée à partir d'un jet de rubidium ralenti. Les atomes sont issus d'un four contenant un mélange isotopique $^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$ chauffé à environ 160°C et sont collimatés par des capillaires. Ce four est situé dans une chambre pompée par une pompe primaire et une pompe turbomoléculaire où règne une pression d'environ 5×10^{-7} mbar.

Un pompage différentiel assure la non-contamination de la partie ultra-vide contenant MiGOu.

Le jet atomique est ralenti par un faisceau laser issu d'une diode laser à 780 nm accordée sur la transition D2 $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ du ^{87}Rb . Lui est associée un faisceau repompeur accordé sur la transition $|5S_{1/2}, f = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$. Ces faisceaux peuvent être éteints à l'aide d'obturateurs mécaniques. Nous utilisons typiquement une puissance de 3,5 mW (+600 μW de repompeur). Les atomes ont une vitesse initiale d'environ 300 m s^{-1} et sont ralentis jusqu'à une vitesse quasi-nulle sur une distance d'environ 1 m. Pour compenser l'effet Doppler, nous balayons la fréquence des deux diodes sur plusieurs GHz toutes les 5 ms en agissant sur leurs courants. Ce dispositif est moins efficace qu'un ralentisseur Zeeman, mais possède néanmoins une efficacité largement suffisante pour charger le piège.

Notons enfin que le jet de Rubidium n'est pas dirigé exactement dans la direction de la mélasse, mais légèrement au-dessus (quelques mm). La diffusion transverse du jet assure le chargement de la mélasse optique. Ceci permet, lorsque les faisceaux ralentisseurs sont coupés, d'augmenter légèrement la durée de vie des atomes uniques.

I.2.2 Système d'imagerie

Description du système : coupler la fluorescence d'un atome dans une fibre monomode

Le dispositif décrit jusqu'à présent permet de piéger des atomes un par un : encore faut-il voir ces atomes pour juger de sa fiabilité. À cette fin, nous utilisons notre objectif MiGOu pour collecter la fluorescence de l'atome et l'envoyer vers des détecteurs, en filtrant la lumière de fluorescence via une fibre optique monomode. En effet, comme nous l'avions dit précédemment, MiGOu est aussi limité par la diffraction à 780 nm, ce qui signifie que la fluorescence collectée par l'objectif sort de la chambre à vide dans un mode spatial bien défini, et l'on peut donc *a priori* coupler cette lumière dans une fibre monomode. Le système est décrit en détail sur la figure I.4. La fluorescence des deux atomes est tout d'abord transmise par la lame dichroïque, puis collimatée à l'aide d'un doublet de focale $f=250 \text{ mm}$. Ensuite, un télescope 1 : 1,5 permet de former une image intermédiaire des deux atomes pour séparer leur fluorescence (point C)², et d'augmenter la taille du mode. Enfin, deux coupleurs commerciaux (Thorlabs F220FC-B) focalisent la lumière dans des fibres optiques monomodes PC. La taille du mode entrant dans ces coupleurs correspond bien à leur ouverture numérique. À la sortie des fibres, la lumière de chaque atome est envoyée sur une APD (*Avalanche PhotoDiode* : photodiode à avalanche). Un filtre interférentiel est placé sur le chemin optique pour supprimer la lumière parasite à 810 nm qui a pu se coupler dans la fibre.

Nous pouvons aussi utiliser un miroir à bascule situé au point B pour envoyer la fluorescence vers une caméra CCD (*Charge-Coupled Device*). Le schéma optique en espace libre n'est pas représenté sur la figure I.4, mais est décrit dans les thèses [60, 61, 62]. Nous

2. Remarquons que l'on ne peut pas utiliser l'image intermédiaire au point A pour séparer la fluorescence des deux atomes car ceci impliquerait l'installation d'optiques dans le chemin des pièges dipolaires.

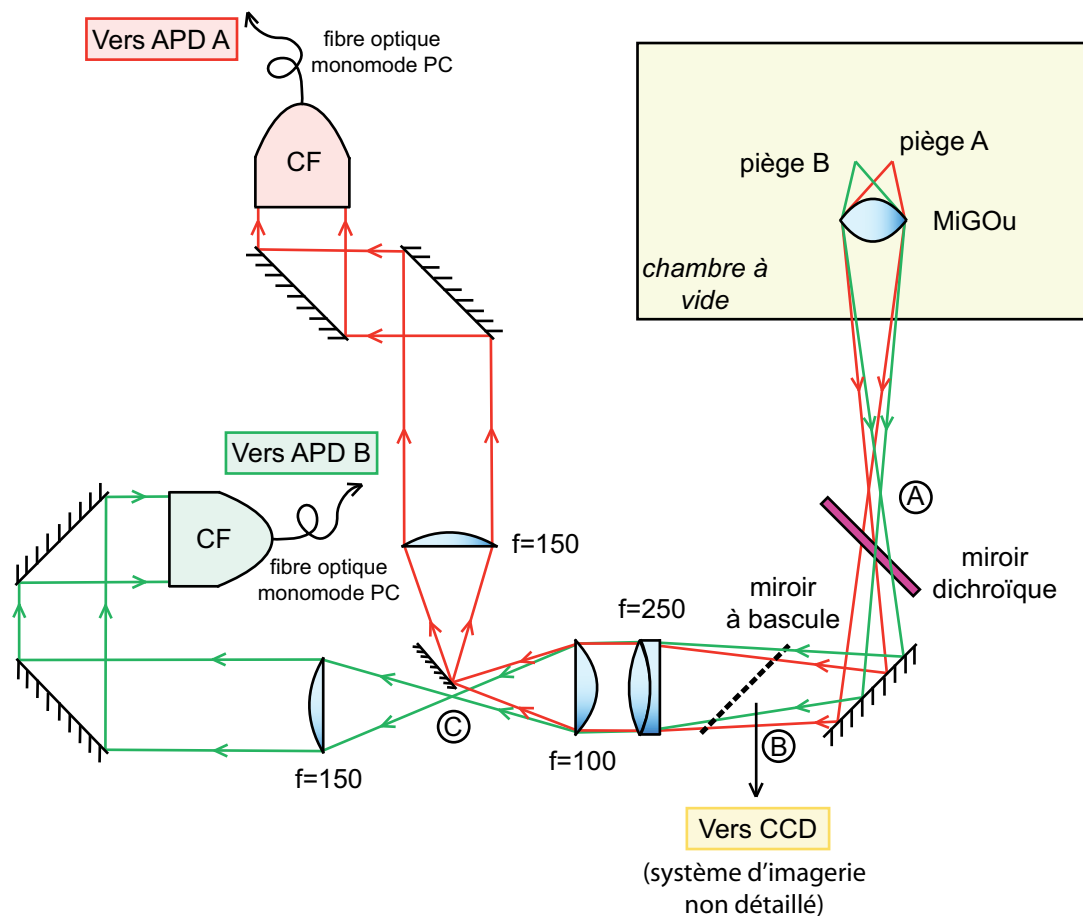


FIGURE I.4 – *Comment imager les deux pièges à 780 nm.* CF = Coupleur de Fibre. Les longueurs focales des lentilles sont données en mm. Un miroir coupé placé au point C permet de séparer la fluorescence des deux atomes. Un verre de champ (doublet $f=200$ mm, non représenté) est placé après la lame dichroïque afin de rabattre les faisceaux et de collecter plus de lumière lorsqu'on observe le PMO sur la caméra CCD.

avons mesuré son grandissement de manière précise : 1 pixel sur la caméra représente $1,2 \mu\text{m}$ au niveau du piège. Cette mesure du grandissement est décrite dans l'annexe B.

Décrivons succinctement la procédure qui nous a permis de coupler la fluorescence d'un atome dans une fibre optique monomode. Nous avons tout d'abord localisé le point de focalisation A. Pour cela on observe le PMO sur la caméra CCD. Il faut être certain qu'on regarde bien la lumière issue du « plan » contenant le piège. On place ensuite un diaphragme au point A. S'il est exactement au point A, ses contours paraîtront net, sinon, ils paraîtront flous. Nous avons trouvé expérimentalement la position du point A avec une précision de 1 cm (ce qui correspond à une précision de $2 \mu\text{m}$ dans le plan focal). On sait alors comment placer le reste des optiques de manière à conjuguer l'image intermédiaire située en A au niveau de la fibre monomode³. Ensuite, on utilise un faisceau laser à

3. Pour vérifier que les optiques étaient bien placées, nous avons envoyé un faisceau laser à 780 nm

780 nm aligné sur le piège dipolaire mais se propageant dans le sens inverse de celui du piège. On couple ce faisceau dans la fibre optique monomode de l'imagerie, ce qui garantit *a priori* le couplage de la fluorescence de l'atome dans cette fibre. On peut finalement optimiser le positionnement des différentes optiques pour maximiser le nombre de coups de fluorescence détectés.

Voir les atomes uniques

Sur la figure I.5, on peut voir les signaux de fluorescence observés quotidiennement. L'image obtenue sur la caméra CCD nous permet de placer les deux pièges avec précision. Sa faible résolution temporelle n'en fait cependant pas un bon outil pour nos expériences : on utilise donc plutôt le signal de l'APD. Sur le signal issu de cette dernière, on observe clairement la présence de deux niveaux de lumière : l'un correspond aux coups d'obscurité du détecteur, et l'autre à la fluorescence d'un atome. Le fait que les plateaux aient la même hauteur nous assure de la présence d'atomes uniques [69, 70, 71, 72]. Nous sommes donc bien en régime de blocage collisionnel [69]. Discutons rapidement l'allure du signal de

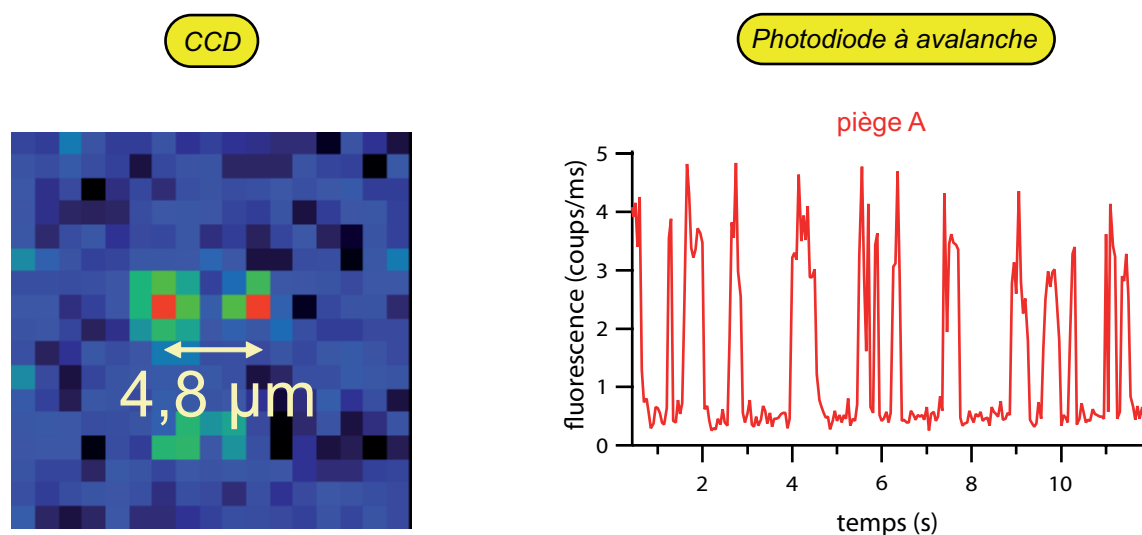


FIGURE I.5 – **Voir les atomes uniques.** Sur la caméra CCD, on voit une image en fausses couleurs des deux atomes séparés de $4,8 \mu\text{m}$ (temps de pose : 200 ms). Pour les photodiodes à avalanche, le temps d'intégration est de 50 ms.

l'APD. On voit que le taux de comptage vaut environ 3,5 coups/ms. Sachant que le temps d'intégration est de 50 ms, on collecte donc 175 photons par « boîte », et le bruit de photon associé est de $\sqrt{175} \approx 13$ photons. Les fluctuations de hauteur des plateaux ne sont donc pas simplement dues au bruit de photon. Nous les attribuons à des fluctuations locales de l'intensité des faisceaux de mélasse et à des événements pour lesquels un atome reste dans le piège pendant un temps inférieur au temps d'intégration de l'APD. On peut cependant fixer un seuil de comptage au-dessus duquel on peut dire qu'un atome est présent (par exemple 2 coups/ms ici).

dans la fibre optique, selon le chemin optique inverse. Ce faisceau se focalisait bien au point A.

En observant la fluorescence de l'atome pendant 10 ms, on collecte environ (40 ± 6) photons si l'atome est présent. 10 ms de collection de la lumière issue de la région de piégeage suffisent donc à dire si un atome est présent ou absent avec une probabilité de 99 % [61]. Notons qu'il est cependant préférable de sous-estimer légèrement le seuil car la fluorescence de l'atome a tendance à fluctuer contrairement à la lumière de fond.

Performance du nouveau système d'imagerie

Le système d'imagerie qui était utilisé sur l'expérience avant cette thèse était réalisé entièrement en espace libre. Il permettait de collecter environ $\eta_{\text{espace libre}} = 1\%$ des photons émis par l'atome sur l'APD [61, 62]. Par rapport à ce dernier, l'efficacité de collection de notre nouveau système fibré est

$$\frac{\eta_{\text{fibre}}}{\eta_{\text{espace libre}}} \approx 60\% , \quad (\text{I.16})$$

ce qui est donc moins bon que l'ancien système. Cependant, le filtrage spatial est bien meilleur, et l'on n'observe quasiment pas de lumière parasite sur les signaux (le fond est majoritairement dû aux coups d'obscurité des APD). Ceci n'était pas le cas du système en espace libre pour lequel on avait plusieurs milliers de coups/s de lumière parasite, avec des fluctuations importantes. Il est donc maintenant bien plus aisé de fixer un seuil de présence de l'atome.

I.2.3 Acquisition des données

Système d'acquisition

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, nous pouvons collecter la fluorescence des atomes sur une caméra CCD ou sur des APD. La caméra CCD nous sert uniquement lors des procédures d'alignement. Pour les expériences, nous utilisons exclusivement les signaux issus des APD. Chacune d'entre elles génère, pour un photon reçu, une impulsion TTL (*Transistor-Transistor Logic*) de 50 ns avec un temps mort de 50 ns. Le signal des APD est envoyé vers un ordinateur via une carte d'acquisition (National Instruments PCI 6713). Cette carte possède deux compteurs, ce qui nous permet d'observer indépendamment la fluorescence des deux atomes. Leur résolution temporelle peut descendre jusqu'à 2 μs (nous utilisons typiquement une résolution de 250 μs). La carte est pilotée par une interface programmée sous Igor Pro.

La carte possède en outre huit sorties digitales (résolution temporelle : 1 ms après passage dans un registre de synchronisation, *buffer*) et huit sorties analogiques (résolution temporelle : 2 μs). Une de ces sorties analogiques génère un signal d'horloge permettant de synchroniser entre elles les sorties digitales et analogiques. Ces sorties sont reliées aux différents dispositifs électroniques de l'expérience pour allumer/éteindre des faisceaux, commuter des champs magnétiques, etc. Lorsque nous souhaitons générer des signaux très courts ($< 2 \mu\text{s}$), nous utilisons des générateurs d'impulsions (TTI modèle TGP110) déclenchés par la carte d'acquisition. Enfin, certains dispositifs électroniques sont reliés à l'ordinateur par GPIB. On améliore ainsi l'automatisme des expériences.

Séquence typiquement réalisée

Nous avons vu au paragraphe I.2.2 que nous pouvons fixer un seuil de présence de l'atome dans le piège. La plupart de nos expériences ont été réalisées en utilisant la séquence représentée sur la figure I.6, qui est déclenchée par la présence de l'atome (ou des deux atomes) dans le piège (ou les deux pièges). Pendant son chargement, le piège

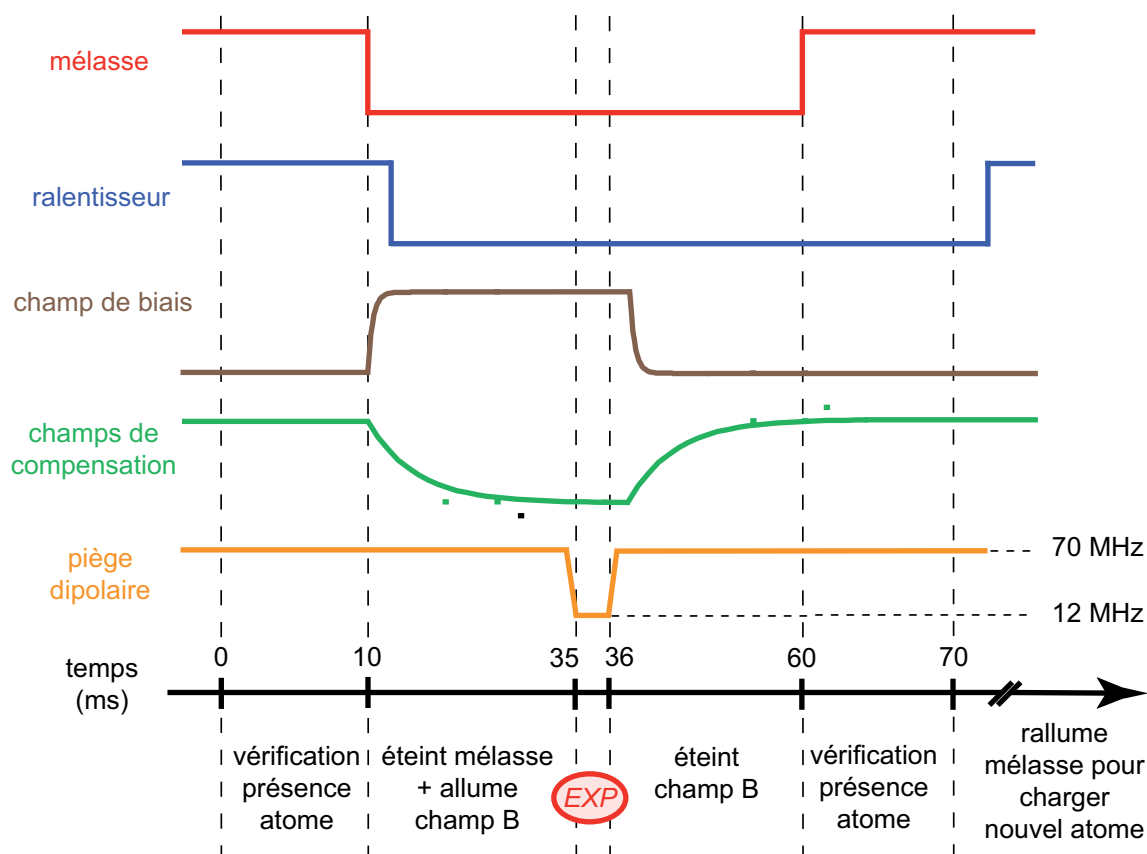


FIGURE I.6 – *Séquence typiquement utilisée pour les expériences décrites dans ce manuscrit.* Les champs de compensation sont commutés de la valeur optimale pour le chargement du piège à la valeur qui compense le champ magnétique résiduel. L'expérience est en général réalisée dans une fenêtre de 1 ms.

a en général une profondeur de 70 MHz. On commence par vérifier si l'atome est bien là en collectant sa fluorescence pendant 10 ms. On éteint alors les faisceaux de mélasse et du ralentisseur, ce qui détruit la mélasse qui était encore présente autour de l'atome : on se retrouve donc avec l'atome seul dans la pince optique. On allume alors le champ de biais vertical (-9 G) qui définit l'axe de quantification, et on commute les champs de compensation vers la valeur qui compense le champ résiduel. L'atome voit alors un champ de quantification bien vertical. On baisse ensuite la profondeur du piège, typiquement à 12 MHz, afin que les déplacements lumineux des niveaux d'énergie de l'atome soient moins importants (l'atome est aussi refroidi adiabatiquement). On réalise à ce moment

l'expérience proprement dite (par exemple une rotation Raman ou une excitation vers un état de Rydberg). On commute alors à nouveau les champs magnétiques et on vérifie finalement si l'atome est toujours là.

Chaque expérience est en général répétée 100 fois afin d'avoir un bon rapport signal sur bruit. Avec le taux de chargement typique du piège, il faut 30 s à 2 min (dépendant du taux de recapture) pour réaliser 100 expériences.

I.3 Quatre expériences de caractérisation du piège et de l'état de l'atome

Décrivons à présent quatre expériences permettant de caractériser notre piège à atomes uniques. Le principe de ces expériences a été défini lors des thèses effectuées précédemment sur ce dispositif expérimental : elles sont maintenant bien maîtrisées. Cependant, comme nous avons déménagé l'expérience du site d'Orsay au site de Palaiseau, nous avons tenu à les refaire pour vérifier que le piège fonctionnait correctement.

I.3.1 Première expérience : durée de vie de l'atome

Une première expérience consiste à savoir combien de temps l'atome peut rester dans le piège. Pour cela, on réalise l'expérience simple suivante :

- on attend qu'un atome entre dans le piège ;
- on éteint la mélasse ;
- on laisse l'atome seul dans le piège un certain temps ;
- enfin, on vérifie si l'atome est toujours là après ce laps de temps passé seul dans le piège.

Pour chaque durée, on répète la séquence 100 fois. La figure I.7 montre le résultat de cette expérience pour un piège d'une profondeur $U_0 = 65$ MHz (soit 3,1 mK). On voit que la durée de vie de l'atome est d'environ 1 s.

La fonction utilisée pour ajuster cette courbe est décrite dans la référence [62] (p. 95–97). Elle suppose la présence de deux mécanismes limitant la durée de vie de l'atome : les collisions avec les molécules du gaz résiduel (pression dans l'enceinte à vide : 2×10^{-9} mbar) et le chauffage de l'atome. Comme les deux mécanismes sont indépendants, on peut écrire la probabilité de présence de l'atome dans le piège en fonction du temps d'attente sous la forme

$$P(t) = e^{-t/\tau} \times f(t) , \quad (\text{I.17})$$

où la décroissance exponentielle avec un temps caractéristique τ est due aux collisions avec les molécules résiduelles. La fonction f , qui décrit le chauffage de l'atome, suppose un piège harmonique de profondeur U_0 et un taux de chauffage linéaire α . Elle s'écrit

$$f(t) = 1 - \left(1 + \frac{U_0}{k_B(T + \alpha t)} + \frac{U_0^2}{k_B^2(T + \alpha t)^2} \right) e^{-\frac{U_0}{k_B(T + \alpha t)}} , \quad (\text{I.18})$$

où T est la « température » de l'atome (décrite dans la section suivante). Nous avons ajusté nos données avec cette fonction ; les seuls paramètres libres sont le taux de chauffage

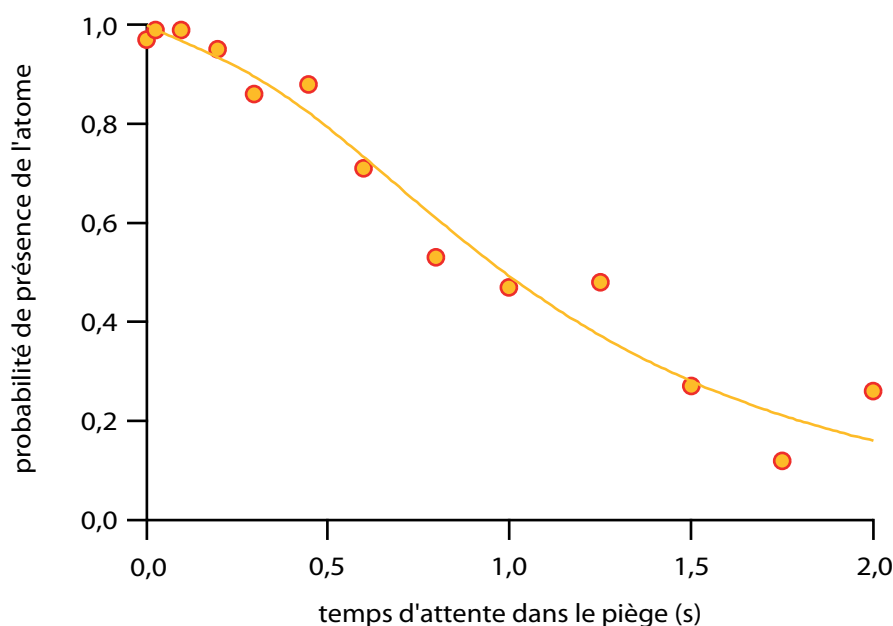


FIGURE I.7 – *Mesure de la durée de vie de l'atome dans un piège de profondeur 65 MHz*. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. Le modèle utilisé pour l'ajustement est discuté dans le texte.

α et la durée τ (on a fixé $U_0 = 3,1$ mK et $T = 165$ μ K). L'ajustement donne $\alpha = (0,90 \pm 0,04)$ mK/s et $\tau = (3,1 \pm 1,5)$ s.

Le chauffage peut avoir plusieurs causes. On peut en premier lieu penser à la diffusion hors-résonance de photons du piège dipolaire [67]. Le taux de chauffage théorique associé vaut 0,1 mK/s [62, 63, 67], valeur bien plus faible que celle mesurée. Il peut également y avoir d'autres mécanismes de chauffage dus aux fluctuations de puissance ou de pointé du piège, mais leur contribution est également négligeable [63]. L'hypothèse la plus plausible pour expliquer le fort taux de chauffage mesuré semble être la présence de lumière résonnante parasite, par exemple issue de la diffusion de fuites des faisceaux de la mélasse optique par les montures de MiGOu.

La durée de vie de l'atome dans le piège est relativement petite (par rapport à un piège à particules chargées par exemple). Cependant, nos expériences durent en général 70 ms. Après une telle durée, le modèle simple avec lequel nous avons ajusté la courbe nous donne une probabilité de 98 % de recapturer l'atome, ce qui est amplement suffisant pour nos expériences.

I.3.2 Deuxième expérience : « température » de l'atome

Parler de température pour un atome unique peut sembler incongru. Chaque atome chargé dans la pince optique a une énergie donnée, mais cette énergie peut varier d'un atome à l'autre. Cependant, si on regarde la distribution d'énergie formée par les atomes uniques piégés successivement, on se rend compte qu'il s'agit d'une distribution thermique

(distribution de Boltzmann) [73]. Par mesure de la « température de l'atome », nous entendons donc une mesure de l'énergie moyenne de cette distribution.

Pour mesurer cette température nous utilisons une méthode de lâcher/recapture : une fois un atome piégé, on coupe le piège pendant un temps variable (de l'ordre de la μs) puis on le rallume. Pendant cette coupure, un atome « chaud » pourra quitter la région de piégeage plus facilement qu'un atome « froid ». La figure I.8 montre une réalisation expérimentale de cette mesure. On utilise ici la séquence décrite à la page 29. Une fois la profondeur du piège baissée à 12 MHz, on coupe celui-ci pendant un temps variable. On vérifie ensuite si l'atome est toujours présent après la coupure. Pour chaque durée de coupure, les probabilités de recapture sont mesurées en moyennant le résultat de 200 expériences.

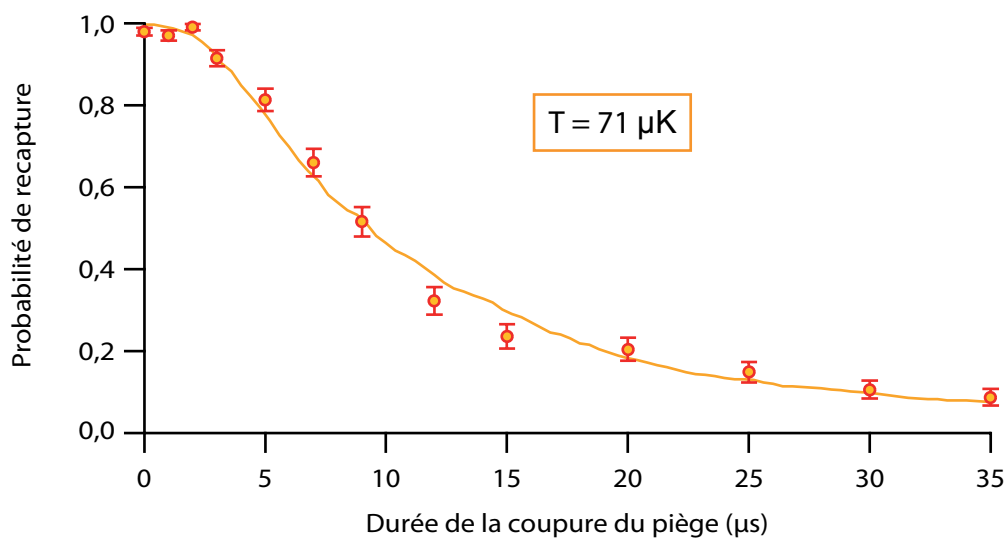


FIGURE I.8 – *Mesure de la température de l'atome dans un piège de profondeur 12 MHz (soit 0,58 mK). Chaque point est la moyenne de 200 expériences. Les barres d'erreurs correspondent à l'incertitude statistique pour une distribution binômiale.*

En comparant les données à une simulation Monte-Carlo [73], on peut extraire la température de l'atome. Ici, pour un piège d'une profondeur de 12 MHz (*i. e.* 0,58 mK), on trouve une température de $(71 \pm 5) \mu\text{K}$ (la barre d'erreur est due à l'ajustement « à l'œil » par le résultat de la simulation Monte-Carlo). Cette valeur est comparable aux températures mesurées dans d'autres pièges dipolaires [53, 67, 70, 71].

Nous avons aussi répété cette expérience pour une profondeur du piège de 70 MHz. On trouve alors une température de 210 μK . Ce résultat est compatible avec un refroidissement adiabatique lors de la baisse de la profondeur du piège, qui devrait en principe amener la température de l'atome à 79 μK ⁴. Quand le piège est baissé, la température, c'est-à-dire l'énergie moyenne de l'atome, est donc environ dix fois plus petite que la profondeur du piège. L'atome n'explore donc que le fond de celui-ci et l'approximation

4. Lors d'un refroidissement adiabatique, la température varie comme la racine de la profondeur du piège $T \propto \sqrt{U}$.

harmonique est bien vérifiée. Il est donc légitime d'essayer de mesurer les fréquences d'oscillation de notre piège.

I.3.3 Troisième expérience : fréquence d'oscillation radiale du piège

Généralement, on mesure la fréquence d'oscillation d'un piège harmonique (contenant un ou plusieurs atomes) en modulant sa profondeur et en mesurant la probabilité de perte des atomes en fonction de la fréquence de cette modulation : lorsque cette fréquence est proche de la fréquence d'oscillation du piège, les atomes sont chauffés et éjectés du piège. G.-O. Reymond a montré au cours de sa thèse [61] qu'il existe une manière plus précise pour nous de mesurer cette fréquence, en utilisant des atomes uniques. Cette méthode s'inspire de la référence [74].

La séquence appliquée à l'atome est exactement la même que pour une mesure de température mais on réalise deux coupures du piège (2 μ s et 4 μ s), séparées par un délai variable. On peut comprendre l'action de cette séquence intuitivement, en considérant un modèle classique : chaque atome est vu comme une « bille » qui oscille au fond du piège.

La première coupure (assez courte pour ne pas avoir une probabilité trop grande de perdre l'atome, environ 10 % de pertes) « remet en phase » le mouvement des atomes :

- si l'atome était au maximum d'amplitude de son mouvement au moment de la coupure (et donc avait une vitesse faible), cette coupure ne perturbe quasiment pas son mouvement ;
- si l'atome était au fond du piège (et donc avait une vitesse importante), il se retrouve au bord du piège après la coupure.

Dans les deux cas, après cette première coupure, l'atome se retrouve au maximum d'amplitude de son mouvement : les atomes sont en phase.

On applique alors une seconde coupure après un délai variable. Au moment de cette seconde coupure, l'atome sera soit au fond du piège (sa vitesse est alors élevée et on a une grande probabilité de le perdre), soit au bord du piège (sa vitesse est alors faible et on a une faible probabilité de le perdre). On s'attend donc à avoir une probabilité de recapture oscillant avec une fréquence *double* de la fréquence d'oscillation du piège (à cause de la symétrie du mouvement des atomes).

On voit sur la figure I.9 une réalisation expérimentale de cette séquence pour un piège d'une profondeur de 24 MHz. On observe bien les oscillations attendues. L'amortissement est ici dû à l'anharmonicité du potentiel de piégeage. En effet, après la première coupure, certains atomes oscillent avec une amplitude assez grande pour explorer les régions où le potentiel n'est plus harmonique. On aurait pu réduire la durée de la première coupure pour améliorer cet amortissement, mais cela aurait diminué le contraste des oscillations.

Avec cette méthode de mesure, on a seulement accès à la fréquence d'oscillation radiale du piège. La fréquence longitudinale est trop faible pour intervenir. La fréquence d'oscillation radiale obtenue est

$$\omega_r/2\pi = (120 \pm 8) \text{ kHz} , \tag{I.19}$$

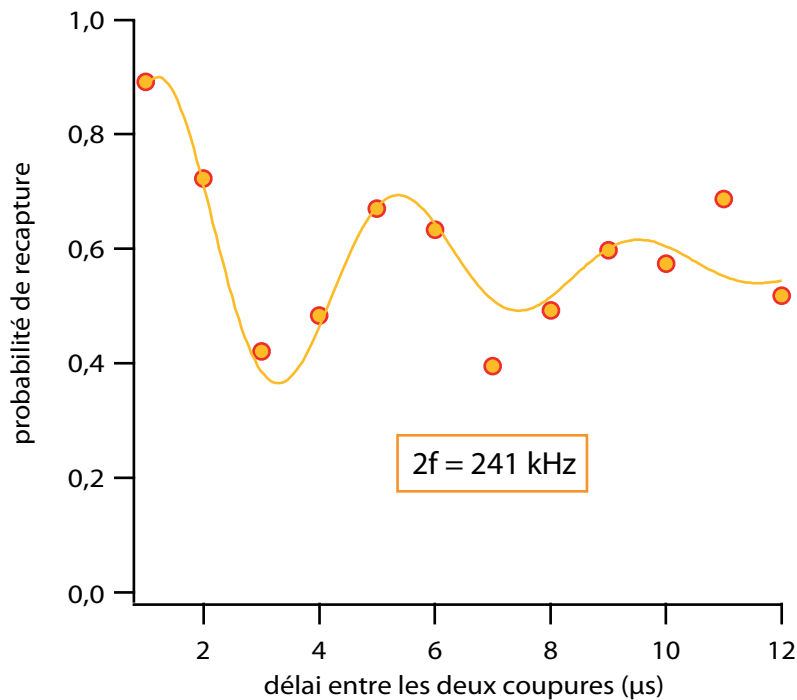


FIGURE I.9 – *Mesure de la fréquence d'oscillation radiale du piège.* La profondeur du piège est de 24 MHz. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. L'ajustement est fait par la fonction $y_0 + A \exp(-t/\tau) \times \sin(2\pi \times 2f t)$. On obtient une fréquence d'oscillation radiale de $\omega_r = 2\pi \times 120$ kHz.

la barre d'erreur venant de l'ajustement. Dans une approche quantique, cette fréquence correspond à l'écart d'énergie entre deux états « vibrationnels » accessibles au mouvement de l'atome dans le piège harmonique. D'après la mesure de température de l'atome décrite au paragraphe précédent ($T=70$ μK, soit 1,5 MHz), l'atome occupe une dizaine d'états vibrationnels, ce qui justifie *a posteriori* notre traitement classique du mouvement de l'atome.

Notre faisceau piège est très bien approximé par un profil gaussien, il existe donc une relation entre les fréquences d'oscillation longitudinale et radiale :

$$\omega_z = \frac{\lambda}{\sqrt{2}\pi w_0} \omega_r, \quad \text{avec} \quad \omega_r = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m w_0^2}} \quad (\text{I.20})$$

(U_0 est la profondeur du piège). Pour extraire ω_z , nous devons donc connaître le col du faisceau piège w_0 , que nous pouvons extraire en mesurant la profondeur du potentiel.

I.3.4 Quatrième expérience : mesure de la profondeur du piège

Notre protocole de mesure de la profondeur U_0 du piège est basé sur la mesure de la fréquence de résonance de la transition $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 3, m'_f = 3\rangle$.

En effet, pour cette transition, le niveau excité n'est quasiment pas déplacé, alors que le niveau fondamental est déplacé de U_0 [62] (voir figure I.10)⁵. Pour mesurer cette fréquence de résonance, on illumine l'atome par une sonde polarisée σ^+ dont on balaie la fréquence et on regarde pour quelle fréquence l'atome émet un maximum de fluorescence. La sonde est rétrofléchée afin de ne pas chauffer excessivement l'atome [62]. Pour cette mesure, il n'y a pas de champ de biais définissant l'axe de quantification car celui-ci déplacerait aussi les niveaux par effet Zeeman : c'est donc la polarisation du piège qui fixe l'axe de quantification. On trouve donc une profondeur de $(48,2 \pm 0,5)$ MHz (barre d'erreur

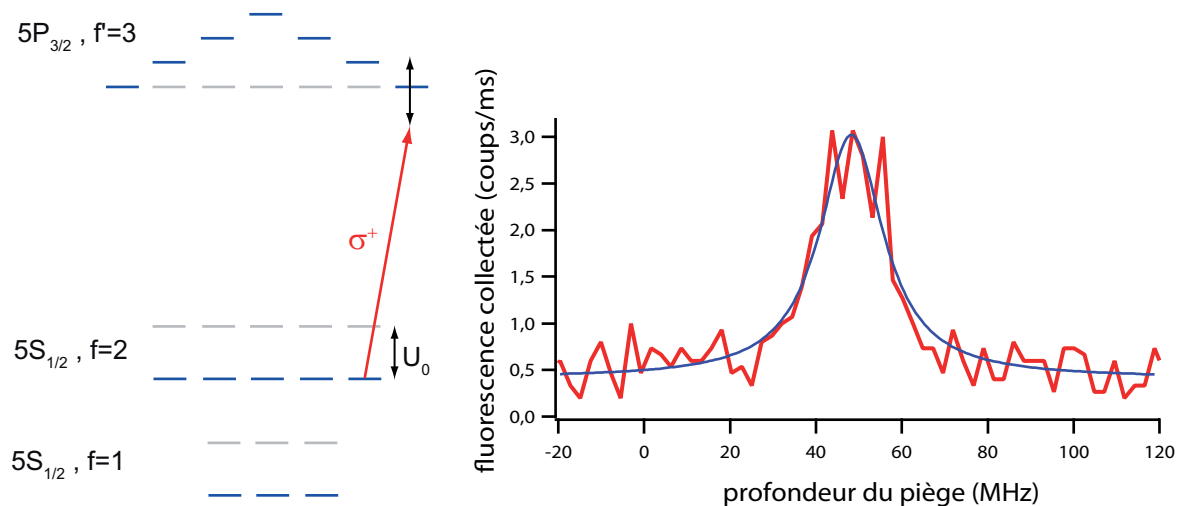


FIGURE I.10 – *Mesure de la profondeur du piège dipolaire.* On note U_0 la profondeur du piège. Le pic de fluorescence est obtenu en moyennant le résultat de 500 expériences. L'ajustement du pic de fluorescence est lorentzien.

de l'ajustement lorentzien) pour une puissance du faisceau piège de $(2 \pm 0,05)$ mW. Remarquons que la largeur du pic de fluorescence (l'ajustement donne une largeur FWHM de 18,2 MHz) est plus grande que la largeur naturelle de 6 MHz attendue et l'erreur de mesure du centre de la raie est donc augmentée. Ceci est dû en partie au chauffage de l'atome au cours de son illumination par le faisceau sonde, mais surtout à un élargissement de la raie par saturation [62]. On peut éviter ce problème en diminuant la puissance de la sonde, mais on collecte alors moins de lumière de fluorescence. La courbe de la figure I.10 représente un bon compromis.

On peut extraire la taille du faisceau piège au niveau de son col à partir de ces données :

$$w_0 = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m\omega_r^2}} = 0,89 \mu\text{m} , \quad (\text{I.21})$$

5. Nous avons précisé au paragraphe I.1.1, page 19, qu'un atome à deux niveaux n'est piégé que s'il passe une majorité du temps dans l'état fondamental, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de faisceau laser saturant la transition. Or, si les faisceaux de la mélasse sont assez puissants pour être saturants, l'atome cycle en majorité sur la transition $|f = 2, m_f = 2\rangle \rightarrow |f' = 3, m'_f = 3\rangle$ d'après [75]. Comme l'état $|f' = 3, m'_f = 3\rangle$, n'est pas déplacé, l'atome restera bien piégé.

ainsi que la fréquence d'oscillation longitudinale (pour une profondeur de piège de 24 MHz) :

$$\omega_z = \frac{\lambda}{\sqrt{2} \pi w_0} \omega_r = 2 \pi \times 24 \text{ kHz} . \quad (\text{I.22})$$

I.4 Placer deux pièges à une distance contrôlée

Comme nous l'avons déjà dit, nous souhaitons réaliser des expériences où deux atomes séparés de quelques micromètres interagissent lorsqu'ils sont excités vers des états de Rydberg. Il faut donc être capable de placer les deux pièges l'un à côté de l'autre de manière précise. De plus, nous souhaitons que les deux pièges soient au centre du champ de MiGOu pour qu'ils aient le même profil.

I.4.1 Placer un piège au centre du champ de MiGOu en mesurant des déplacements lumineux

Commençons par décrire la méthode permettant de placer *un* piège au centre du champ de l'objectif. Celle-ci est basée sur la mesure de la profondeur du piège en fonction de sa position. En effet, lorsque le piège n'est pas exactement au centre du champ de MiGOu, sa taille augmente à cause des aberrations, et pour une puissance P donnée, sa profondeur U_0 (c'est-à-dire le déplacement lumineux) est donc plus faible :

$$U_0 \propto I = \frac{2P}{\pi w^2} . \quad (\text{I.23})$$

Nous avons donc mesuré la profondeur du piège en fonction de sa position en utilisant la méthode décrite dans le paragraphe précédent. La position du piège est modifiée en déplaçant l'objectif Nacet par rapport à la fibre du piège (voir figure I.3, page 23). Pour chaque position, la puissance du faisceau piège est mesurée soigneusement de manière à la garder constante. On obtient les courbes de la figure I.11. On voit que le champ transverse de MiGOu est d'environ 10 μm . Pour la direction longitudinale, la courbe obtenue est compatible avec des calculs effectués connaissant le profil et les indices de chacune des 9 lentilles de MiGOu. On observe la présence d'un plateau pour lequel ces calculs nous disent que le piège garde un col constant mais se déplace longitudinalement. À partir des simulations et des mesures de profondeur de piège, on peut centrer ce dernier.

En conclusion, nous sommes capables de placer le piège au centre du champ de l'objectif MiGOu. C'est pour cette position que le confinement de l'atome est le meilleur et qu'on est au maximum de collection de fluorescence de l'atome car ce dernier est alors au centre de courbure de la dernière lentille de MiGOu.

I.4.2 Placement transversal et longitudinal des deux pièges

Alignement transverse

Une fois que l'un des pièges est bien aligné au centre du champ de MiGOu, il est relativement aisé d'aligner le second piège. L'alignement transversal est le plus simple. Il suffit d'observer les deux pièges sur la caméra CCD et de déplacer le second jusqu'à

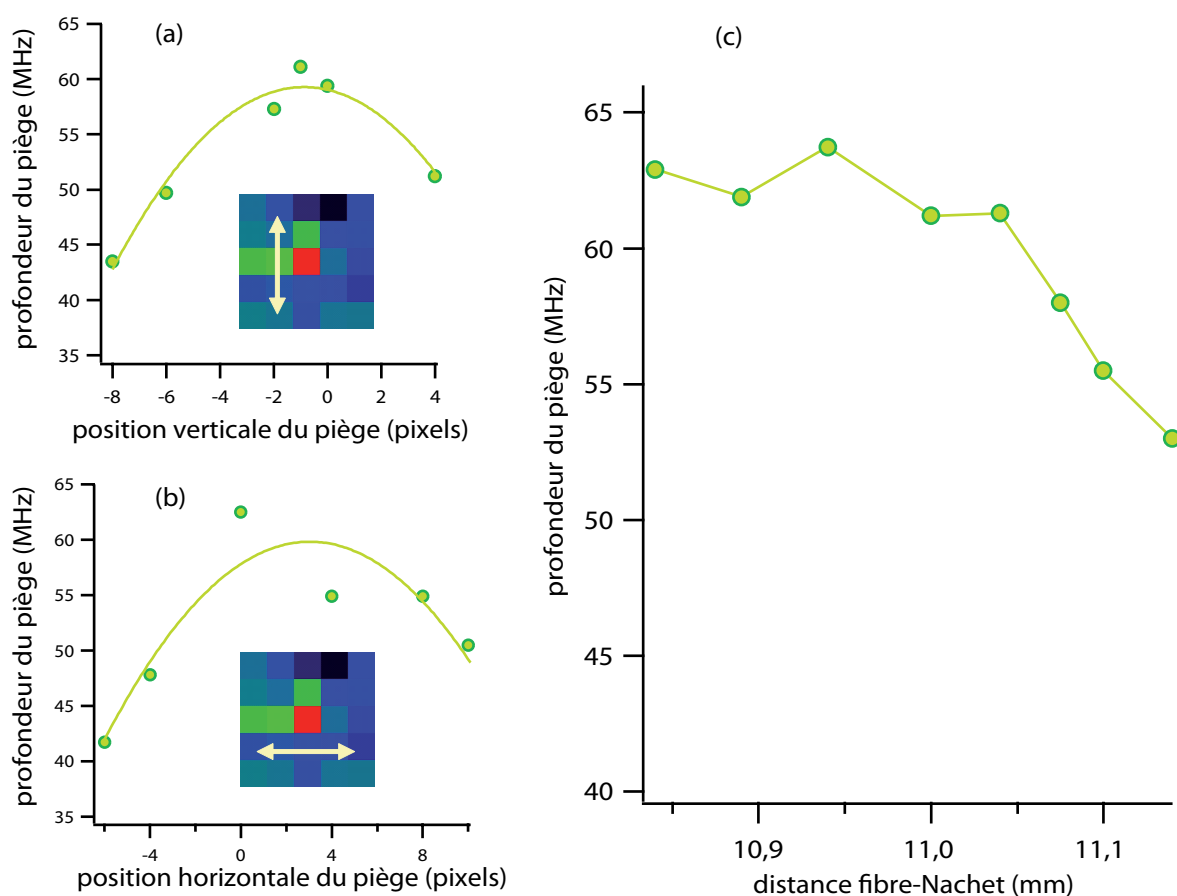


FIGURE I.11 – *Profondeur du piège dipolaire en fonction de sa position à puissance du faisceau de piégeage constante* : (a) et (b) lorsqu'on déplace le piège transversalement ; (c) lorsqu'on déplace le piège longitudinalement. Pour (a) et (b), les lignes pleines servent de guides pour l'œil.

ce qu'il soit sur le même pixel que le premier. On peut alors éloigner les deux pièges du centre et choisir leur distance relative. Sachant qu'un pixel correspond à $1,2 \mu\text{m}$, on est capable de fixer cette distance avec une précision d'environ $\pm 600 \text{ nm}$ ⁶.

Alignement longitudinal

La position longitudinale d'un piège dépend de la convergence du faisceau attaquant MiGOu (voir figure I.3, page 23). Pour le piège que nous avons préalablement aligné au centre du champ de MiGOu, le faisceau est légèrement convergent : il focalise environ 4 m après l'objectif Nachet. Pour avoir le même alignement longitudinal pour le second piège, il suffit de lui donner la même convergence qu'au premier. La figure I.12 présente les mesures de convergence des faisceaux pièges faites une fois que nous avons aligné les

6. Pour toutes nos expériences, nous avons placé les pièges en observant « à l'œil » le signal de la caméra CCD. Pour être plus précis, il aurait fallu analyser plus en détail ce signal. Ceci est important si on effectue par exemple une étude de la force du blocage dipolaire en fonction de la distance entre les deux atomes (cf. chapitre IV).

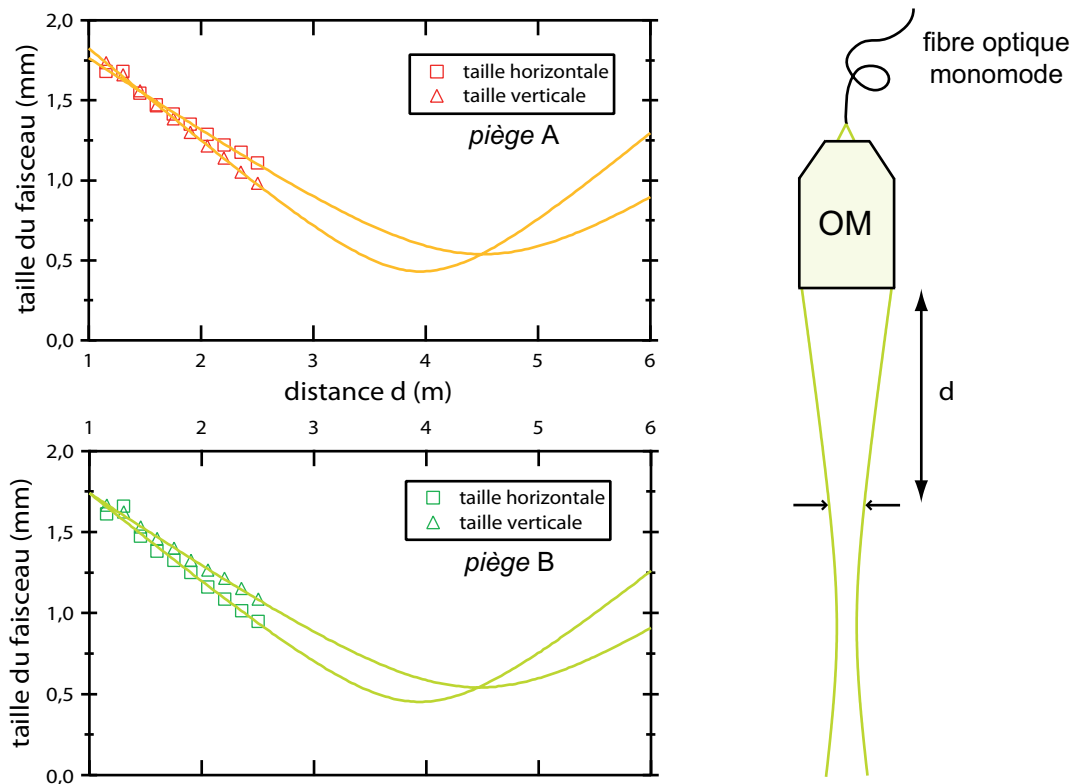


FIGURE I.12 – *Mesure de la convergence des faisceaux de piégeage.* OM : Objectif de Microscope Nacet. La taille du faisceau de piégeage (demi-largeur à $1/e^2$) est mesurée en fonction de la distance à l'objectif qui « collimate » le faisceau, ce pour les directions horizontale et verticale. Les données sont ajustées en supposant un profil gaussien avec pour paramètres libres la position et la taille du col.

deux pièges longitudinalement. Ces graphes représentent simplement la taille de chaque faisceau (horizontalement et verticalement) en fonction de la distance par rapport aux objectifs Nacet qui « collimatent » chacun des pièges. Cette mesure a été réalisée à l'aide d'un profilomètre Thorlabs.

Regardons plus en détail les données pour le piège A. On remarque que le piège n'est pas symétrique : il focalise à une distance de 4,51 m horizontalement et 3,96 m verticalement. Ceci peut être dû à des défauts des optiques utilisées (miroirs) ou encore à la forme du faisceau issu de la fibre optique (certaines fibres à maintien de polarisation ont un cœur elliptique). Nous n'avons cependant pas clairement identifié la cause de ce défaut. Ainsi, dans le plan focal de MiGO_U, le faisceau ne converge pas exactement à la même position dans les deux directions. Nous avons calculé que ceci équivaut à une erreur d'environ 600 nm. Compte tenu de la longueur de Rayleigh de 3,1 μm on peut raisonnablement considérer que le piège a un profil symétrique. Le même défaut est présent pour le second piège : cette fois, c'est la direction horizontale qui converge avant la direction verticale.

Finalement, en considérant la convergence des faisceaux pièges moyennée sur les deux

directions, on trouve que le premier piège converge à une distance $d_A = (4,23 \pm 0,07)$ m et le second à une distance $d_B = (4,21 \pm 0,08)$ m (les barres d'erreur proviennent des ajustements). La différence de convergence entre les deux pièges équivaut à une différence de seulement 50 nm dans le plan focal de MiGOu. Enfin, remarquons que, d'après ces données, la taille de chaque faisceau piège au niveau du premier dioptre de MiGOu est d'environ 2 mm (demi-largeur à $1/e^2$). Cela signifie que le faisceau ne couvre pas entièrement ce dioptre qui a un diamètre de 5 mm et l'on peut raisonnablement considérer que le piège conservera un profil gaussien au cours de sa propagation.

I.4.3 Séparer la fluorescence des deux pièges

Une fois que nous avons placé les deux pièges à une distance donnée, il faut être capable de collecter séparément la fluorescence issue de chaque piège. Nous avons déjà vu comment sur la figure I.4 page 26. Dans le télescope, au niveau du point C (point de formation de l'image intermédiaire des pièges), on place un miroir coupé qui sépare les images des deux pièges. Plus les pièges sont proches, et plus il va être difficile de séparer les images. Pour quantifier cela, nous avons mesuré la taille du mode spatial de la fluorescence récoltée par MiGOu. Nous avons pour cela utilisé la méthode consistant à obturer progressivement la lumière avec une lame de rasoir, mais au lieu de mesurer la puissance d'un laser, nous mesurons ici la force du signal de fluorescence de l'atome unique. Une telle mesure de la taille du mode de fluorescence est donnée dans l'insert de la figure I.13.

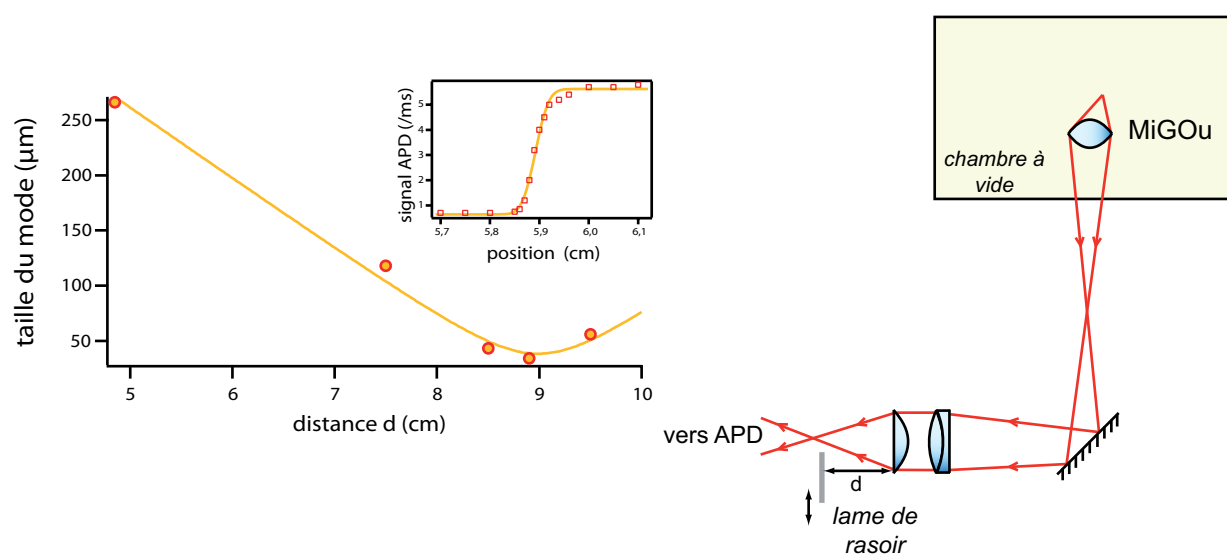


FIGURE I.13 – **Séparer la fluorescence issue des deux pièges.** Au point de focalisation ($d=8,99$ cm), on obtient un col de $34 \mu\text{m}$ (demi-largeur à $1/e^2$). En insert, une mesure de la taille du mode de fluorescence collecté par MiGOu pour $d=8,5$ cm. Les ajustements sont faits en supposant un profil gaussien.

Nous avons tout d'abord mesuré la taille du mode pour différentes positions dans le télescope afin de déterminer où se situe le « col » du mode. À cette position, on mesure

une taille du mode $w = 34 \mu\text{m}$ ($35 \mu\text{m}$ pour le second piège). Lorsqu'on sépare les deux pièges de 3 pixels sur la caméra CCD (*i. e.* $3,6 \mu\text{m}$), on trouve que la séparation entre les deux images dans le télescope vaut $130 \mu\text{m}$. On en déduit qu'on sera capable de séparer la fluorescence des deux pièges sans perdre trop de lumière jusqu'à une distance entre les atomes d'environ $2 \mu\text{m}$. En pratique, nous n'avons jamais fixé la distance interatomique en dessous de $3,6 \mu\text{m}$.

I.5 Conclusion

Nous avons donc décrit dans ce chapitre un dispositif permettant de piéger quotidiennement des atomes de ^{87}Rb un par un dans un piège dipolaire microscopique. Le piège est créé par focalisation d'un faisceau à 810 nm grâce à un objectif fabriqué dans notre laboratoire. Le col du faisceau de piégeage a une taille d'environ $1 \mu\text{m}$. Ces atomes peuvent être observés en récoltant leur lumière de fluorescence, en la filtrant à travers une fibre optique monomode et en l'envoyant vers une photodiode à avalanche.

Les expériences décrites dans la suite de ce manuscrit sont en général réalisées dans un piège d'une profondeur de 12 MHz (*i. e.* $0,58 \text{ mK}$). Résumons les propriétés du piège à une telle profondeur :

- la température de l'atome est de $70 \mu\text{K}$, l'atome n'explore donc que le fond du piège ;
- le taux de chauffage de l'atome est faible ($0,9 \text{ mK/s}$), et pour une séquence typique de 70 ms , on a 98% de chance de garder l'atome piégé ;
- les fréquences d'oscillation radiale et longitudinale sont de 85 et 17 kHz ;
- comme l'énergie moyenne des atomes est beaucoup plus grande que le quantum d'énergie associé aux fréquences d'oscillation, on peut considérer que chaque atome oscille au fond du piège. L'amplitude du mouvement vaut 150 nm radialement et 770 nm longitudinalement (écarts-types des distributions de position).

Nous avons également montré comment placer deux atomes dans deux pinces optiques indépendantes à une distance contrôlée. Longitudinalement la position relative des centres des pièges est fixée avec une précision de 50 nm . Radialement, on peut varier la distance entre les pièges d'environ 3 à $20 \mu\text{m}$, avec une précision de 600 nm .

Les atomes sont confinés dans un volume très petit ($<1 \mu\text{m}^3$) et leur position dans l'espace est donc bien définie. Ceci est un grand avantage par rapport à d'autres expériences de piégeage d'atomes uniques (par exemple, pour les pièges utilisés dans le groupe de M. Saffman, l'amplitude du mouvement de l'atome est d'environ $10 \mu\text{m}$ [53]). En effet, l'énergie d'interaction entre deux atomes de Rydberg, qui varie en R^{-3} ou R^{-6} (R est la distance interatomique) sera également bien définie dans nos expériences.

Notons finalement que la stabilité optique du dispositif expérimental est très bonne : une fois les pièges alignés, nous pouvons travailler quotidiennement avec des atomes uniques et la position des pièges ainsi que le système d'imagerie restent stables pendant plusieurs mois. Ce système est donc idéal pour étudier le blocage dipolaire entre deux atomes.

Chapitre II

Manipulation de l'état interne d'un atome par transitions Raman

Dans ce second chapitre nous décrirons comment isoler deux niveaux dans le spectre de notre atome de rubidium, et comment manipuler ce système à deux niveaux. Notre choix s'est porté sur deux sous-niveaux de l'état fondamental :

$$|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle \quad \text{et} \quad |\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle . \quad (\text{II.1})$$

En référence au vocabulaire de l'information quantique, nous parlerons de « qubit » codé sur l'état interne d'un atome. Nous allons voir qu'il est possible de manipuler ce bit quantique à l'aide de transitions Raman stimulées. On réalise ainsi des « opérations à un qubit », c'est-à-dire des rotations arbitraires sur la sphère de Bloch associée à ce système à deux niveaux. Notons dès à présent que ces rotations du qubit sont très importantes car ce sont elles qui vont nous permettre de caractériser la qualité de l'état intriqué de deux atomes que nous allons créer (cf. chapitre V).

J. Beugnon avait démontré dans sa thèse la possibilité de manipuler un tel qubit à l'aide de lasers à 810 nm [63]. Nous montrerons comment ce système fonctionne et présenterons quelques résultats nouveaux obtenus à l'aide de ce dernier, comme la réalisation de franges de Ramsey en phase. Après plusieurs mois d'utilisation de ce système laser Raman à 810 nm, nous avons réalisé que la qualité des rotations était limitée. Il semble qu'un problème technique que nous n'avons pas réussi à identifier limitait son efficacité. Nous avons donc décidé de mettre en place un système permettant de réaliser des transitions Raman stimulées à l'aide de lasers à 795 nm. Cette dernière méthode s'est avérée être plus performante et nous l'avons donc utilisée pour caractériser l'état intriqué que nous créons par blocage de Rydberg.

Le plan de ce chapitre sera le suivant. Après un bref rappel sur les transitions Raman stimulées, nous présenterons succinctement les deux systèmes Raman (810 nm et 795 nm). Nous nous focaliserons ensuite sur le premier système en le détaillant et en présentant les résultats obtenus avec celui-ci. Nous ferons ensuite de même avec le système à 795 nm et justifierons finalement notre choix de ce dernier.

J. Beugnon a expliqué en détail comment manipuler un qubit codé sur un atome de rubidium dans sa thèse [63]. Nous ne détaillerons donc pas la plupart des calculs dans ce chapitre.

II.1 Manipuler le qubit à l'aide de transitions Raman

II.1.1 Choix du qubit

Nous avons expliqué en introduction de ce manuscrit que nous souhaitons isoler deux niveaux dans le spectre d'énergie du ^{87}Rb afin d'y coder un qubit. Justifions rapidement notre choix de niveaux.

- En premier lieu, il faut choisir deux niveaux ayant une longue durée de vie. Cela peut être par exemple deux états de Rydberg circulaires, comme dans les expériences du groupe de S. Haroche [12], mais ces états sont difficiles à préparer. Il peut aussi être avantageux de choisir deux sous-niveaux de l'état fondamental. Pour les alcalins, l'état fondamental de moment orbital $l = 0$ possède deux niveaux hyperfins séparés de quelques GHz. Pour le ^{87}Rb , l'état fondamental est constitué de deux niveaux hyperfins $|f = 1\rangle$ et $|f = 2\rangle$ séparés d'environ 6,8 GHz (cf. annexe A). Lorsque nous appliquons notre champ magnétique de quantification, la dégénérescence Zeeman de ces deux niveaux hyperfins est levée. C'est ce dernier choix que nous avons fait.
- Ensuite, on peut coder le qubit soit sur deux sous-niveaux Zeeman du même état hyperfin [18], soit sur deux sous-niveaux Zeeman d'états hyperfins différents. Notre choix s'est porté sur la deuxième solution car la détection de l'état du qubit est beaucoup plus simple à mettre en œuvre (cf. section II.2.2).
- Il faut déterminer quels sous-niveaux Zeeman nous allons utiliser. Le choix le plus logique est de prendre les deux sous-niveaux $|f = 1, m_f = 0\rangle$ et $|f = 2, m_f = 0\rangle$ car ils sont, au premier ordre, insensibles au champ magnétique, ce qui augmentera leur temps de cohérence. C'est le choix qu'avait fait J. Beugnon lors de sa thèse. Toutefois, l'excitation de l'état de Rydberg que nous avons choisi pour les expériences de blocage dipolaire ($|58D_{3/2}, f = 3, m_f = 3\rangle$) n'est pas possible à partir d'un de ces deux niveaux à cause des règles de sélection¹ [76, 77].
- Enfin, parmi les autres qubits « disponibles », il faut en choisir un qui soit simple à préparer (par exemple par pompage optique) et dont la manipulation n'est pas interdite par les règles de sélection.

Finalement nous avons choisi, pour des raisons pratiques, le qubit suivant :

$$|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle \quad \text{et} \quad |\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle. \quad (\text{II.2})$$

Afin de manipuler l'état d'un tel qubit, deux méthodes sont utilisées dans la communauté. La première consiste à réaliser des transitions dipolaires magnétiques entre ces deux niveaux à l'aide d'un champ électromagnétique radiofréquence (RF) [17]. La seconde consiste à réaliser des transitions à deux photons (transitions Raman) [53, 54] et possède deux avantages sur la première. Premièrement, l'excitation à l'aide d'un champ radiofréquence ne peut pas être résolue spatialement lorsqu'on souhaite manipuler individuellement l'état de deux atomes séparés de seulement quelques micromètres² (la

1. Ceci n'est vrai que si l'on réalise l'excitation avec *un* faisceau laser ou avec une transition à *deux* photons. Par contre, un processus à trois photons pourrait en principe permettre une telle excitation.

2. On peut tout de même adresser les deux atomes en appliquant un fort gradient de champ magnétique qui va modifier la fréquence de résonance pour deux atomes séparés spatialement. Cette méthode a été

longueur d'onde associée est de l'ordre du centimètre). On peut par contre réaliser cette adressabilité en focalisant fortement des faisceaux laser. Deuxièmement, les fréquences de Rabi qu'on peut atteindre pour des transitions à deux photons avec des faisceaux fortement focalisés (plusieurs dizaines de MHz [54]) sont beaucoup plus grandes que celles typiquement atteintes avec des ondes RF (quelques centaines de kHz [19]). Notre choix s'est donc porté sur l'utilisation de transitions à deux photons.

II.1.2 Quelques rappels théoriques sur les transitions Raman stimulées

Rappelons brièvement comment on peut réaliser ces transitions à deux photons. Pour cela, considérons un système dit en configuration « Λ », c'est-à-dire possédant deux niveaux fondamentaux (non-dégénérés) et un état excité (voir figure II.1).

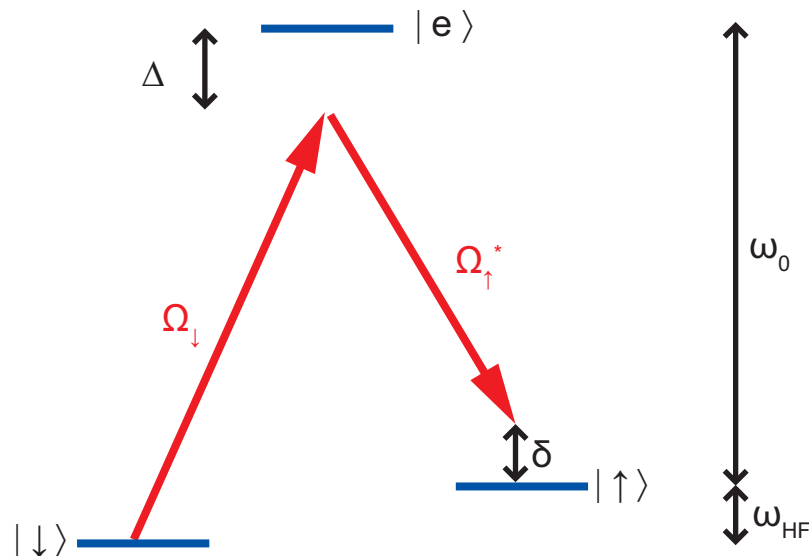


FIGURE II.1 – **Système en configuration Λ .** La pulsation ω_0 correspond à une transition dans le domaine optique.

Ce système à trois niveaux est mis en présence de deux ondes lumineuses de fréquences $\omega_{\downarrow,\uparrow}$ couplant les états $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ à l'état excité $|e\rangle$ avec des fréquences de Rabi $\Omega_{\downarrow,\uparrow}$. On définit aussi les désaccords $\Delta = \omega_{\downarrow} - \omega_0$ et $\delta = \omega_{\downarrow} - \omega_{\uparrow} - \omega_{\text{HF}}$. Lorsque le désaccord δ est proche de zéro un atome peut réaliser une diffusion inélastique stimulée par les deux lasers qui peut le porter de l'état $|\downarrow\rangle$ à l'état $|\uparrow\rangle$ (ou le contraire) : on parle de transition Raman stimulée, et de manière plus générale de transition à deux photons. Lors de ce processus de diffusion, l'atome ne passe à aucun moment par l'état excité $|e\rangle$.

mise en œuvre avec des atomes de césium dans le groupe de D. Meschede [78]. L'équipe de J. Porto a aussi démontré l'adressabilité d'atomes de rubidium dans un réseau optique 3D à double puits (mais seulement pour chaque double puits) en tirant profit des déplacements lumineux dépendants de l'état interne [51, 52].

Nous ne détaillons pas ici les calculs de l'évolution de l'état d'un tel système. Des calculs très similaires seront détaillés dans le chapitre III pour un système à trois niveaux en échelle. Le résultat essentiel est que ce système à trois niveaux se réduit à un système à deux niveaux $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ couplés de manière cohérente par les deux lasers avec une fréquence de Rabi :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{\downarrow} \Omega_{\uparrow}^*}{2 \Delta} \quad (\text{II.3})$$

Cette expression est vraie dans l'approximation du champ tournant ($|\Delta| \ll |\omega_0|, |\omega_{\downarrow, \uparrow}|$), et pour des « grands » désaccords (*i. e.* $|\Delta| \gg |\Omega_{\downarrow, \uparrow}|, \Gamma$). On remarque que cette fréquence de Rabi à deux photons varie comme la racine de la puissance de chacun des faisceaux lasers. Elle est également fortement augmentée lorsqu'on se rapproche de la résonance avec l'état excité (*i. e.* $\Delta = 0$), mais il faut alors faire attention à l'émission spontanée qui peut détruire l'oscillation de Rabi de la transition à deux photons. Enfin, les phases de chaque faisceau laser, qui sont « inscrites » dans les fréquences de Rabi, ont de l'importance : l'oscillation de Rabi à deux photons ne sera possible que si la phase des lasers est stable pendant la transition.

Ainsi, nous allons pouvoir faire toutes les expériences habituellement réalisées sur un système à deux niveaux (oscillations de Rabi, franges de Ramsey) sur ce système réduit à deux niveaux.

Règles de sélection

D'une manière plus générale, il faut, pour déterminer la force de la transition, prendre en compte tous les états excités $|e_i\rangle$ qui couplent « virtuellement » les états $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$. La formule générale donnant la force de la transition à deux photons entre les états $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ est alors

$$\hbar \Omega_{\text{eff}} = \sum_i \frac{\langle \uparrow | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{\uparrow}^* | e_i \rangle \langle e_i | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{\downarrow} | \downarrow \rangle}{\Delta_i} . \quad (\text{II.4})$$

Les règles de sélection pour une transition à deux photons sont résumées dans la référence [77]. Elles sont relativement intuitives et peuvent être déduites de la formule II.4 et des règles de sélection pour une transition dipolaire électrique qui sont, pour un atome alcalin [76] :

$$\begin{aligned} \Delta l &= \pm 1 \\ \Delta j &= 0, \pm 1 \\ \Delta f &= 0, \pm 1 \\ \Delta m_f &= 0, \pm 1 , \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

avec interdiction de réaliser une transition $|f, m_f = 0\rangle \rightarrow |f' = f, m'_f = 0\rangle$.

II.1.3 Une présentation rapide des deux systèmes Raman

Nous avons sur notre expérience deux moyens de réaliser des transitions à deux photons entre les niveaux $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$. Détaillons quels sont, en théorie, les avantages et inconvénients de chaque méthode.

Système à 810 nm

La première méthode consiste à utiliser deux lasers à une longueur d'onde de 810 nm (figure II.2). Les lasers sont envoyés à travers l'objectif MiGOu : en fait, un des faisceaux Raman est le piège lui-même. Le piège a une polarisation linéaire verticale (polarisation π) et le second faisceau Raman a une polarisation linéaire horizontale ($\sigma^+ + \sigma^-$). Ce dernier faisceau est issu de la même fibre optique à maintient de polarisation que le piège dipolaire, mais est couplé dans cette fibre avec une polarisation perpendiculaire à celle du piège. Ces polarisations sont repérées par rapport à l'axe de quantification défini par le champ de biais $B = -9$ G selon l'axe vertical³. On est ici dans un régime où l'on est très loin de résonance. Le calcul de la fréquence de Rabi est complexe, car il faut prendre en compte plusieurs sous-états des états excités $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$. On montre [67] que la fréquence de Rabi à deux photons vaut

$$\Omega = \frac{\Omega_{\text{Raman}} \Omega_{\text{piège}}^*}{2 \Delta_{\text{Raman}}}, \quad (\text{II.6})$$

avec

$$\frac{1}{\Delta_{\text{Raman}}} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{\delta_{1/2}} - \frac{1}{\delta_{3/2}} \right). \quad (\text{II.7})$$

Remarquons que le désaccord effectif Δ_{Raman} n'est pas le même que celui qui est utilisé pour calculer la profondeur du piège (cf. équation I.15). Le premier est relié à la diffusion Raman (diffusion inélastique avec changement des nombres quantiques hyperfin et/ou magnétique) alors que le second est relié à la diffusion Rayleigh (diffusion élastique sans changement des nombres quantiques hyperfin et magnétique) [79].

On remarque que lorsque le désaccord est très grand devant l'écart de structure fine entre les états $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$, la fréquence de Rabi à deux photons tombe à zéro. Dans la somme II.4, il y a alors interférence destructive entre les chemins $|\downarrow\rangle \rightarrow |5P_{1/2}\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle$. Pour nous, le désaccord $\delta_{1/2}$ vaut environ 7 THz et l'écart de structure fine vaut environ 7 THz, nous sommes donc dans le bon régime de désaccord.

Le faisceau piège a typiquement une puissance de 0,5 mW et la taille de son col est de 0,89 μm . En utilisant une puissance de l'ordre de 3 μW pour le second faisceau Raman qui lui est superposé, la fréquence de Rabi est de l'ordre de 250 kHz. Ceci nous permet de manipuler l'état de l'atome sur une échelle de temps de l'ordre de la μs . On pourrait aussi manipuler le qubit encore plus rapidement en augmentant simplement la puissance du second faisceau Raman [54]. Comme les deux faisceaux sont focalisés par l'objectif MiGOu sur un col de taille inférieure à 1 μm , on peut adresser sélectivement chacun des deux atomes [63]. De plus les faisceaux sont très loin de résonance ce qui limite fortement l'émission spontanée (on calcule que l'atome diffuse spontanément environ 0,8 photons par seconde par diffusion Raman spontanée [63]). Enfin, les deux faisceaux Raman sont copropageants et l'effet Doppler ne joue donc pas de rôle [80].

3. Par convention, nous dirons que nous travaillons avec les états $|5S_{1/2}, f = 1, m_f = +1\rangle$ et $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = +2\rangle$ avec un champ de quantification *négalif*. Nous aurions aussi bien pu dire que nous travaillons avec les états $|5S_{1/2}, f = 1, m_f = -1\rangle$ et $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = -2\rangle$, avec un champ de quantification positif...

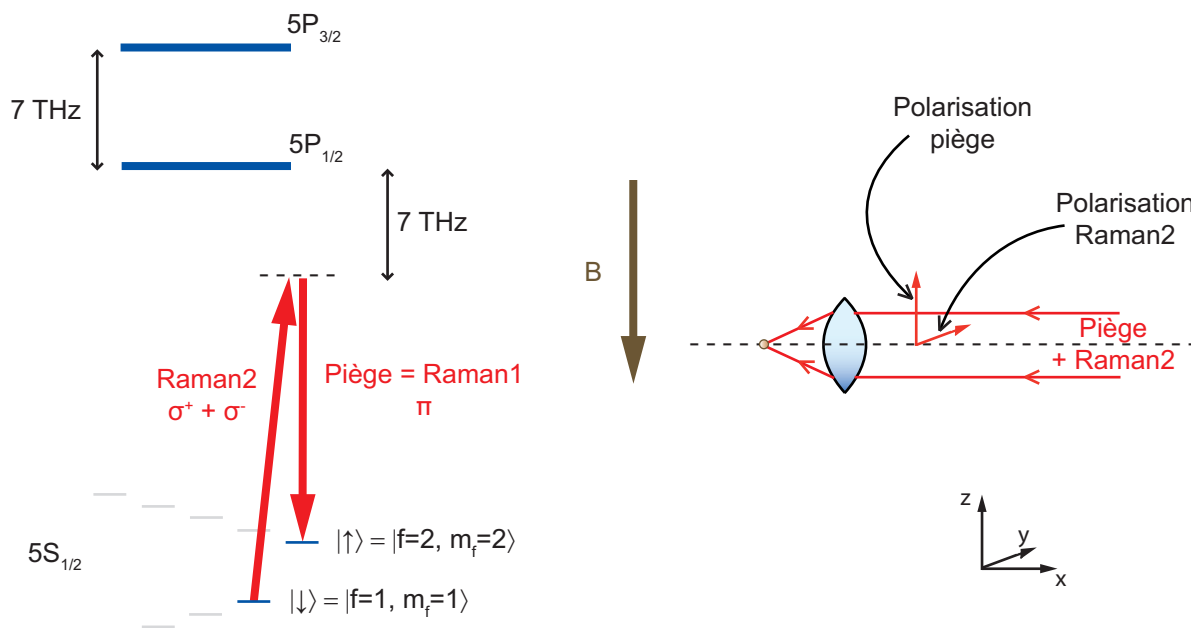


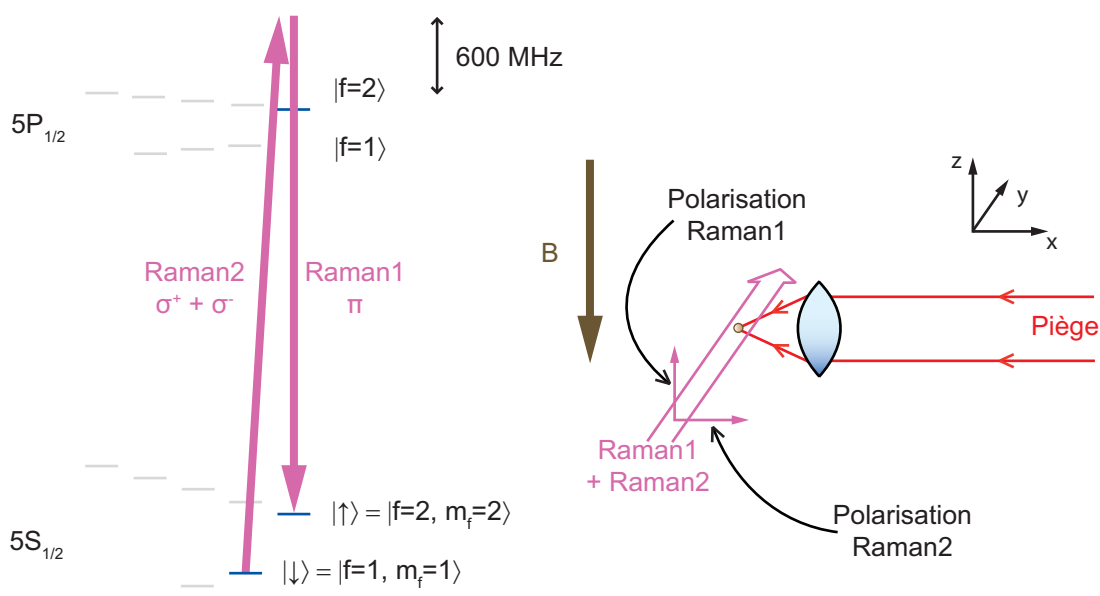
FIGURE II.2 – **Transitions Raman à 810 nm.** Le piège constitue lui-même un des faisceaux Raman. Le désaccord des faisceaux Raman est à peu près égal à l'écart de structure fine du niveau 5P.

Il faut également garder à l'esprit que le piège crée un déplacement lumineux des niveaux $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$: nous avons vu dans le chapitre I que ce déplacement est, en première approximation le même pour les deux niveaux du qubit. Le second faisceau Raman a typiquement une puissance 1000 fois plus petite que le piège donc le déplacement lumineux qu'il crée est également 1000 fois moindre et ne perturbe pas le piégeage.

Système à 795 nm

L'autre alternative que nous avons mise en œuvre consiste à utiliser deux faisceaux à une longueur d'onde de 795 nm (figure II.3). L'un d'eux est polarisé verticalement (π), et l'autre horizontalement ($\sigma^+ + \sigma^-$). Ces deux faisceaux se propagent horizontalement, mais ne passent pas par MiGOu⁴. On est ici relativement proche de résonance (transition D1 $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |5P_{1/2}\rangle$ à 795 nm), avec un désaccord qui vaut typiquement quelques centaines de MHz. Les intensités utilisées ne doivent donc pas être trop importantes pour éviter l'émission spontanée ; le mieux est d'équilibrer la puissance entre les deux faisceaux Raman. Cette « équirépartition » des puissances doit être réalisée en prenant en compte le fait que les couplages (coefficients de Clebsch-Gordan) pour chaque faisceau sont différents (cf. annexe A) et que seule la moitié de la puissance du faisceau « Raman 2 » contribuera à la bonne polarisation σ^+ . Le calcul de la fréquence de Rabi pour la transition à deux photons est ici très simple : seul le niveau excité $|5P_{1/2}, f' = 2, m'_f = 2\rangle$ est mis en jeu.

4. L'objectif MiGOu est en théorie limité par la diffraction à 795 nm. Nous avons initialement essayé de focaliser les faisceaux Raman à 795 nm à travers MiGOu pour bénéficier de l'adressabilité des deux pièges, mais n'avons jamais obtenu de résultats concluants.


 FIGURE II.3 – *Transitions Raman à 795 nm.*

Les faisceaux sont également copropageants et l'effet Doppler n'intervient donc pas.

Les deux faisceaux Raman sont focalisés sur un col d'environ $150 \mu\text{m}$, et les deux pièges séparés de quelques microns ne sont donc pas adressables. Pour ce système, si l'on veut atteindre une fréquence de Rabi de 250 kHz , il faut utiliser environ $35 \mu\text{W}$ de puissance par faisceau. Pour de telles puissances, chacun des faisceaux crée un déplacement lumineux des niveaux de l'ordre de 100 kHz .

En considérant un modèle simple à deux niveaux, le taux d'émission spontanée dû à chaque faisceau Raman n'est pas négligeable et vaut environ 9000 photons/s . Cependant, nous montrerons dans le chapitre III que lors d'une telle transition à deux photons, l'état excité n'est pas peuplé si la fréquence de Rabi de chaque faisceau Raman est supérieure à sa largeur naturelle (avec les chiffres que nous venons de donner, $\Omega/2\pi = 18 \text{ MHz}$ et $\Gamma/2\pi = 6 \text{ MHz}$, donc l'émission spontanée sera seulement diminuée, mais pas complètement supprimée). Mais il ne faut pas oublier que pour le faisceau « Raman 2 », la polarisation σ^- ne participe pas à la transition à deux photons mais va seulement engendrer de l'émission spontanée ! Au final sur les échelles de temps des expériences présentées dans ce chapitre ($< 100 \mu\text{s}$), l'émission spontanée jouera un rôle négligeable.

Conclusion

En conclusion, il semble que le système à 810 nm possède un avantage de taille sur son homologue fonctionnant à 795 nm : l'adressabilité. Celle-ci est importante lorsqu'on souhaite analyser un état intriqué à deux atomes, car elle est nécessaire à la réalisation d'un test des inégalités de Bell ou à une tomographie de la matrice densité. Nous avons donc commencé nos travaux avec ce système.

Pour vérifier la qualité du système laser, nous avons essayé de manipuler le qubit avec celui-ci.

Manipulation du qubit

Rappelons rapidement comment se comporte un système à deux niveaux $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ (qubit) soumis à un couplage cohérent de fréquence de Rabi Ω et de désaccord δ . En partant de l'état $|\Psi(t=0)\rangle = |\uparrow\rangle$, la formule de Rabi [80] nous dit qu'après un temps d'interaction τ , l'état de l'atome sera

$$|\Psi(\tau)\rangle = \left[\cos\left(\frac{\Omega_g \tau}{2}\right) + i \frac{\delta}{\Omega_g} \sin\left(\frac{\Omega_g \tau}{2}\right) \right] e^{i\frac{\delta\tau}{2}} |\uparrow\rangle - i \frac{\Omega e^{i\varphi}}{\Omega_g} \sin\left(\frac{\Omega_g \tau}{2}\right) e^{i\frac{\delta\tau}{2}} |\downarrow\rangle, \quad (\text{II.8})$$

où la fréquence de Rabi généralisée vaut $\Omega_g = \sqrt{|\Omega|^2 + \delta^2}$. La phase $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ dépend des phases $\varphi_{1,2}$ des deux faisceaux réalisant la transition Raman (cf. formule II.3).

Dans ce chapitre, nous présenterons essentiellement deux types d'expériences, pour lesquelles l'état initial de l'atome est l'état $|\uparrow\rangle$. La première consiste à se placer à désaccord nul ($\delta = 0$) et à mesurer la probabilité d'être dans l'état $|\downarrow\rangle$ après une impulsion de durée τ . Cette probabilité est

$$P_{\downarrow}(\tau) = \sin^2\left(\frac{|\Omega|\tau}{2}\right). \quad (\text{II.9})$$

Elle oscille entre 0 et 1 à la fréquence de Rabi : on réalise ici ce qu'on appelle une *oscillation de Rabi*. Dans le langage de l'information quantique, on parle d'*opérations à un qubit*. On parle aussi de *rotation du qubit* car on peut décrire l'évolution de notre système à deux niveaux sur la sphère de Bloch [80]. On peut choisir la durée et la phase de l'impulsion à deux photons de manière à créer une superposition arbitraire des états du qubit. Par exemple, en réalisant une *impulsion- $\pi/2$* (i. e. $\Omega\tau = \pi/2$), on réalise une *porte de Hadamard*, c'est-à-dire qu'on crée la superposition $(|\uparrow\rangle - i e^{i\varphi} |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$. Notons que la phase relative dans cette superposition est définie arbitrairement (on peut par exemple la fixer à $\varphi = \pi/2$, l'état créé est alors $(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$) et n'a de sens que si on la compare à celle d'une seconde rotation, de phase éventuellement différente.

La seconde expérience consiste à réaliser une impulsion- π (c'est-à-dire à se placer à $\Omega\tau = \pi$) et à mesurer la probabilité d'être dans l'état $|\downarrow\rangle$, en fonction du désaccord δ . On s'attend alors à trouver pour cette probabilité

$$P_{\downarrow}(\delta) = \frac{1}{1 + \frac{\delta^2 \tau^2}{\pi^2}} \sin^2\left(\frac{\sqrt{\pi^2 + \delta^2 \tau^2}}{2}\right), \quad (\text{II.10})$$

c'est-à-dire une fonction \sin^2 avec une « enveloppe » lorentzienne centrée autour de $\delta = 0$. La largeur à mi-hauteur du pic central est d'environ $0,8/\tau$ [63] pour une impulsion- π d'enveloppe carrée et de durée τ (par convention, nous parlerons dans la suite de largeur limitée par Fourier).

Afin de tester les performances de chacun des systèmes Raman, nous avons confronté nos résultats à ces formules théoriques.

II.2 Expériences réalisées avec le système à 810 nm

II.2.1 Système laser

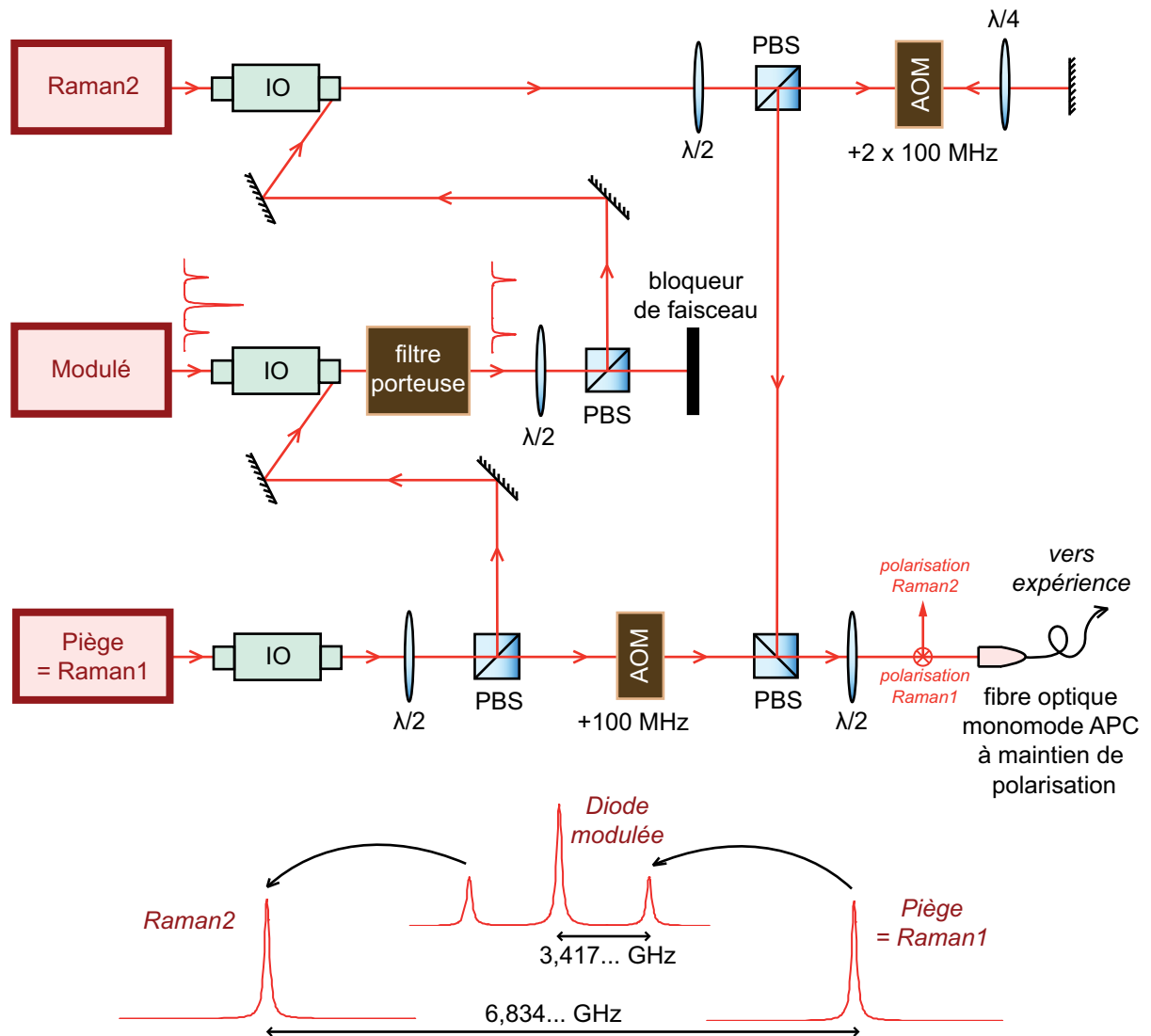


FIGURE II.4 – **Système laser Raman à 810 nm.** IO = Isolateur Optique. PBS = cube polarisant. AOM = Modulateur Acousto-Optique. Le faisceau piège est issu d'une diode sur réseau. Les deux autres diodes sont libres. Les AOM servent à modifier finement la différence de fréquence entre les faisceaux Raman et aussi à allumer et éteindre les faisceaux.

Comme nous l'avons précisé au début de ce chapitre, il faut, pour réaliser des transitions Raman, deux lasers dont la différence de fréquence est stable et résonnante avec la transition atomique. Pour réaliser des transitions cohérentes, il faut également que les phases de ces deux lasers soient stables pendant l'impulsion d'après la formule II.8.

Pour remplir ces deux conditions, nous utilisons le système décrit sur la figure II.4. Son principe est le suivant. Une diode laser à 810 nm est modulée à une fréquence d'environ 3,417 GHz, ce qui correspond à la moitié de l'écart hyperfin entre les sous-niveaux $f = 1$ et $f = 2$ de l'état fondamental du ^{87}Rb . Cette modulation est réalisée par un synthétiseur (stabilité en fréquence de l'ordre du Hz) qui module directement le courant de la diode. Ceci crée, sur son spectre, deux bandes latérales éloignées de 3,417 GHz par rapport à la fréquence porteuse. La diode laser du piège, qui constitue également le premier faisceau Raman, injecte cette diode modulée sur une des bandes latérales, et la diode modulée injecte elle-même la diode du deuxième faisceau Raman sur l'autre bande latérale. Au final, on obtient bien deux lasers avec une différence de fréquence de 6,834 GHz. Le phénomène d'injection garantit la stabilité en phase de ces deux lasers. Si l'on réalise un battement entre les deux faisceaux, on mesure typiquement un pic d'une largeur à mi-hauteur de 10 Hz. Les deux faisceaux Raman sont finalement couplés dans une fibre optique mono-mode APC à maintien de polarisation qui amène les faisceaux à l'expérience. Remarquons également que le faisceau de la diode modulée est filtré à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zender avant d'injecter la seconde diode Raman, afin d'éviter d'injecter cette dernière sur la porteuse. On trouvera plus de détails concernant ce système dans la thèse de J. Beugnon [63].

Le second faisceau Raman passe par un AOM en double passage, ce qui permet d'allumer ou d'éteindre ce faisceau pendant un temps donné pour effectuer une transition Raman et de modifier finement la différence de fréquence entre les deux faisceaux Raman. Les deux AOM sont pilotés par deux synthétiseurs qui sont asservis en phase entre eux.

II.2.2 Détection de l'état du qubit

Si l'on veut vérifier qu'on est bien capable de manipuler le qubit avec des transitions Raman, il faut être capable de détecter son état. Il existe plusieurs méthodes permettant cela. On peut envoyer un faisceau « sonde » qui va faire fluorescer l'atome seulement s'il est dans l'état $f = 2$. On peut par exemple penser à une sonde accordée sur la transition fermée $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 3\rangle$ avec une intensité de l'ordre de I_{sat} . Mais on ne peut alors collecter qu'une quantité de photons limitée car l'atome est rapidement chauffé et expulsé hors du piège, ou dépompé dans l'état $f = 1$ à cause d'excitations hors-résonance [62].

Nous avons donc fait le choix d'une méthode basée sur un faisceau pousseur [81]. Cette méthode est décrite schématiquement sur la figure II.5. Son optimisation et la description des problèmes inhérents à ce système de détection sont faites dans la thèse [63] et nous ne rentrerons pas ici dans les détails. Cette méthode est basée sur l'illumination de l'atome par un faisceau pousseur résonnant avec la transition fermée $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 3\rangle$. Ce faisceau, non-rétro-réfléchi, va éjecter l'atome du piège seulement si celui-ci est initialement dans l'état $f = 2$. L'écart hyperfin de plusieurs GHz entre les niveaux $f = 1$ et $f = 2$ de l'état fondamental nous garantit que ce faisceau pousseur éjectera un atome seulement s'il était dans l'état $f = 2$. Après avoir envoyé ce faisceau (typiquement 10 μs), il suffit de vérifier la présence de l'atome en l'illuminant avec les faisceaux de la mélasse optique (et le repompeur) et en récoltant sa fluorescence :

- si l'atome est toujours présent, c'est qu'il était initialement dans l'état $f = 1$;

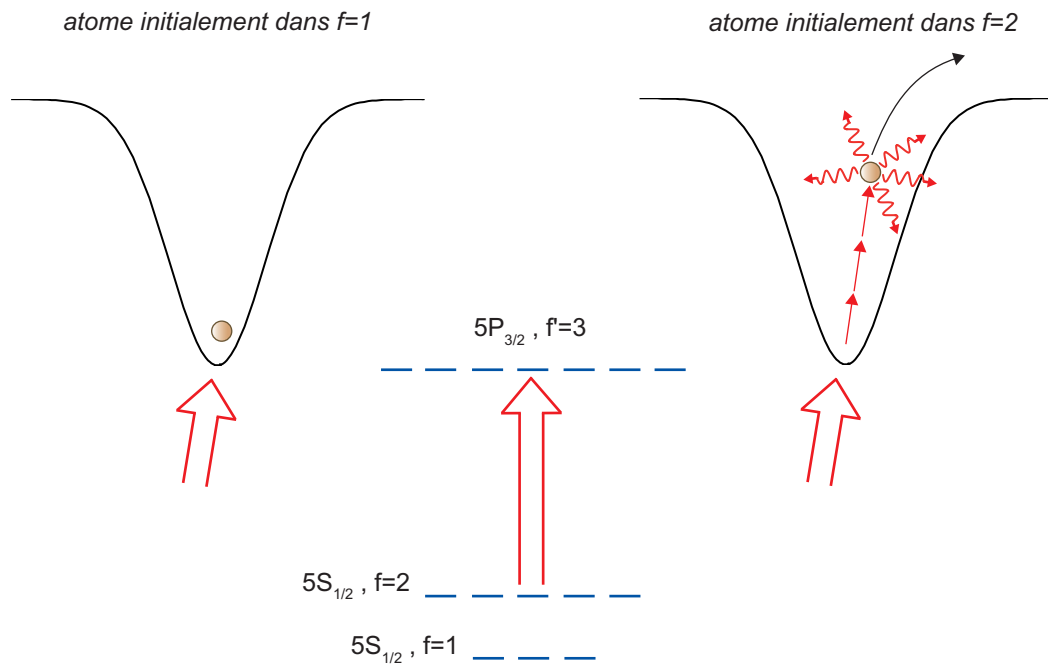


FIGURE II.5 – **Détection de l'état du qubit.** On envoie un laser résonnant avec la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 3\rangle$ à 780 nm, polarisé σ^+ . L'atome est éjecté du piège seulement s'il était initialement en $f = 2$. Ce faisceau pousseur est issu de la même diode laser que celle permettant de former les faisceaux de la mélasse optique.

– s'il est absent, c'est qu'il était dans l'état $f = 2$.

En collectant cette fluorescence pendant 10 ms, on peut discriminer la présence de l'absence de l'atome avec un taux de confiance de 99 % (cf. section I.2.2, page 27).

Nous avons optimisé les paramètres de ce faisceau pousseur pour augmenter au maximum son efficacité. Il est polarisé σ^+ et est désaccordé de 6 MHz vers le rouge de la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 3\rangle$. Le faisceau est focalisé au niveau de l'atome sur un col d'environ $70 \mu\text{m}$. Afin d'augmenter son efficacité, la profondeur du piège est baissée à 12 MHz avant de l'envoyer⁵. Nous utilisons typiquement une puissance de $300 \mu\text{W}$. Il faut aussi faire attention à ne pas envoyer une puissance trop importante; en effet, on peut alors avoir une excitation hors-résonance du niveau $|5P_{3/2}, f' = 2\rangle$ et l'atome peut être dépompé dans le niveau $f = 1$ de l'état fondamental avant d'être éjecté du piège, ce qui rendrait caduque notre méthode de détection.

Cette technique, bien qu'intrinsèquement destructive, possède deux avantages. Premièrement, une fois le faisceau pousseur envoyé on peut collecter un grand nombre de photons de fluorescence sans être limité dans le temps par des excitations hors-résonance : plus on collecte la fluorescence longtemps, meilleure sera la détection. Deuxièmement, elle permet

5. Moins le piège est profond, plus l'efficacité du faisceau pousseur sera élevée. Mais si la profondeur du piège est trop basse, on a une probabilité non nulle de perdre l'atome, indépendamment de son état interne. Cette profondeur de 12 MHz représente un bon compromis : la probabilité de recapturer l'atome est de 98 % après la séquence de la figure I.6, page 29.

de savoir, à chaque expérience, si l'atome est dans le sous-niveau hyperfin $f = 1$ ou dans le sous-niveau $f = 2$. Par contre, on n'obtient pas d'information sur son état Zeeman, ce qui peut compliquer l'interprétation de certaines expériences.

Finalement, lorsqu'on effectue des manipulations du qubit, on a ainsi accès à son état $|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$ ou $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$.

Les postulats de la mécanique quantique nous disent que lorsqu'on effectue une expérience dans laquelle l'atome est préparé dans une certaine superposition des états $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$, on ne peut pas connaître le poids de chacun de ces états après seulement une itération de l'expérience, car la mesure projette l'état de l'atome sur $|\downarrow\rangle$ ou $|\uparrow\rangle$. Il faut répéter la préparation et la détection de l'atome plusieurs fois et moyenner le résultat des expériences pour avoir une information sur son état. Mais même dans des conditions idéales de préparation et de détection de l'atome, si on répète l'expérience un nombre fini de fois, on aura un bruit statistique sur l'état de l'atome détecté. Ce bruit statistique est inhérent au fait que la détection perturbe l'état de l'atome et est appelé *bruit de projection quantique* [82].

Si, pour une expérience donnée, on appelle p la probabilité d'être dans l'état $|\downarrow\rangle$ (et donc de recapturer l'atome après avoir envoyé le faisceau pousseur), la probabilité de recapturer k atomes après N itérations de l'expérience est donnée par la loi binomiale :

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

Lorsque le nombre d'expérience est grand (nous répétons nos expériences typiquement 100 fois), cette distribution peut-être approximée par une gaussienne centrée en Np et d'écart-type $\sigma = \sqrt{Np(1-p)}$. Ainsi, l'incertitude sur la valeur p que nous mesurons peut être approximée par σ/N . Nous estimons donc p avec un intervalle de confiance à 68 % de $\pm\sigma$. J. Beugnon a montré dans sa thèse [63] que même après plusieurs centaines d'itérations, la qualité de notre détection de l'état interne de l'atome n'est pas limitée par des problèmes techniques, mais bien par le bruit de projection quantique [54]. Donnons quelques exemples :

- pour $p = 0,5$ et $N = 100$ expériences, on trouve une barre d'erreur de $\pm 0,05$;
- pour $p = 0,1$ et $N = 100$ expériences, on trouve une barre d'erreur de $\pm 0,03$;
- pour $p = 0,5$ et $N = 200$ expériences, on trouve une barre d'erreur de $\pm 0,04$.

Ces chiffres représentent les barres d'erreurs que nous avons typiquement dans nos expériences.

II.2.3 Spectre de la transition $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$

Nous avons utilisé la méthode de détection décrite dans le paragraphe précédent, ainsi que le dispositif Raman à 810 nm pour démontrer la possibilité de manipuler le qubit.

On souhaite effectuer des transitions entre les niveaux $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ et $|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$. Pour cela, il faut tout d'abord savoir quel est l'écart d'énergie ΔE entre ces deux niveaux. Sachant que l'atome est soumis à un champ de biais $B \approx -9$ G (10 A de courant), celui-ci vaut :

$$\Delta E = h\nu_{\text{HF}} + \mu_B B \left((+2) \times g_f^{(f=2)} - (+1) \times g_f^{(f=1)} \right), \quad (\text{II.11})$$

où $\nu_{\text{HF}} = 6,834\,682\,611$ GHz est l'écart hyperfin entre les sous-niveaux $f = 2$ et $f = 1$ de l'état fondamental, les g_f sont les facteurs de Landé et μ_B est le magnéton de Bohr. Les facteurs de Landé valent respectivement $1/2$ et $-1/2$ pour $f = 2$ et $f = 1$ [68]. Les niveaux $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ et $|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$ se déplacent donc, au premier ordre, linéairement avec le champ magnétique, avec des pentes de $1,4$ MHz/G pour $|\uparrow\rangle$ et $-0,7$ MHz/G pour $|\downarrow\rangle$. Ainsi, pour un champ de biais d'environ -9 G on s'attend à avoir la transition pour un désaccord d'environ $-18,2$ MHz par rapport à la condition $\frac{\Delta E}{h} = \nu_{\text{HF}} = 6,834\,682\,611$ GHz. Pour vérifier cela, nous avons effectué l'expérience suivante, basée sur la séquence donnée au premier chapitre (page 29)⁶ :

- une fois le piège baissé à une profondeur de 12 MHz, on prépare l'atome dans le niveau $|\uparrow\rangle$ par pompage optique (voir paragraphe suivant, page 58) ;
- on envoie les faisceaux Raman pendant une durée donnée ;
- on envoie le faisceau pousseur pour détecter l'état de l'atome ;
- finalement, on détecte la présence ou l'absence de l'atome pour savoir s'il était en $f = 2$ ou $f = 1$.

On répète cette expérience pour différentes valeurs du désaccord des faisceaux Raman, et pour chaque désaccord, on mesure la probabilité de recapturer l'atome en fin de séquence, c'est-à-dire la probabilité que l'atome soit en $f = 1$.

Si les faisceaux Raman sont trop désaccordés, on n'effectue pas de transition, l'atome reste dans l'état $|\uparrow\rangle$ et est ensuite éjecté par le faisceau pousseur. Par contre, si le désaccord est bien choisi, l'atome peut effectuer une transition vers $|\downarrow\rangle$. Il n'est alors pas affecté par le faisceau pousseur et est donc recapturé en fin de séquence. Le résultat obtenu pour une telle expérience est donné sur la figure II.6. On réalise un ajustement des données par la formule II.10 (page 48), qui suppose qu'on a réalisé une impulsion- π (voir section suivante). L'ajustement donne une durée d'impulsion $\tau = (7,46 \pm 0,15)$ μs , ce qui correspond à une largeur FWHM de 107 kHz. Cette valeur est en bon accord avec la durée de l'impulsion de $7,4$ μs mesurée indépendamment ; notre spectre est donc limité par Fourier. L'amplitude limitée de la raie mesurée est discutée dans les paragraphes qui suivent.

Le résultat expérimental correspond quantitativement bien à ce que nous attendions. Les faisceaux Raman nous permettent donc bien de manipuler notre qubit comme un atome à deux niveaux. En particulier, le centre de la résonance se situe à un désaccord de $(-18,250 \pm 0,001)$ MHz (la barre d'erreur est celle de l'ajustement), ce qui correspond bien à la valeur théorique supposant un champ de biais d'environ -9 G ($-18,9$ MHz).

Nous avons également essayé de faire des spectres plus fins spectralement, en rallongeant la durée de l'impulsion. Certains de ces spectres sont représentés en insert de la figure II.6. Nous avons observé des spectres limités par Fourier jusqu'à des durées d'impulsion de 50 μs , ce qui correspond à une largeur à mi-hauteur de 22 kHz. Le tableau II.1 résume les mesures effectuées :

6. Afin d'être sûr que le champ de biais est vertical, on utilise également trois paires de bobines servant à compenser le champ magnétique résiduel présent au niveau de l'atome. La procédure permettant de compenser ce champ résiduel est décrite dans la thèse [63]. Le principe est de chercher pour quel champ magnétique deux transitions Raman dont les fréquences varient de manière opposée avec le champ magnétique ont la même fréquence de résonance.

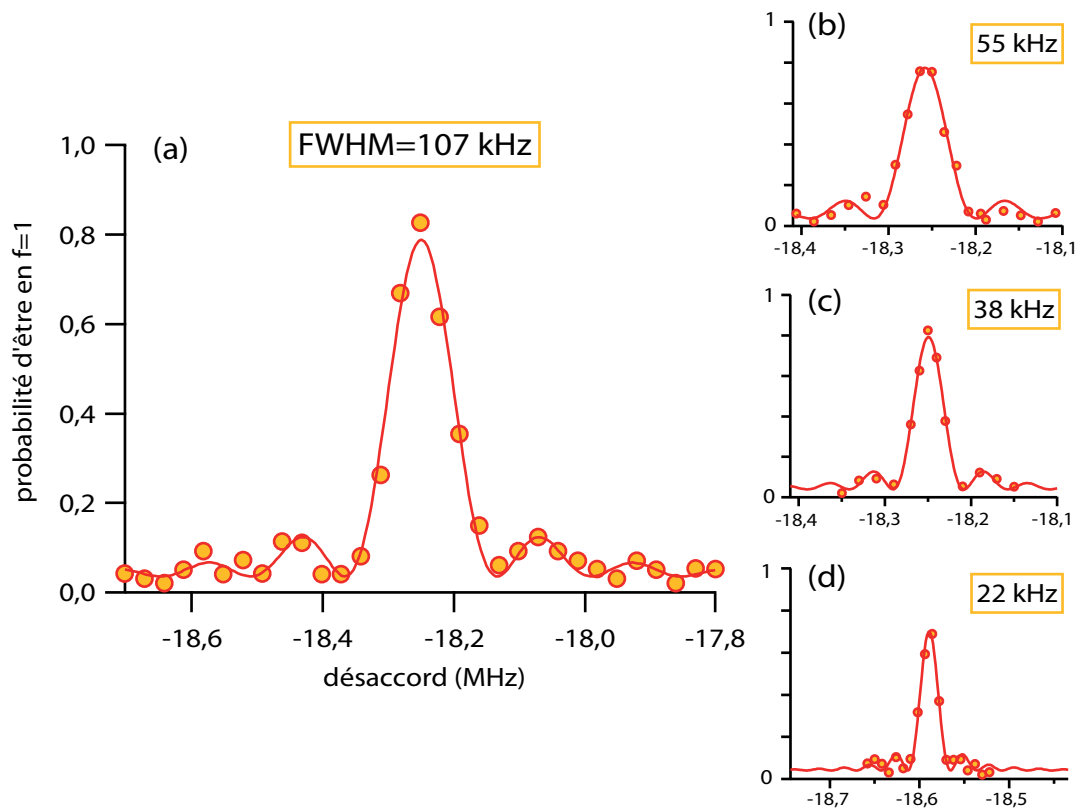


FIGURE II.6 – **Spectre de la transition** $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$. (a) : la durée de l'impulsion Raman est de $7,4 \mu\text{s}$. On mesure une largeur à mi-hauteur de 107 kHz (FWHM), limitée par Fourier. La raie est centrée à un désaccord de $-18,250 \text{ MHz}$. Chaque point est la moyenne de 100 expériences (environ 2 minutes par point). (b), (c), (d) : d'autres spectres limités par Fourier obtenus pour des durées d'impulsions Raman plus longues. Les durées associées sont données dans le tableau II.1. Pour le spectre (d), la valeur du champ de biais était différente, ce qui explique la position différente du centre de la raie.

	durée	largeur attendue	largeur mesurée
(a)	$7,4 \mu\text{s}$	108 kHz	$(107 \pm 2) \text{ kHz}$
(b)	$15 \mu\text{s}$	53,3 kHz	$(54,6 \pm 2) \text{ kHz}$
(c)	$20 \mu\text{s}$	40 kHz	$(38,0 \pm 1) \text{ kHz}$
(d)	$40 \mu\text{s}$	20 kHz	$(22,1 \pm 0,8) \text{ kHz}$

TABLE II.1 – **Largeurs des spectres limités par Fourier mesurés expérimentalement.**

Pour des durées d'impulsions supérieures à $50 \mu\text{s}$, la largeur des spectres n'était pas inférieure à 17 kHz : on n'est donc plus limité par Fourier, ce qui signifie que la différence d'énergie entre les niveaux $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ fluctue⁷ au cours du temps sur une échelle d'environ

7. On pourrait également penser à des fluctuations de la fréquence de Rabi, mais nous avons vérifié

$h \times 17$ kHz. En d'autres termes, le désaccord δ de nos lasers par rapport au centre de la raie fluctue. Il peut y avoir plusieurs raisons à cela.

- On peut tout d'abord penser à des fluctuations du champ de biais. Bien que le courant circulant dans les bobines soit asservi, on mesure des fluctuations relatives résiduelles d'environ 10^{-3} . Ces fluctuations de courant correspondraient à des fluctuations de la position du centre de la raie de 18 kHz. On peut aussi penser à des fluctuations du champ magnétique créé par les bobines de compensation ou à des champs magnétiques rayonnés à 50 Hz par les différents dispositifs électroniques.
- Cela peut également provenir de fluctuations de la polarisation du piège sur une échelle de temps de l'ordre de la seconde. En effet, on peut montrer que lorsque la polarisation du piège est circulaire, cela crée un déplacement lumineux vectoriel dont l'effet est équivalent à celui d'un champ magnétique effectif parallèle à l'axe de propagation [60, 62, 63]. Des fluctuations de la polarisation du piège (autour de la polarisation verticale π) sont donc équivalentes à des fluctuations de ce champ magnétique effectif. Pour nos paramètres, nous estimons son effet sur la position de la raie à des fluctuations sur une largeur de 3,8 kHz.
- Notre faisceau piège est fortement focalisé. Près de son col, la polarisation du faisceau n'est pas parfaitement linéaire, car des vecteurs d'ondes non parallèles à l'axe de propagation interviennent lorsque l'atome s'éloigne légèrement du centre du piège. Ceci est aussi équivalent à l'effet d'un champ magnétique effectif, et nous estimons sa contribution à 1,3 kHz de fluctuations [63].

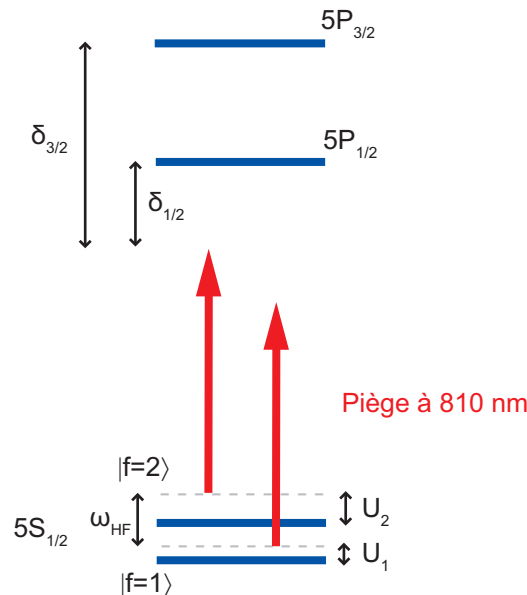


FIGURE II.7 – *Le déplacement lumineux différentiel.*

par un calcul numérique que celles-ci ne contribuent pas à élargir le spectre, elle diminuent seulement son amplitude.

- Finalement, les fluctuations d'intensité du piège peuvent contribuer au déplacement de la raie *via* le déplacement lumineux différentiel. Les niveaux $f = 2$ et $f = 1$ de l'état fondamental n'ont pas exactement le même désaccord par rapport aux états excités. Comme le déplacement lumineux est inversement proportionnel au désaccord, leurs déplacements lumineux ne seront pas exactement les mêmes. C'est cet écart qu'on nomme déplacement lumineux différentiel et qui est représenté sur la figure II.7. Avec les définitions de cette figure et en utilisant la formule I.15, il est simple de montrer que le déplacement relatif η des niveaux est

$$\eta = \frac{U_2 - U_1}{U_2} = \omega_{\text{HF}} \frac{1/\delta_{1/2}^2 + 2/\delta_{1/2}^2}{1/\delta_{1/2} + 2/\delta_{1/2}} . \quad (\text{II.12})$$

Pour notre piège, ce déplacement relatif vaut $\eta = 0,72 \times 10^{-3}$. Pour donner un ordre d'idée, ceci correspond, pour un piège d'une profondeur $U = 12$ MHz, à un déplacement lumineux différentiel de $\eta U = 8,6$ kHz.

Ce déplacement lumineux différentiel est également proportionnel à l'intensité du piège. Si celle-ci fluctue, le désaccord par rapport à la transition $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$ va également fluctuer. Nous avons mesuré des fluctuations de puissance du piège d'environ 2 %, ce qui correspond à des variations du déplacement lumineux de 0,17 kHz. Ce n'est encore une fois pas assez pour expliquer la largeur des raies observées. Ce déplacement lumineux différentiel est également modifié si l'atome est chauffé car il ne voit alors pas la même profondeur de piège. Mais nous avons vu au chapitre I que le taux de chauffage de l'atome vaut 0,8 mK/s, donc il n'est quasiment pas chauffé en quelques dizaines ou même centaines de μs .

Il y a un dernier point à souligner. Nous avons vu dans le chapitre I que l'énergie d'un atome au fond du piège varie d'une expérience à une autre, selon une distribution de Boltzmann à 3 dimensions [73] :

$$p(E)dE = \frac{E^2}{2(k_B T)^3} e^{-\frac{E}{k_B T}} dE . \quad (\text{II.13})$$

Il en sera donc de même pour l'intensité moyenne du piège vue par chaque atome et on aura donc une distribution des désaccords *via* le déplacement lumineux différentiel. Comme le déplacement lumineux différentiel est proportionnel à la profondeur du piège vue par l'atome, il y a une relation directe entre la distribution des énergies et celle des désaccords. En supposant que le désaccord soit nul lorsque l'atome est au fond du piège et en faisant l'hypothèse d'équipartition de l'énergie, on montre [81] que la distribution des désaccords est

$$p(\delta)d\delta = \frac{T_2^*}{2} \delta^2 e^{-T_2^* \delta} d\delta , \quad (\text{II.14})$$

où T_2^* est le *temps de déphasage réversible* défini par

$$T_2^* = \frac{2\hbar}{\eta k_B T} . \quad (\text{II.15})$$

Pour un atome de température 70 μK dans un piège de profondeur 12 MHz (*i. e.* 0,58 mK), l'essentiel de cette distribution est compris entre $\delta/2\pi = 0$ et $\delta/2\pi \approx \frac{8}{2\pi T_2^*} = 4,4$ kHz. Cette contribution due au mouvement des atomes n'est donc pas complètement négligeable.

Au final, il semble que la contribution principale soit celle des fluctuations du champ magnétique directeur. Pour espérer voir des raies de largeur inférieure à 17 kHz, il faudrait donc utiliser une alimentation en courant d'une stabilité relative meilleure que 10^{-3} . Les autres contributions, en particulier celles dues au déplacement lumineux différentiel, peuvent éventuellement être diminuées en baissant la profondeur du piège. Pour les spectres dont la largeur théorique est inférieure à 17 kHz (non présentés), nous avons pu reproduire l'élargissement en faisant la convolution du profil de raie (formule II.10) par une distribution gaussienne du désaccord de largeur à mi-hauteur 13 kHz (FWHM) : cette valeur donne donc une estimation de l'amplitude des fluctuations de désaccord δ .

II.2.4 Rotation du qubit : des oscillations de Rabi sur un atome

Afin de tester notre système Raman, nous avons également réalisé des oscillations de Rabi entre les niveaux $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$. La séquence utilisée est exactement la même que celle utilisée pour tracer le spectre de cette transition, mais on se place à désaccord fixé (au centre de la raie) et on varie la durée de l'impulsion. On observe alors bien des oscillations

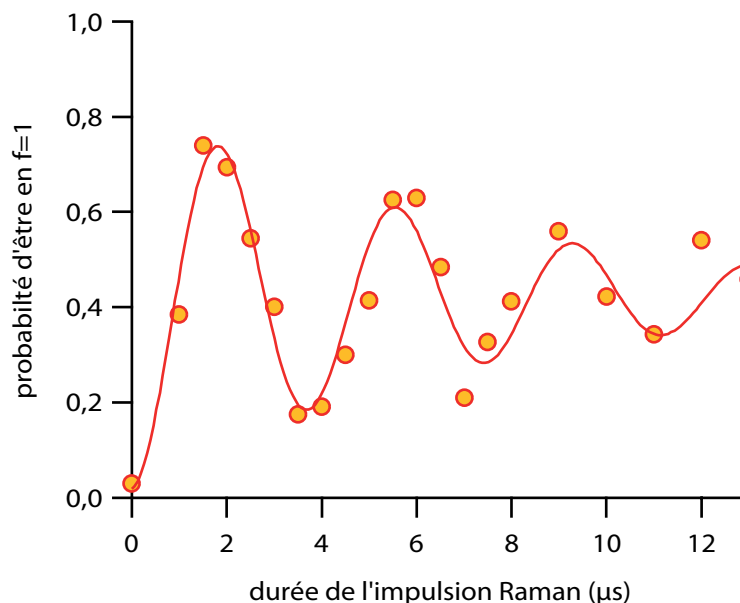


FIGURE II.8 – *Oscillation de Rabi entre les niveaux $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ à l'aide du système Raman à 810 nm.* L'ajustement donne une fréquence de Rabi $\Omega/2\pi = 268$ kHz. Chaque point est la moyenne de 100 expériences.

de Rabi entre les deux niveaux du qubit. Pour le graphe de la figure II.8, la puissance du piège (premier faisceau Raman) est de 0,5 mW, et celle du second faisceau Raman est

de $3 \mu\text{W}$. Après ajustement par une fonction *cosinus* avec une enveloppe exponentielle, on trouve une fréquence de Rabi $\Omega/2\pi = 268 \text{ kHz}$. On remarque que les oscillations sont très rapidement amorties (après environ 3 arches). Cet amortissement sera discuté plus en détail dans le paragraphe II.2.8, page 65.

On voit donc ici que nous sommes capables, en envoyant une impulsion d'environ $2 \mu\text{s}$, de transférer de manière cohérente l'atome de l'état $|\uparrow\rangle$ à l'état $|\downarrow\rangle$ (impulsion- π), ou encore de créer une superposition $1/\sqrt{2}(|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle)$ (impulsion- $\pi/2$), ceci avec une efficacité de l'ordre de 75 %.

II.2.5 Pompage optique dans le niveau $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$

Une fois cette démonstration de principe des transitions Raman à 810 nm réalisée, nous avons utilisé ces dernières pour optimiser l'initialisation de notre qubit, c'est-à-dire le pompage optique dans le niveau $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$. Son principe est représenté sur la figure II.9. L'atome est illuminé par un faisceau accordé sur la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 2\rangle$ et de polarisation σ^+ . On envoie aussi un faisceau repompeur pour recycler les atomes de l'état $f = 1$. Si un atome se retrouve dans l'état $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$, il ne verra plus les faisceaux et restera piégé dans cet état : il s'agit d'un « état noir ». En pratique, le faisceau repompeur est celui de la mélasse

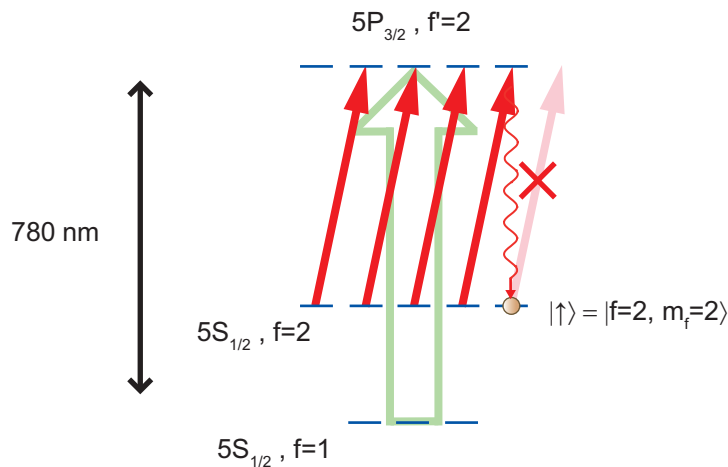


FIGURE II.9 – **Pompage optique dans le niveau $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$.** Un faisceau à 780 nm résonnant avec la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 2\rangle$ et de polarisation σ^+ est envoyé sur l'atome. L'état $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ est un état noir pour ce faisceau. Le faisceau repompeur de la mélasse est allumé simultanément pour recycler les atomes en $f = 1$.

optique. Ses paramètres (puissance, fréquence, polarisation) sont donc fixés. Comme l'axe de quantification est vertical, le faisceau de pompage optique polarisé σ^+ est également envoyé verticalement (de bas en haut). Il est issu de la même diode laser que celle dont sont issus les faisceaux de mélasse et le faisceau pousseur, et emprunte le même chemin optique que le faisceau pousseur. Il est donc focalisé sur un col de $70 \mu\text{m}$. Sa polarisation

circulaire a été optimisée en plaçant, au-dessus de la chambre à vide, un polariseur dans le chemin du faisceau et en vérifiant que la puissance transmise est constante lorsqu'on tourne l'axe du polariseur. Pour quantifier l'ellipticité résiduelle, nous avons mesuré le rapport P_{\min}/P_{\max} où P est la puissance transmise par le polariseur. Celui-ci vaut 0,97, ce qui revient à dire que le champ électrique du faisceau de pompage optique peut s'écrire $E((1 - \varepsilon)\hat{\sigma}^+ + \varepsilon\hat{\sigma}^-)$ avec $\varepsilon = 0,0076$.

Le pompage optique est très sensible à la lumière parasite. La préparation dans l'état $|\uparrow\rangle$ sera altérée s'il y a de la lumière résonnante avec une transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |e\rangle$ où $|e\rangle$ est un état excité quelconque. La fuite d'un AOM éteint peut être suffisante. Sur notre expérience une telle lumière résonnante peut provenir de 3 faisceaux : le ralentisseur, les faisceaux de mélasse, ou le faisceau pousseur. Pour les deux premiers, nous avons pallié ce problème en plaçant des obturateurs mécaniques dans leurs chemins optiques. Quant au faisceau pousseur, il emprunte le même chemin optique que celui de pompage optique et possède donc la même polarisation : il ne perturbera donc pas le pompage optique.

Comment optimiser le pompage optique ? Le principe est très simple. Une première chose à faire est de vérifier que l'atome n'est pas dans le niveau $f = 1$. Pour cela, il suffit d'envoyer le faisceau pousseur juste après la fin du pompage optique. Il faut alors optimiser les paramètres du pompage optique de manière à minimiser le taux de recapture. Pour un pompage optique idéal, ce taux de recapture doit valoir 0.

Si tous les atomes sont dans $f = 2$, il faut ensuite faire en sorte de maximiser la population dans l'état $|f = 2, m_f = 2\rangle$. Pour cela, on peut réaliser une impulsion- π avec nos faisceaux Raman vers l'état $|f = 1, m_f = 1\rangle$, puis envoyer le faisceau pousseur. Il faut alors essayer de maximiser la probabilité de recapture. Pour un pompage optique et une impulsion- π idéaux, cette probabilité de recapture doit valoir 1.

Ces deux types d'expériences ont été réalisées pour optimiser chacun des paramètres du pompage optique :

- sa durée est de 600 μs afin d'avoir le temps de vider complètement le niveau $f = 1$. Un soin particulier a été apporté à la synchronisation de l'extinction du repompeur et du faisceau de pompage optique ;
- le désaccord par rapport à la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 2\rangle$ est nul en tenant compte du décalage Zeeman et des déplacements lumineux ;
- la puissance du faisceau de pompage optique est de 5 μW .

Nous avons aussi vérifié que le pompage optique ne chauffait pas l'atome. Après les 600 μs de préparation, nous avons mesuré sa température en utilisant la méthode décrite dans le chapitre I. La température est la même aux barres d'erreurs près. Avec ces paramètres optimisés, les taux de recapture sont :

- 1 % lorsqu'on n'envoie pas les faisceaux Raman ;
- 80 % lorsqu'on réalise une impulsion- π .

Le premier chiffre nous dit que la probabilité d'être en $f = 1$ après le pompage optique est de 1 % (en prenant en compte les barres d'erreur, ce chiffre est compatible avec une probabilité de 0 %). Le second nous dit que la probabilité d'être dans le bon état Zeeman de $f = 2$ est supérieure à 80 %. Toutefois, il est difficile de quantifier exactement la qualité du pompage Zeeman. En effet, d'après les oscillations de Rabi que nous avons obtenu (figure II.8), l'efficacité de l'impulsion- π semble limitée. Pour quantifier exactement la

qualité du pompage optique, il faudrait connaître le profil exact d'amortissement des oscillations. Ceci sera discuté plus en détail dans la section II.2.8. Nous avons aussi vérifié que ces deux taux de recapture (avec et sans impulsion- π Raman) étaient les mêmes après un temps d'attente allant jusqu'à 70 μs , ce qui est suffisant pour toutes les expériences que nous souhaitons mener.

Nous avons considéré que l'efficacité du pompage optique et des transitions Raman étaient suffisamment bonnes pour réaliser d'autres expériences, avant de finalement nous tourner vers le système fonctionnant à 795 nm. C'est en utilisant ce dernier que nous avons correctement pu quantifier la qualité du pompage optique (cf. section II.3.2).

II.2.6 Franges de Ramsey en phase

Nous avons vu dans la section précédente que nous sommes capables de manipuler le qubit codé sur l'état interne d'un atome unique ; ceci signifie que nous sommes capables de faire trois choses :

- d'initialiser le qubit par pompage optique ;
- d'effectuer une rotation du qubit, ce qui est prouvé expérimentalement par l'observation d'oscillations de Rabi ;
- enfin, que nous pouvons lire l'état du qubit.

Ainsi, on peut initialiser l'atome dans l'état $|\uparrow\rangle$, puis réaliser une impulsion $\pi/2$ (sa phase φ est arbitrairement fixée à 0), ce qui va placer l'atome dans la superposition cohérente

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle) . \quad (\text{II.16})$$

En plus des trois critères que nous venons de citer, un autre est essentiel pour décrire la qualité du qubit : son temps de cohérence. Il s'agit de savoir combien de temps une superposition du type II.16 peut survivre [80]. Ce temps de cohérence du qubit peut-être limité soit par la durée de vie finie des états $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$, soit par un déphasage relatif des deux termes de la superposition II.16. Nous verrons que pour nos expériences, seul ce deuxième phénomène est en cause : on lui associe un temps de déphasage noté T_2 .

Afin de sonder ce temps de cohérence T_2 du qubit nous avons utilisé la méthode classique consistant à réaliser une expérience de franges de Ramsey. Rappelons-en le principe. Après avoir créé la superposition II.16 à l'aide d'une première impulsion $\pi/2$ (de phase nulle), on attend un certain laps de temps T puis on envoie une seconde impulsion $\pi/2$, déphasée de φ par rapport à la première. En supposant que les impulsions $\pi/2$ sont résonnantes (l'état reste alors le même pendant la période d'évolution libre lorsqu'on se place dans le référentiel tournant), l'état de l'atome va évoluer de la manière suivante :

$$|\uparrow\rangle \xrightarrow{\pi/2} \frac{|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{T} \frac{|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{\pi/2(\varphi)} ie^{-i\varphi/2} \sin(\varphi/2)|\uparrow\rangle - ie^{i\varphi/2} \cos(\varphi/2)|\downarrow\rangle . \quad (\text{II.17})$$

On voit donc que la probabilité d'être dans l'état $|\downarrow\rangle$ va osciller entre 0 et 1 avec une période de 2π ; ces oscillations sont ce qu'on appelle des franges de Ramsey. Si le temps d'attente entre les impulsions est court, le qubit garde sa cohérence et on observera bien ces oscillations. Par contre, si on attend un temps beaucoup plus grand que le temps de cohérence du qubit $T \gg T_2$, ces oscillations vont disparaître.

Nous avons réalisé cette séquence expérimentale simple afin de vérifier la possibilité d'observer des franges de Ramsey sur notre système. La séquence utilisée est exactement la même que pour tracer un spectre ou réaliser une oscillation de Rabi, sauf que l'on envoie deux impulsions $\pi/2$, et on varie la phase de la première impulsion par rapport à celle de la dernière. Le résultat est donné sur la figure II.10 pour deux impulsions de $1,4 \mu\text{s}$ séparés de $T = 5 \mu\text{s}$. On obtient bien une oscillation avec une période de 2π .

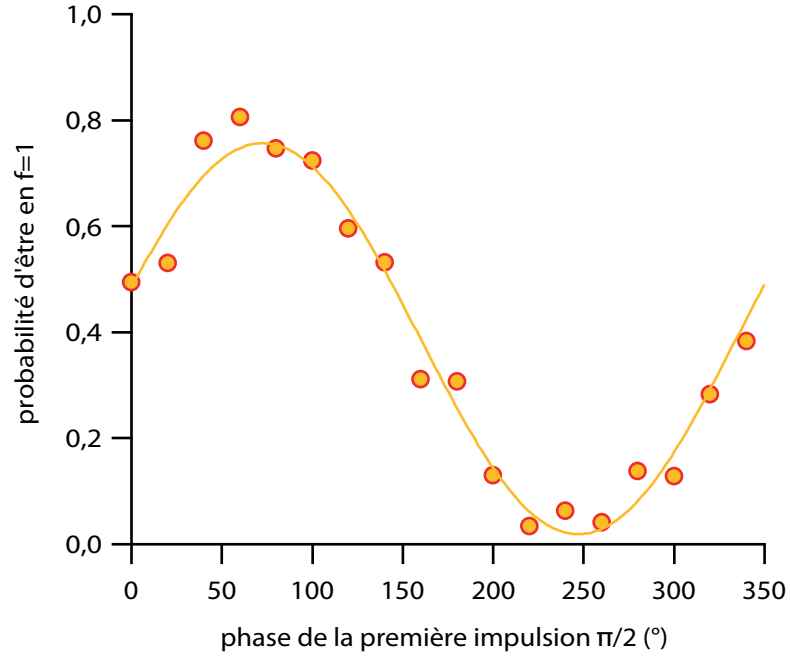


FIGURE II.10 – **Franges de Ramsey obtenues sur la transition $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$.** Seules l'amplitude et la phase de l'ajustement ne sont pas fixées, la période est fixée à 2π . Chaque point est la moyenne de 100 expériences.

Il est important de noter que chacune des impulsions $\pi/2$ est réalisée par une transition Raman à deux photons. Dans ce cadre, la définition de la phase de l'impulsion doit prendre en compte la phase des deux lasers. D'après la formule II.3, la fréquence de Rabi pour la transition à deux photons est

$$\Omega e^{i\varphi} = \frac{\Omega_1 e^{i\varphi_1} \Omega_2^* e^{-i\varphi_2} e^{i(k_1 - k_2)\Delta x}}{2\Delta}, \quad (\text{II.18})$$

où Δx est la différence de chemin optique entre les deux faisceaux Raman. Les phases de chaque faisceau sont définies par

$$\varphi_i = \varphi_{\text{laser}} + \varphi_{\text{AOM}i}, \quad (\text{II.19})$$

où $i=1$ ou 2 , φ_{laser} est la phase des lasers (qui est la même grâce au mécanisme d'injection qui nous permet de les assevir en fréquence) et $\varphi_{\text{AOM}i}$ est la phase des ondes radiofréquences envoyées sur les AOM par lesquels passent chacun des faisceaux. Finalement, la phase de chaque impulsion $\pi/2$ s'écrit

$$\varphi = \varphi_{\text{AOM}1} - \varphi_{\text{AOM}2} + (k_1 - k_2)\Delta x. \quad (\text{II.20})$$

Les phases φ_{AOM1} et φ_{AOM2} sont bien définies car les AOM sont pilotés par deux synthétiseurs asservis en phase. Par contre, il faut que le chemin optique ne fluctue pas entre les deux impulsions $\pi/2$ (c'est-à-dire sur un temps de l'ordre de la μs) si on veut que la phase φ soit bien définie. Afin de remplir cette condition, nous avons fait en sorte que les deux impulsions empruntent exactement le même chemin optique. Il peut cependant toujours y avoir des vibrations acoustiques qui modifient le chemin optique, mais celles-ci apparaissent sur des échelles de temps plus longues que la durée d'attente entre les deux impulsions (quelques μs) et ne nous posent donc pas de problèmes. On pourrait toujours les éviter en réalisant une stabilisation interférométrique des chemins optiques [83].

Afin de mesurer le temps de cohérence T_2 de notre qubit, nous devons mesurer le contraste des franges de Ramsey en fonction du temps d'attente T entre les deux impulsions $\pi/2$. Il faudrait donc répéter l'expérience précédente pour différents délais T .

II.2.7 Mesure du temps de cohérence du qubit par interférométrie de Ramsey

Il existe en fait une manière plus simple de mesurer T_2 . Il suffit de désaccorder légèrement les faisceaux Raman par rapport au centre de la raie pour les deux impulsions $\pi/2$. On peut alors voir des franges de Ramsey sans changer la phase entre les deux impulsions, mais simplement en variant le délai T . En effet, en se plaçant dans le référentiel du champ tournant, l'atome accumule une phase $\varphi = \delta T$ pendant la phase d'évolution libre (δ est le désaccord par rapport au centre de la raie). Dans la limite où le désaccord est petit devant la fréquence de Rabi ($\delta \ll \Omega$), l'évolution de l'état de l'atome est alors la suivante :

$$|\uparrow\rangle \xrightarrow{\pi/2} \frac{|\uparrow\rangle - i|\downarrow\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{T} \frac{|\uparrow\rangle - ie^{-i\delta T}|\downarrow\rangle}{\sqrt{2}} \xrightarrow{\pi/2} ie^{-i\frac{\delta T}{2}} \left(\sin\left(\frac{\delta T}{2}\right)|\uparrow\rangle - \cos\left(\frac{\delta T}{2}\right)|\downarrow\rangle \right). \quad (\text{II.21})$$

Nous avons réalisé cette expérience avec un désaccord $\delta/2\pi = 200$ kHz. Les impulsions $\pi/2$ ont une durée de 1 μs . On observe bien les franges de Ramsey attendues, ainsi que leur amortissement dû à la perte de cohérence du qubit (figure II.11). Notons tout de même que la condition $\delta \ll \Omega$ n'est pas pleinement réalisée dans notre cas puisque la fréquence de Rabi vaut 250 kHz. Mais pour ces paramètres nous attendons tout de même des franges de Ramsey à la fréquence δ avec une amplitude supérieure à 0,97 (cf. insert de la figure II.11). Nous mesurons un temps de cohérence $T_2 = (56 \pm 5)$ μs (temps pour lequel l'amplitude des oscillations chute d'un facteur e). On peut penser que ce temps est court (par exemple par rapport aux qubits codés sur des ensembles atomiques [84, 85], environ 1 ms, ou surtout sur des ions uniques [40], jusqu'à 100 s), mais il ne faut pas oublier que nous pouvons manipuler notre qubit très rapidement, car nos faisceaux Raman sont fortement focalisés et les intensités sont donc très élevées. Nous avons montré par exemple qu'avec des puissances de l'ordre du mW, nous pouvons réaliser une impulsion- π en 70 ns [54]. Le temps de cohérence est donc environ 1000 fois plus long, et nous pourrions en principe réaliser de nombreuses opérations à un qubit avant que celui-ci ne décohère.

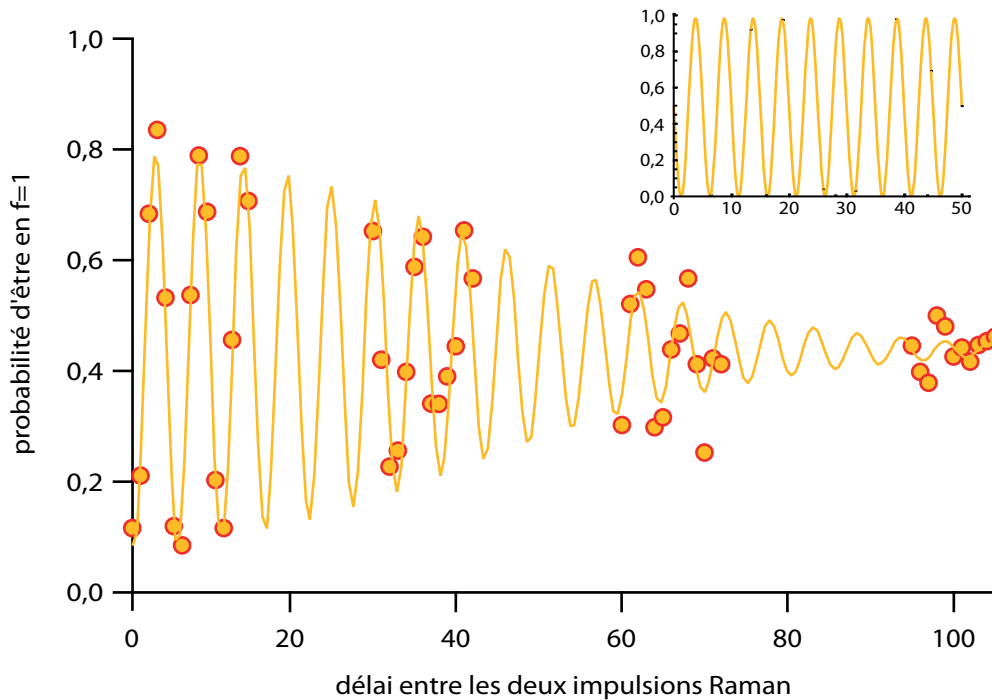


FIGURE II.11 – **Franges de Ramsey sur la transition $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$.** La fonction utilisée pour l'ajustement est décrite dans le texte. On trouve un temps à $1/e$ de $T_2 = (56 \pm 5) \mu\text{s}$. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. L'insert représente les oscillations attendues pour nos paramètres ($\delta/2\pi = 200 \text{ kHz}$, $\Omega/2\pi = 250 \text{ kHz}$), sans décohérence. Bien que la condition $\delta \ll \Omega$ ne soit pas pleinement remplie, on attend des franges de Ramsey à la bonne fréquence avec une amplitude supérieure à 0,97.

Discutons les origines du temps de cohérence limité, qui peuvent être multiples :

- 1- durée de vie limitée des sous-états Zeeman hyperfins ;
- 2- fluctuations du désaccord dues au déplacement lumineux différentiel ;
- 3- fluctuations de champ magnétique qui entraînent des fluctuations du désaccord.

1) Durée de vie des états hyperfins

Lorsqu'on prépare l'atome dans un sous-niveau Zeeman hyperfin de l'état fondamental, sa durée de vie dans cet état est finie. En particulier, l'atome peut diffuser des photons du piège. S'il s'agit de *diffusion Rayleigh*, l'état Zeeman hyperfin est inchangé et la cohérence est préservée [79]. Par contre, s'il s'agit de *diffusion Raman*, l'état hyperfin est changé après le processus de diffusion, et ce phénomène peut contribuer *a priori* à limiter la durée de cohérence. Les taux de diffusion peuvent être calculés en prenant en compte la sous-structure des niveaux excités [67]. Dans le cas du ^{87}Rb , on montre que pour 100 photons diffusés, seulement 11 le seront par diffusion Raman et modifieront l'état hyperfin. Or le taux de diffusion mesuré sur notre expérience [63] est d'environ 8 photons/s pour un piège d'une profondeur de 12 MHz. Ce n'est donc pas la diffusion par les photons du piège qui nous limite. Cependant, il peut y avoir de la lumière parasite d'autres faisceaux (pompage optique, faisceau pousseur, repompeur) provoquant de la diffusion. Nous avons

placé des obturateurs mécaniques dans plusieurs de ces faisceaux, mais le meilleur moyen de s'assurer que la diffusion n'est pas le facteur limitant serait de placer des obturateurs mécaniques rapides dans tous les faisceaux.

Pour conclure, rappelons tout de même que nous avons vu dans la section II.2.5 que l'état $|\uparrow\rangle$ préparé par pompage optique survivait pendant plus de 70 μs . Il semble donc que la durée de vie finie des états $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ ne soit pas le facteur limitant la durée de cohérence $T_2=56 \mu\text{s}$ du qubit.

2) Fluctuations du désaccord dues au déplacement lumineux différentiel

D'une manière générale, si le désaccord fluctue au cours de l'expérience ou n'est pas le même d'un atome à l'autre, alors la phase accumulée pendant la période d'évolution libre de durée T ne sera pas bien définie et on aura un amortissement des franges de Ramsey. Nous avons vu que le signal de franges de Ramsey en fonction de T s'écrit, pour un désaccord δ_0 ,

$$\frac{1}{2}(1 + \cos(\delta_0 T)) . \quad (\text{II.22})$$

Pour prendre en compte le fait que le désaccord peut varier d'une expérience à l'autre, il faut intégrer ce signal sur la distribution des désaccords $p(\delta)$:

$$\int p(\delta - \delta_0) \frac{1}{2}(1 + \cos(\delta T)) d\delta . \quad (\text{II.23})$$

On remarque que cette intégrale n'est rien d'autre que la transformée de Fourier de $p(\delta - \delta_0)$ (à un terme constant près). Donc, l'enveloppe des oscillations du signal de Ramsey sera donnée par la transformée de Fourier de $p(\delta)$ [81]. Par exemple, si les fluctuations de désaccords ont une distribution lorentzienne, l'enveloppe des oscillations sera une exponentielle décroissante. Si elles sont gaussiennes, l'enveloppe sera également gaussienne.

Nous avons déjà énuméré dans la section II.2.3 plusieurs raisons pour lesquelles le désaccord peut fluctuer. Parmi les contributions non négligeables, il y a la température finie des atomes *via* le déplacement lumineux différentiel. La distribution de désaccord associée est donnée par l'équation II.14. Le calcul de sa transformée de Fourier conduit à une enveloppe en $(1 + \frac{T^2}{T_2^*})^{-3/2}$, dont le temps typique de décroissance est $T_2^* = 1,8 \text{ ms}$ pour nos paramètres (cf. équation II.15). Ce temps est bien trop long pour expliquer la décroissance de notre signal de franges de Ramsey en quelques dizaines de μs .

3) Fluctuations du champ magnétique

Enfin, les fluctuations de désaccord peuvent être dues à des fluctuations du champ magnétique directeur. Nous avons déjà discuté ce phénomène dans la section II.2.3. Si l'on suppose une distribution gaussienne de ce bruit, cela conduira à une enveloppe gaussienne des franges de Ramsey. C'est ce profil qui a été utilisé pour ajuster les données de la figure II.11. On trouve ainsi un temps de cohérence de $(56 \pm 5) \mu\text{s}$. Celui-ci est défini comme le temps pour lequel l'amplitude chute d'un facteur e . Ceci correspond à introduire des fluctuations de désaccord sur une largeur de 10 kHz (FWHM) et est donc compatible avec les résultats obtenus sur la largeur minimale des spectres (cf. section II.2.3).

Pour conclure, notons qu'il aurait été intéressant de réaliser une séquence d'écho de spin [63], afin de déterminer le temps de déphasage irréversible de notre qubit. En ne

considérant que le déphasage dû aux fluctuations du champ magnétique, ce temps de déphasage irréversible nous aurait donné l'ordre de grandeur de l'échelle de temps typique des fluctuations de champ magnétique [54, 81]. Sur des échelles de temps de l'ordre de la ms, le mouvement des atomes aurait également eu une influence, *via* le déplacement lumineux différentiel .

II.2.8 Conclusion : limités par un problème technique ?

Les expériences que nous venons de présenter, réalisées avec le système à 810 nm, sont satisfaisantes. Nous avons montré que nous pouvions manipuler le qubit en effectuant des oscillations de Rabi et nous avons pu mesurer le temps de cohérence du qubit. Cependant, nous avons aussi vu que l'efficacité des oscillations de Rabi semble limitée (figure II.8) : les oscillations de Rabi s'amortissent en général après environ 3 arches. Ceci limite la fidélité de nos opérations à un qubit et nous empêche de quantifier précisément la qualité de notre préparation par pompage optique.

Cet amortissement n'est pas dû à la durée de vie limitée des états $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ d'après ce que nous avons vu au paragraphe précédent. Il faut donc chercher l'explication ailleurs. Regardons attentivement la formule de Rabi. Celle-ci nous dit qu'après avoir initialisé l'atome dans l'état $|\uparrow\rangle$ et après avoir envoyé les faisceaux Raman pendant un temps τ , la probabilité pour l'atome d'être dans l'état $|\downarrow\rangle$ est

$$P_{\downarrow}(\tau) = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta^2} \sin^2\left(\frac{\sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \tau}{2}\right). \quad (\text{II.24})$$

En supposant que le temps τ est bien défini, on voit dans cette formule que deux choses peuvent amortir les oscillations : des fluctuations de la fréquence de Rabi Ω ou des fluctuations du désaccord δ .

Nous avons déjà discuté dans les paragraphes précédent les diverses origines des limitations de notre système. Pour les fluctuations de désaccord, on a déjà vu que la contribution principale venait des fluctuations de champ magnétique. Les spectres mesurés et les franges de Ramsey était bien reproduits en supposant des fluctuations de désaccord sur une largeur d'environ 12 kHz. Si on simule le signal d'oscillation de Rabi attendu en introduisant de telles fluctuations de désaccord, on n'observe quasiment aucune influence de celles-ci. Ce n'est donc pas la bonne explication.

Il peut par contre y avoir des fluctuations de la fréquence de Rabi. Nous avons mesuré des fluctuations de puissance de 2 % dans chaque faisceau Raman, les fluctuations de la fréquence de Rabi à deux photons sont donc également ⁸ de 2 %. Une fois de plus, le signal simulé ne s'amortit pas assez vite pour expliquer nos résultats.

Enfin, il ne faut pas oublier que d'une réalisation expérimentale à une autre, l'énergie moyenne d'un atome est distribuée selon une distribution de Boltzmann. Ceci signifie que

8. Si on mesure des fluctuations de puissance de 2 % sur la puissance d'un faisceau, cela signifie qu'elles sont de 1 % sur sa fréquence de Rabi car $\Omega \propto \sqrt{P}$. Mais comme la fréquence de Rabi à deux photons est proportionnelle à $\Omega_1 \times \Omega_2$, cela revient bien à avoir des fluctuations de 2 % sur la fréquence de Rabi à 2 photons.

l'intensité moyenne des faisceaux Raman vu par l'atome, et donc la fréquence de Rabi Ω , est à chaque fois différente. On a donc une distribution de fréquence de Rabi qui dépend de la distribution d'énergie des atomes dans le piège et ceci peut conduire à un amortissement des oscillations. De la même façon qu'à la section II.2.3, on montre [63] que cela conduit à une enveloppe des oscillations en $(1 + \frac{t^2}{T_{\text{Rabi}}^2})^{-3/2}$ (comme pour les franges de Ramsey). Le signal attendu s'écrit

$$\frac{1}{2} \left[1 - \left(1 + \frac{t^2}{T_{\text{Rabi}}^2} \right)^{-3/2} \cos \left(\Omega t + 3 \arctan \left(\frac{t}{T_{\text{Rabi}}} \right) \right) \right], \quad (\text{II.25})$$

où le terme de glissement de fréquence, $3 \arctan(\frac{t}{T_{\text{Rabi}}})$, est dû à l'asymétrie de la distribution d'énergie. Le temps T_{Rabi} est le temps caractéristique d'amortissement des oscillations. Il est défini par

$$T_{\text{Rabi}} = \frac{2U_{\text{max}}}{\Omega_{\text{max}} k_{\text{B}} T}, \quad (\text{II.26})$$

où U_{max} est la profondeur du piège et Ω_{max} la fréquence de Rabi au fond du piège. Pour les paramètres de la figure II.8, ce temps vaut $T_{\text{Rabi}} = 61 \mu\text{s}$. C'est encore une fois bien trop long pour expliquer l'amortissement observé.

Il semble donc, dans notre système à 810 nm, y avoir des fluctuations importantes de la fréquence de Rabi. Nous n'avons pas réussi à déterminer leur origine exacte. Nous soupçonnons l'injection des lasers qui sert à les asservir en fréquence. Il se pourrait que les lasers se désinjectent régulièrement sur des échelles de temps très courtes, nous empêchant de voir quoi que ce soit sur le signal de battement. Afin d'essayer d'obtenir de meilleurs résultats, nous avons donc testé le système à 795 nm.

II.3 Expériences réalisées avec le système à 795 nm

II.3.1 Système laser

Ce système est basé sur l'asservissement de la fréquence relative des lasers grâce au signal de battement capté par une photodiode rapide. Il est représenté schématiquement sur la figure II.12. Une première diode laser à 795 nm (Raman1, Toptica DL100) est asservie par absorption saturée sur la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, f' = 2\rangle$ du ^{87}Rb . La partie du faisceau prélevée pour la spectroscopie est décalée de -500 MHz par un AOM. Ceci signifie que le faisceau « utile » est décalé de 500 MHz vers le bleu de la transition. Nous envoyons ce faisceau, ainsi que celui issu de la deuxième diode laser (Toptica DL100) sur une photodiode rapide (bande-passante $> 6,8 \text{ GHz}$). Le signal de cette photodiode est utilisé pour asservir la fréquence et la phase de la seconde diode. Nous utilisons pour cela un système d'asservissement rapide commercial (Toptica FALC « *Fast Analog Linewidth Control* ») qui compare la fréquence du battement à la référence fixe donnée par un synthétiseur. Le FALC rétroagit sur le courant de la seconde diode *via* un « Bias Tee ». Ce dispositif, habituellement utilisé pour isoler la composante continue d'un signal, nous permet de rétroagir directement sur le courant de la diode, donc avec une bande passante supérieure à une entrée de contrôle classique (elle est supérieure à 100 MHz), ce qui est

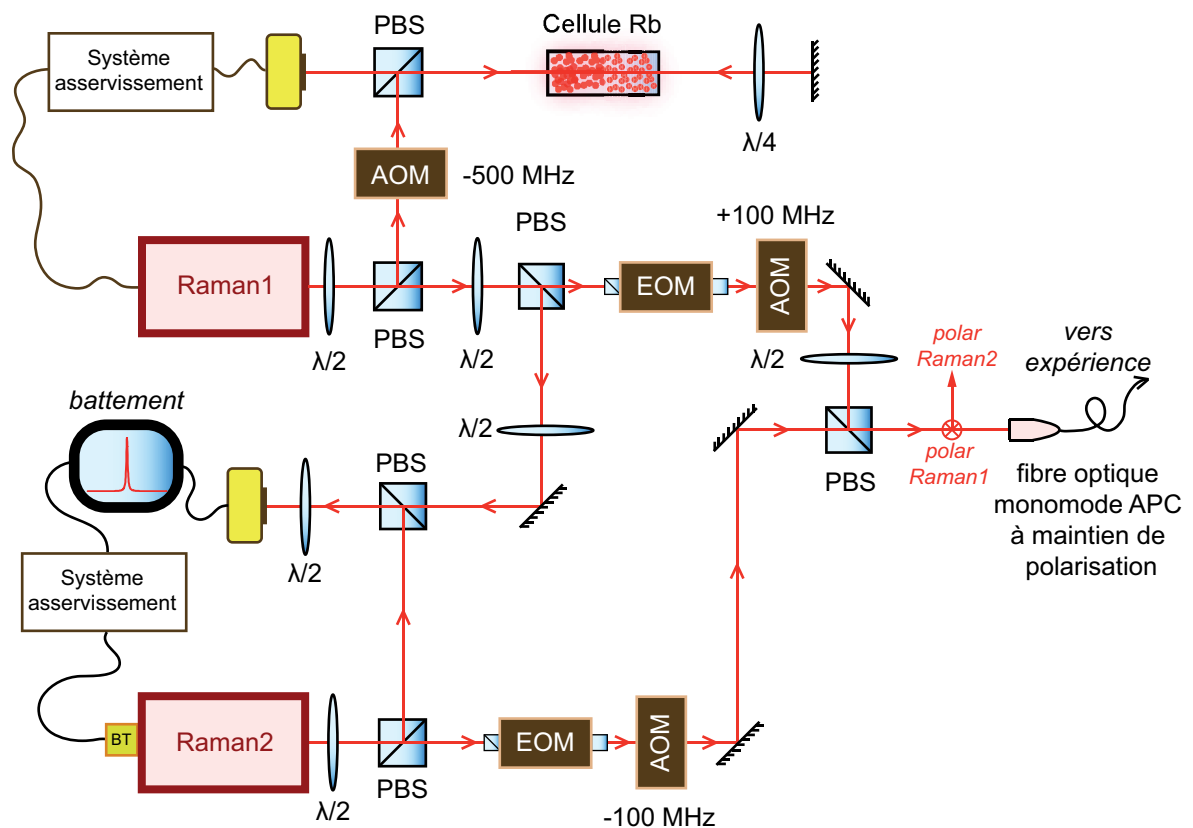


FIGURE II.12 – **Système laser Raman à 795 nm.** BT = Bias Tee. PBS = cube polarisant. Les EOM sont placés entre polariseurs croisés. Les deux diodes laser (Toptica DL100) ont des isolateurs optiques intégrés.

essentiel pour que les faisceaux soient cohérents en phase. Notons que la bande passante du système d'asservissement est limitée par le FALC et vaut environ 10 MHz, ce qui est largement supérieur à la largeur spectrale des lasers (quelques centaines de kHz) : nous pourrions donc bien asservir ceux-ci en phase.

Nous pouvons alors facilement changer la différence de fréquence des deux lasers en ajustant la fréquence du synthétiseur et accorder cette différence sur l'écart hyperfin entre les niveaux $f = 1$ et $f = 2$ du ^{87}Rb . Sur la figure II.13, on peut voir le signal de battement que nous obtenons typiquement une fois l'asservissement effectué. Nous ne pouvons pas mesurer la largeur à -3 dB du pic central avec l'analyseur de spectre que nous avons à notre disposition (sa résolution est trop faible). Tout ce que nous pouvons dire est que ce pic a une largeur inférieure à 10 Hz. On observe aussi deux pics à ± 83 kHz autour du pic central. Ils sont dus à la modulation de courant que nous appliquons à la diode Raman 1 pour la détection synchrone. En dehors du pic central et de ces deux pics, le signal reste inférieur à -49 dBm. On remarque tout de même deux « bosses » vers $\pm 1,5$ MHz, dues au système d'asservissement (FALC).

Chaque faisceau passe par un AOM à 100 MHz (ce qui porte le désaccord total à 600 MHz vers le bleu) et par un EOM entre polariseurs croisés. (*Electro-Optical Modulator*,

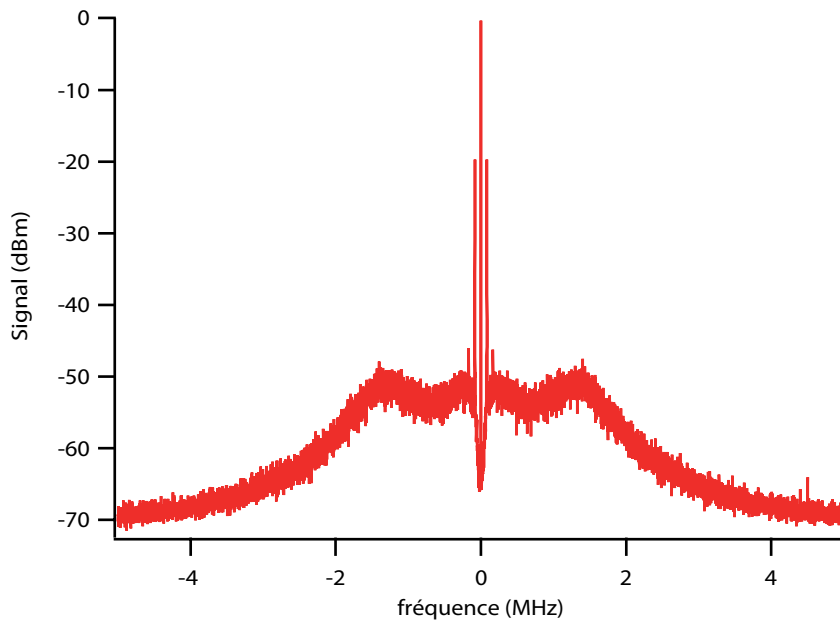


FIGURE II.13 – *Signal de battement entre les deux faisceaux Raman à 795 nm.*

modulateur électro-optique). L'EOM est utilisé pour allumer/éteindre le faisceau sur des échelles de temps courtes (temps de montée/descente : environ 10 ns), ce qui est important lorsqu'on souhaite réaliser l'excitation de l'atome vers des états Rydberg : en effet, nous verrons au chapitre III que l'excitation vers un état de Rydberg est réalisée en seulement quelques dizaines de ns. Les deux AOM à 100 MHz sont pilotés par des synthétiseurs asservis en phase afin de préserver la cohérence de phase des deux faisceaux. Ces derniers sont finalement couplés avec des polarisations perpendiculaires dans une fibre optique monomode APC à maintien de polarisation qui amène les faisceaux à l'expérience. À la sortie de la fibre, on optimise la direction de polarisation du faisceau « Raman 1 » en maximisant sa transmission à travers un polariseur correctement orienté. On utilise pour cela une lame $\lambda/2$ et une lame $\lambda/4$ situées sur le chemin optique. Comme on utilise une fibre optique à maintien de polarisation, le second faisceau Raman aura automatiquement la bonne polarisation. Au niveau de l'atome, les faisceaux sont focalisés sur un col d'environ $150 \mu\text{m}$.

II.3.2 Manipulation du qubit

Spectre

En premier lieu nous avons vérifié que nous étions capables de mesurer le spectre de la transition $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$. Nous avons réalisé exactement la même séquence que celle utilisée dans la section II.2.3. Après préparation dans l'état $|\uparrow\rangle$ par pompage optique, on envoie les deux faisceaux Raman pendant $1,7 \mu\text{s}$ (puissances respectives de $31 \mu\text{W}$ ($f = 2 \rightarrow f' = 2$) et $41 \mu\text{W}$ ($f = 1 \rightarrow f' = 2$)), puis on détecte l'état de l'atome avec le faisceau pousseur.

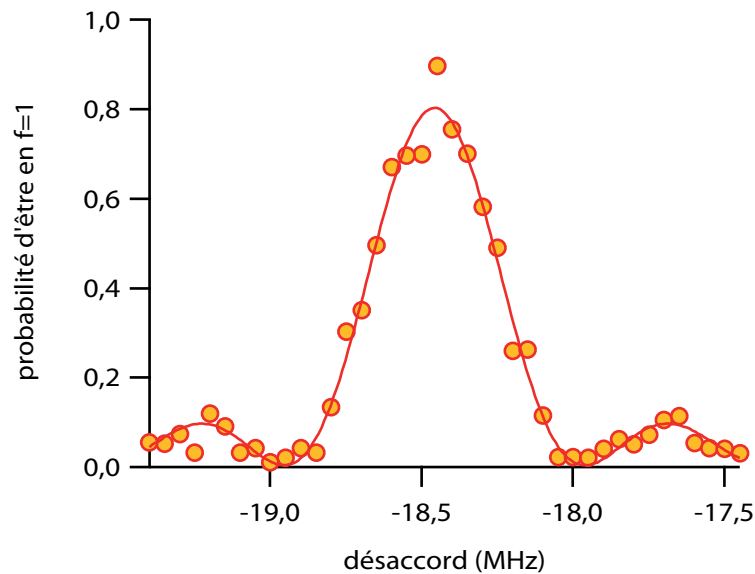


FIGURE II.14 – **Spectre de la transition** $|\uparrow\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$. On mesure une FWHM de (459 ± 8) kHz. La raie est centrée sur un désaccord de 18,448 MHz. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. L’amplitude du pic est limitée par le pompage optique qui n’était pas optimisé pour cette expérience.

On obtient le spectre de la figure II.14. La largeur à mi-hauteur attendue est de 471 kHz. En supposant que nous réalisons une impulsion- π , nous mesurons une FWHM de (459 ± 8) kHz ; le spectre mesuré est donc limité par Fourier. La position du centre n’est pas exactement la même que pour les mesures de la section II.2.3, car nous avons légèrement modifié la valeur du champ de biais.

Oscillations de Rabi

Nous nous sommes ensuite placé au centre de la raie et nous avons réalisé des oscillations Rabi entre les deux états du qubit, toujours à partir de la même séquence expérimentale. Chaque faisceau Raman a une puissance de $45 \mu\text{W}$. Le résultat est représenté sur la figure II.15 (carrés). On obtient des oscillations de Rabi très contrastées. La fréquence de Rabi mesurée est de (234 ± 1) kHz.

Nous pouvons à présent conclure sur l’efficacité du pompage optique : les mesures faites avec le système à 810 nm n’étaient sans doute pas limitées par la qualité du pompage optique, mais par des problèmes techniques sur la chaîne laser Raman. Sur l’oscillation de Rabi, le point à $0 \mu\text{s}$ correspond à une mesure faite sans envoyer les faisceaux Raman. Après avoir moyenné le résultat de 500 expériences, on trouve une probabilité de recapture inférieure à 1 %. Cela signifie qu’après le pompage optique, il n’y a pas d’atomes dans le sous-niveau $f = 1$ de l’état fondamental. Lorsqu’on effectue une impulsion- π , on trouve une probabilité de recapture de (97 ± 2) %. Sachant que la probabilité de recapture pour une séquence sans faisceaux Raman et sans faisceau pousseur est de 98 % (à cause de la durée de vie finie d’un atome dans le piège, cf. chapitre I, page 30), cette valeur de

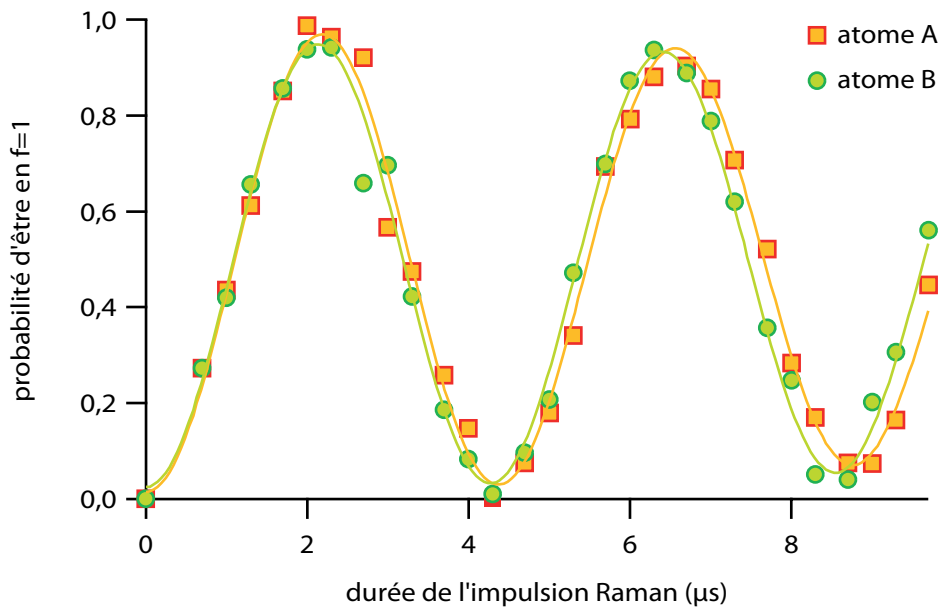


FIGURE II.15 – *Oscillations de Rabi entre les niveaux $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$. On trouve une fréquence de Rabi de $\Omega/2\pi = (234 \pm 1)$ kHz.*

(97 ± 2) % est compatible avec une efficacité de préparation/rotation/lecture du qubit de 100 %.

Nous avons aussi vérifié que nous pouvons faire de même sur le second piège. Celui-ci est placé $3,6 \mu\text{m}$ en-dessous du premier piège, et voit donc en théorie la même intensité des faisceaux Raman que le premier piège, car ceux-ci sont focalisés sur un col d'environ $150 \mu\text{m}$. Le résultat correspond aux ronds sur la figure II.15.

Enfin, nous avons réalisé une oscillation de Rabi plus longue pour étudier son amortissement (figure II.16). Pour cette mesure, le pompage optique n'avait pas été optimisé, ce qui explique l'amplitude limitée au début des oscillations. Ici, l'amortissement des oscillations est dû aux fluctuations de la fréquence de Rabi de la transition à deux photons. En effet, nous avons vérifié par des calculs numériques que les fluctuations de désaccord caractérisées dans les paragraphes précédents jouent un rôle négligeable sur l'échelle de temps de cette expérience. Pour ajuster nos données, nous avons supposé que nous avions des fluctuations gaussiennes de la fréquence de Rabi, ce qui entraîne une décroissance des oscillations avec une enveloppe gaussienne. Les données de la figure II.16 ont été ajustées « à l'œil » avec un tel modèle. On trouve une fréquence de Rabi $\Omega/2\pi = 206$ kHz et il a été nécessaire d'introduire des fluctuations de fréquence de Rabi sur une largeur FWHM de $0,01 \times \Omega$. Ces fluctuations de fréquence de Rabi sont dues à des fluctuations de la puissance des faisceaux Raman (1 % pour chaque faisceau).

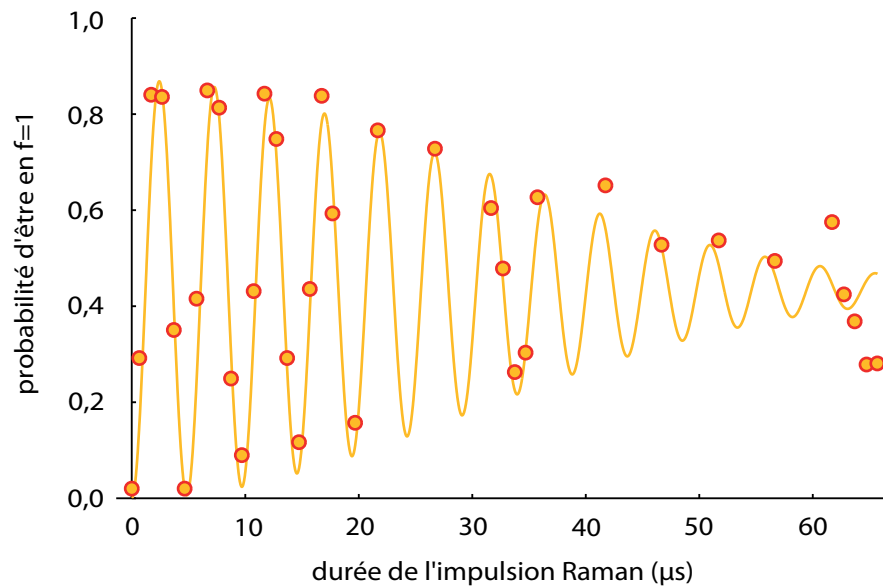


FIGURE II.16 – **Oscillations de Rabi entre les niveaux $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$** . La courbe est ajustée « à l’œil » avec le modèle basé sur les fluctuations de puissance des faisceaux Raman décrit dans le texte. Pour cette expérience, le pompage optique n’était pas optimisé et limite l’amplitude des oscillations.

II.4 Conclusion

Nous pouvons donc affirmer que notre atome est un excellent candidat au titre de qubit. Ceci signifie que nous pouvons isoler deux niveaux d’énergie dans son spectre,

$$|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle \quad \text{et} \quad |\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle, \quad (\text{II.27})$$

et manipuler l’état de l’atome, c’est-à-dire :

- l’initialiser dans l’état $|\uparrow\rangle$ par pompage optique avec une efficacité compatible avec 100 % ;
- le mesurer avec une précision limitée par le bruit de projection quantique (barres d’erreur de typiquement ± 4 % en moyennant 100 expériences) ;
- faire tourner le qubit entre les états $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ à l’aide de transitions Raman.

Nous avons en particulier testé deux chaînes laser et finalement choisi celle fonctionnant à 795 nm pour ses performances. Avec des puissances de l’ordre 30 μW par faisceau, on atteint des fréquences de Rabi à deux photons de 250 kHz.

Nos résultats sont tout à fait comparables à ceux d’autres groupes travaillant avec des atomes uniques dans des pinces optique [53, 78]. En particulier, la qualité de notre pompage optique est excellente. Notre seul désavantage est de mesurer un temps de cohérence du qubit relativement court (56 μs) par rapport aux valeurs mesurées dans leurs expériences (typiquement plusieurs centaines de μs , et plusieurs dizaines de ms après une séquence d’écho de spin). Toutefois, nous avons vu que la contribution principale était celle des fluctuations de champ magnétique (la différence d’énergie entre les niveaux $|\uparrow\rangle$

et $|\downarrow\rangle$ fluctue sur environ 15 kHz). En utilisant des sous-niveaux Zeeman hyperfins insensibles au champ magnétique, on gagne en temps de cohérence, comme J. Beugnon l'avait montré sur notre expérience en mesurant des temps de cohérence de plusieurs dizaines de ms après une séquence d'écho de spin. Mais, comme précisé au début de ce chapitre, il nous est impossible d'exciter l'état de Rydberg souhaité ($|58D_{3/2}, f = 3, m_f = 3\rangle$) en partant d'un sous-niveau insensible au champ magnétique.

Pour la suite, il faut retenir que nous sommes capables, avec une très grande fidélité, d'effectuer une rotation d'un angle arbitraire θ entre les deux niveaux du qubit. Cette rotation peut être écrite, dans la base $\{|\downarrow\rangle, |\uparrow\rangle\}$, sous la forme matricielle suivante :

$$R(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & i e^{i\varphi} \sin(\theta/2) \\ i e^{-i\varphi} \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix}, \quad (\text{II.28})$$

où la phase φ est reliée à celle des lasers Raman⁹ et l'angle de rotation dépend de la durée pendant laquelle les faisceaux Raman ont été envoyés, $\theta = \Omega\tau$. Nous utiliserons cette capacité pour analyser l'état intriqué que nous créons par blocage de Rydberg.

Pour manipuler le qubit, notre choix des transitions à deux photons plutôt que des transitions à l'aide de champs radiofréquences était initialement motivé par la possibilité d'adresser individuellement les atomes séparés de quelques μm . En faisant le choix du système à 795 nm, nous n'avons finalement pas exploité cet avantage : l'angle de rotation et la phase sont forcément les mêmes pour les deux atomes. Ceci est important lorsqu'on souhaite analyser la qualité d'un état intriqué à deux atomes, car on ne peut alors effectuer ni un test des inégalités de Bell, ni une tomographie de la matrice densité créée.

Notons finalement que si nous voulions effectuer une de ces deux mesures avec le système à 810 nm, il faudrait effectuer une stabilisation interférométrique des chemins optiques vers chacun des atomes afin que les phases des faisceaux soient bien définies.

9. Par rapport aux définitions utilisées dans ce chapitre, nous avons introduit, pour simplifier les notations, une phase de π supplémentaire à la définition de la fréquence de Rabi.

Chapitre III

Excitation cohérente d'un atome vers un état de Rydberg

Comme nous l'avons déjà précisé dans l'introduction de ce manuscrit, nous souhaitons réaliser l'intrication de deux atomes piégés indépendamment à une distance de quelques microns en utilisant le blocage de Rydberg. Ceci nécessite d'être capable d'exciter de manière déterministe un atome unique vers un état de Rydberg donné.

Les états de Rydberg doivent leur nom au physicien suédois qui proposa en 1889 une formule empirique permettant de déterminer les nombres d'onde des nombreuses séries de raies atomiques qui avaient été observées jusqu'alors. Mais ce n'est qu'en mettant en parallèle cette formule avec les travaux de Bohr qu'on a pu identifier ces raies à des transitions vers des états de nombre quantique principal élevé. Ainsi, dans un atome de Rydberg, la distance importante entre l'électron et le noyau crée un dipôle important et deux atomes de Rydberg vont donc interagir très fortement : c'est cette propriété que nous allons exploiter pour intriquer nos deux atomes.

Dans la deuxième moitié du XX^{ème} siècle, l'avènement du laser a permis une étude beaucoup plus fine des états de Rydberg. Encore plus près de nous, l'important développement des méthodes de refroidissement et de piégeage d'atomes ayant eu lieu dans les années 80/90 a contribué à amplifier l'intérêt pour l'étude des atomes de Rydberg. En particulier, les groupes de P. Pillet et T. Gallagher ont démontré l'excitation d'états de Rydberg dans des ensembles d'atomes froids piégés : on a alors affaire à des « gaz de Rydberg gelés », dans lequel l'étude des interactions dipolaires entre atomes de Rydberg est grandement facilitée par le temps d'observation prolongé et l'excellente résolution. Ces expériences pionnières ont ouvert la voie à l'étude des interactions entre atomes de Rydberg grâce aux atomes froids, domaine aujourd'hui en pleine explosion.

Pour ces expériences, l'excitation vers les états de Rydberg est réalisée à l'aide d'une excitation laser en passant par un ou plusieurs niveaux d'énergie intermédiaires. L'excitation *cohérente* (oscillation de Rabi) depuis l'état fondamental n'a été observée pour la première fois qu'en 2008 : dans le groupe de M. Weidemüller avec un ensemble d'atomes froids [86] et dans le groupe de M. Saffman avec des atomes uniques piégés dans une pince optique [87]. Afin d'effectuer une telle excitation nous avons choisi de suivre la voie ouverte par ces expériences en réalisant également une transition à deux photons vers l'état $58D_{3/2}$.

Ce chapitre sera organisé de la manière suivante. Nous justifieront d'abord notre choix de ce niveau de Rydberg et celui des lasers permettant l'excitation d'un atome unique vers cet état. Ensuite, nous présenterons la spectroscopie de cet état et décrirons finalement son excitation cohérente.

III.1 Quelques rappels sur les états de Rydberg

Les états de Rydberg sont des états pour lesquels un ou plusieurs électrons de valence sont dans des états de nombre quantique principal n élevé. Pour des alcalins comme le ^{87}Rb , l'électron de valence est fortement excité et, dans une vision classique, ce dernier a une trajectoire pour laquelle il passe la plupart de son temps loin du noyau. Pour cette raison, le couplage au noyau est faible et on peut donc négliger la structure hyperfine : l'état de l'électron de valence est décrit par les nombres quantiques n , l et j . De plus, les propriétés d'un tel atome seront proches de celles de l'atome d'hydrogène. On peut traiter les effets du cœur électronique à l'aide de la théorie du défaut quantique [88]. Cette méthode consiste à remplacer le nombre quantique principal n par un nombre quantique effectif n^* défini par $n^* = n - \delta_{nlj}$ où la quantité δ_{nlj} , appelée *défaut quantique*, est donnée par la formule de Ritz :

$$\delta_{nlj} = \delta_0(lj) + \frac{\delta_2(lj)}{(n - \delta_0(lj))^2} + \frac{\delta_4(lj)}{(n - \delta_0(lj))^4} + \dots \quad (\text{III.1})$$

La position des niveaux d'énergie suit la même loi que pour l'atome d'hydrogène :

$$E_{nlj} = -\frac{R_\infty \left(1 + \frac{m_e}{m_a}\right)^{-1}}{n^{*2}}, \quad (\text{III.2})$$

où R_∞ est la constante de Rydberg, m_e est la masse de l'électron et m_a est la masse atomique du ^{87}Rb . Les défauts quantiques dépendent essentiellement du moment cinétique orbital l de l'état considéré et sont déterminés expérimentalement. Pour le rubidium, on peut trouver les défauts quantiques δ_0 et δ_2 pour les séries nS , nP et nD dans la référence [89] ; pour la série nF , se référer à [90]. Les défauts quantiques issus de ces références sont rapportés dans le tableau ci-dessous. Pour donner un ordre d'idée, la précision sur la mesure de ces défauts quantiques conduit, si on utilise la formule de Ritz à l'ordre 2, à une incertitude en fréquence d'environ 100 kHz autour de $n = 60$.

état	défaut quantique		état	défaut quantique	
$S_{1/2}$	δ_0	3,131 180 4(10)	$D_{3/2}$	δ_0	1,348 091 71(40)
	δ_2	0,1784(6)		δ_2	-0,602 86(26)
$P_{1/2}$	δ_0	2,654 884 9(10)	$D_{5/2}$	δ_0	1,346 465 72(30)
	δ_2	0,2900(6)		δ_2	-0,596 00(18)
$P_{3/2}$	δ_0	2,641 673 7(10)	$F_{5/2}$	δ_0	0,016 519 2(9)
	δ_2	0,2950(7)		δ_2	-0,085(9)
			$F_{7/2}$	δ_0	0,016 543 7(7)
				δ_2	-0,086(7)

Le tableau ci-dessous résume quelques-unes des lois d'échelles gouvernant les propriétés d'un état de Rydberg [88]. On donne également des valeurs numériques pour l'état 60S, extrapolées de [91], sauf pour l'énergie de liaison et la différence d'énergie, calculées à partir de l'équation III.2, et pour le moment dipolaire qui nous a été donné par le groupe de P. Pillet.

propriété	loi d'échelle	exemple pour l'état 60S
énergie de liaison	$1/n^{*2}$	$34 \text{ cm}^{-1} \Leftrightarrow 1,0 \text{ THz}$
différence d'énergie	$1/n^{*3}$	36 GHz
rayon	n^{*2}	246 nm
moment dipolaire	n^{*2}	3740 ea_0
polarisabilité en champ faible	n^{*7}	$83 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$
durée de vie radiative	n^{*3}	270 μs

III.2 Quel niveau de Rydberg exciter pour voir le blocage dipolaire ?

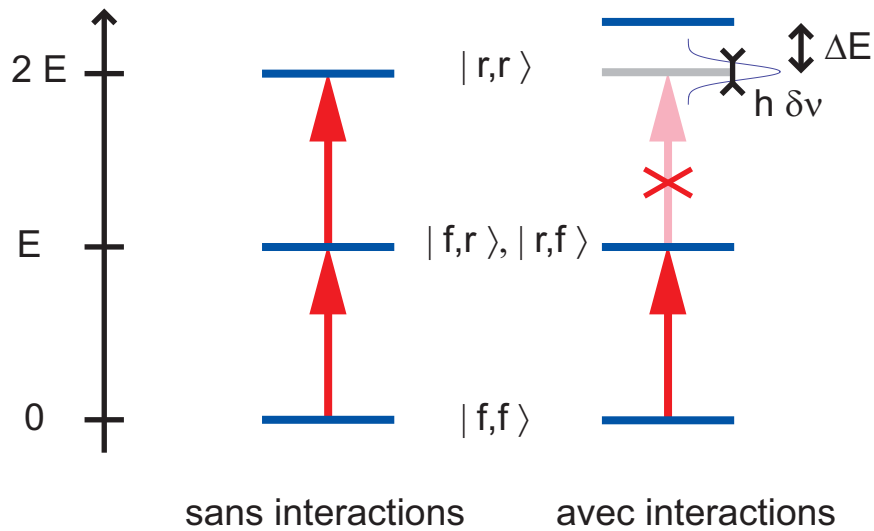
III.2.1 Notre but : intriquer deux atomes en utilisant le blocage dipolaire

Parmi les propriétés particulières des états de Rydberg, celle que nous allons exploiter pour réaliser l'intrication de deux atomes est l'existence d'un moment dipolaire élevé. Avant de justifier notre choix du niveau de Rydberg $58D_{3/2}$, rappelons brièvement le principe du blocage de Rydberg (figure III.1). Considérons deux atomes A et B pouvant être soit dans le niveau fondamental $|f\rangle$ d'énergie nulle, soit dans un niveau de Rydberg $|r\rangle$ d'énergie E . Si on ne considère pas l'interaction entre les atomes, le spectre des deux atomes possède trois niveaux d'énergie 0, E et $2E$ (figure III.1). Prenons à présent en compte l'énergie d'interaction dipôle-dipôle qui est décrite par le potentiel

$$\hat{V} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\hat{\mathbf{d}}_A \cdot \hat{\mathbf{d}}_B - 3(\hat{\mathbf{d}}_A \cdot \hat{\mathbf{R}})(\hat{\mathbf{d}}_B \cdot \hat{\mathbf{R}})}{R^3}, \quad (\text{III.3})$$

où R est la distance internucléaire ($\hat{\mathbf{R}}$ est un vecteur unitaire). Ce potentiel conduit à une énergie d'interaction qui est beaucoup plus importante pour l'état $|r\rangle$, qui possède un moment dipolaire $\hat{\mathbf{d}}$ élevé, que pour l'état $|f\rangle$. Ainsi on peut considérer que seul l'état $|r_A, r_B\rangle$ est décalé d'une quantité ΔE , le déplacement d'énergie étant négligeable pour les trois autres états. Par conséquent, on ne pourra pas exciter les deux atomes vers l'état de Rydberg avec une seule et même source laser accordée sur la transition $|f\rangle \rightarrow |r\rangle$: c'est ce phénomène qu'on nomme *blocage de Rydberg*¹ (figure III.1). Pour que ce dernier soit effectif, il faut que l'énergie d'interaction ΔE soit supérieure à la largeur spectrale de l'impulsion laser effectuant l'excitation et à la largeur de l'état doublement excité. En pratique, on est toujours limité par la largeur spectrale de l'impulsion car la durée de vie

1. On parle en général de « blocage de Rydberg » lorsque l'interaction est de type van der Waals (en $1/R^6$) et de « blocage dipolaire » lorsque l'interaction est de type dipôle-dipôle (en $1/R^3$).


 FIGURE III.1 – *Principe du blocage de Rydberg.*

des états de Rydberg est très longue. Si c'est bien le cas, on peut comprendre intuitivement comment le blocage de Rydberg peut créer de l'intrication. En effet, si l'on effectue une impulsion- π en étant dans le régime de blocage de Rydberg, on ne va exciter qu'un seul des deux atomes sans savoir *a priori* lequel. Partant de l'état $|f_A, f_B\rangle$, on aboutira ainsi à l'état

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(|r_A, f_B\rangle + |f_A, r_B\rangle \right), \quad (\text{III.4})$$

qui est un état intriqué des deux atomes². Malheureusement, cet état met en jeu l'état de Rydberg $|r\rangle$ qui a une durée de vie finie. Mais si on applique ensuite une seconde impulsion- π vers un autre sous-état de l'état fondamental $|f'\rangle$, on aboutit à un état intriqué des deux atomes dans l'état fondamental :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(|f'_A, f_B\rangle + |f_A, f'_B\rangle \right). \quad (\text{III.5})$$

Pour notre expérience, nous souhaiterions que les états $|f\rangle$ et $|f'\rangle$ soient les deux niveaux du qubit décrit dans le chapitre précédent, $|f\rangle = |\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ et $|f'\rangle = |\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$.

Cette méthode d'intrication possède trois avantages : elle est relativement robuste vis-à-vis de l'état externe des atomes, elle est rapide et elle peut être étendue à plus de deux atomes. Nous discuterons ces points plus en détail dans les chapitres suivants.

La condition *sine qua non* pour réaliser une telle intrication est d'être dans le régime de blocage de Rydberg, ce qui peut s'écrire

$$\delta\nu < \frac{\Delta E}{h}, \quad (\text{III.6})$$

2. Nous verrons dans le chapitre IV que l'état créé est en fait $\frac{1}{\sqrt{2}} \left(|r_A, f_B\rangle + e^{i\varphi} |f_A, r_B\rangle \right)$, où la phase φ varie aléatoirement d'une réalisation expérimentale à l'autre. Mais lorsqu'on transfère l'état $|r\rangle$ vers un état $|f'\rangle$ la phase acquise est $-\varphi$ et on aboutit bien à l'état III.5 (cf. chapitre V).

c'est-à-dire que le spectre de l'impulsion excitatrice $\delta\nu$ doit être moins large que l'énergie d'interaction entre les atomes de Rydberg.

Pour que $\delta\nu$ soit faible, il faut que l'asservissement des lasers réalisant l'excitation soit bon et il faut utiliser une impulsion relativement longue. Nous verrons dans le chapitre IV que pour réaliser l'intrication des deux atomes il faut en plus que la série d'impulsions laser que nous venons de décrire se fasse sur une échelle de temps assez courte pour que le mouvement résiduel des atomes dans leurs pièges n'ait pas d'influence. De manière plus précise, il faut que les atomes n'aient pas eu le temps de se déplacer sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde des lasers d'excitation. Ceci impose d'utiliser des impulsions de quelques centaines de nanosecondes (cf. conclusion du chapitre I) et le spectre associé a une largeur de quelques MHz. Par conséquent, notre « philosophie » pour réaliser la condition $\delta\nu < \Delta E/h$ a été de ne pas nous concentrer sur l'asservissement des lasers (nous visons une stabilité d'environ 2 MHz, le spectre de l'impulsion étant de toute façon limité par la durée de l'impulsion) et de choisir un niveau de Rydberg pour lequel l'énergie d'interaction est de l'ordre de plusieurs dizaines de MHz à une distance de quelques μm .

III.2.2 Généralités sur les interactions entre atomes de Rydberg

Pour simplifier, nous allons dans un premier temps supposer que nous excitons les deux atomes vers un niveau de Rydberg nS . Au premier ordre, l'énergie d'interaction est nulle car le potentiel \hat{V} est impair en $\hat{r}_{A,B}$ ($\hat{r}_{A,B}$ sont les positions des électrons de valence de chaque atome, apparaissant dans les dipôles $\hat{\mathbf{d}}_{A,B}$). Ceci peut être compris intuitivement : les atomes ne possèdent en effet pas de moment dipolaire permanent et, au premier ordre, l'énergie d'interaction dipôle-dipôle est nulle. Il faut donc aller au deuxième ordre des perturbations. Pour simplifier, faisons l'hypothèse que nous excitons les atomes avec un laser de polarisation perpendiculaire à l'axe internucléaire : nous ne gardons alors que le premier terme du potentiel III.3, ce qui nous donnera une limite supérieure sur l'énergie d'interaction. Sachant que pour les alcalins, le niveau $|nS\rangle$ est situé quasiment « à mi-chemin » des niveaux $|(n-1)P\rangle$ et $|nP\rangle$, on trouve une énergie d'interaction

$$\Delta E = \frac{2}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{|\langle nS|\hat{\mathbf{d}}_A|nP\rangle\langle nS|\hat{\mathbf{d}}_B|(n-1)P\rangle|^2}{2E_{nS} - E_{(n-1)P} - E_{nP}} \frac{1}{R^6}. \quad (\text{III.7})$$

D'après les lois d'échelle données précédemment, cette énergie d'interaction varie comme n^{11} et suit une loi en $1/R^6$ (interaction de type Van der Waals). Dans le cadre d'une collaboration avec le laboratoire Aimé Cotton à Orsay, le groupe de P. Pillet nous a fourni les valeurs des dipôles entre états $|nlj\rangle$ jusqu'à $n = 80$, ce qui nous a permis de calculer l'énergie d'interaction pour différents états. Il faut bien voir que nous ne pouvons pas choisir un niveau de Rydberg ayant un nombre quantique principal n arbitrairement grand. Premièrement, pour des n très grand, la proximité des niveaux de Rydberg conduit à de nombreux croisements évités entre les courbes de potentiel électronique qui peuvent rendre caduque le blocage de Rydberg. Deuxièmement, la sensibilité au champ électrique d'un atome de Rydberg³, bien qu'étant très dépendante du niveau $|nlj\rangle$ considéré, augmente

3. Le fait que l'électron de valence ait une trajectoire en moyenne très éloignée du noyau atomique

fortement avec n . Comme nous ne possédons sur notre dispositif expérimental aucun moyen d'annuler d'éventuels champs électriques parasites, il est préférable de choisir un niveau de Rydberg avec n le plus faible possible.

Pour satisfaire à cette dernière condition, regardons comment on peut augmenter l'énergie d'interaction ΔE . Il existe pour cela deux méthodes. La première consiste à faire en sorte que les atomes acquièrent un moment dipolaire permanent. Pour cela, on peut appliquer un champ électrique [92] (ou un champ radiofréquence [93]) qui va mélanger les états de parité opposée; l'interaction devient alors de type dipôle-dipôle ($1/R^3$) et peut être plus importante à « grande distance » (quelques μm). Malheureusement, nous ne pouvons pas mettre cette méthode en œuvre sur notre système car nous n'avons ni contrôle sur le champ électrique, ni possibilité d'appliquer un champ radiofréquence. Une autre technique consiste à faire en sorte que les états $|nS_A; nS_B\rangle$ et $|nP_A; (n-1)P_B\rangle$

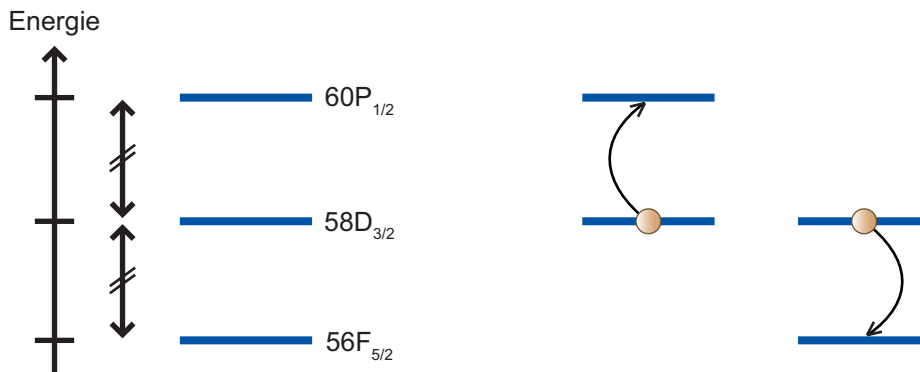


FIGURE III.2 – **Principe d'une résonance de Förster.** Nous donnons ici l'exemple de la résonance entre $|58D_{3/2}; 58D_{3/2}\rangle$ et $|60P_{1/2}; 56F_{5/2}\rangle$ pour le ^{87}Rb . Ces deux états étant quasi dégénérés, les atomes vont acquérir des dipôles de transition et l'interaction est donc de type dipôle-dipôle ($1/R^3$).

soient quasiment dégénérés : on parle de *résonance de Förster* [94] (figure III.2). Ce type de mécanisme est par exemple utilisé par les biophysiciens pour mesurer précisément la distance entre deux molécules (FRET, *Fluorescence Resonance Energy Transfer*) et joue un rôle dans la photosynthèse [95]. Encore une fois, un champ électrique ou radiofréquence permet d'atteindre une telle résonance [96], mais on peut aussi utiliser une dégénérescence « accidentelle », comme par exemple entre les états $|58D_{3/2}; 58D_{3/2}\rangle$ et $|60P_{1/2}; 56F_{5/2}\rangle$ du rubidium. Enfin, remarquons que dès qu'on a des interactions en $1/R^3$, l'énergie d'interaction dépend fortement de l'orientation des dipôles (formule III.3) et peut même devenir nulle ! Ceci sera discuté plus en détail dans le chapitre IV.

implique qu'un atome dans un tel état possède un moment dipolaire très élevé. Ainsi un atome de Rydberg est très sensible au champ électrique. Par contre, tant que le moment orbital reste faible, un atome de Rydberg n'est pas particulièrement sensible au champ magnétique (mais ce n'est par exemple pas le cas des états circulaires utilisés dans le groupe de S. Haroche [12]).

III.2.3 Quelques propriétés de l'état choisi : $58D_{3/2}$

Essayons de résumer les contraintes imposés sur le choix du niveau de Rydberg par la nécessité d'être dans le régime de blocage de Rydberg ($\delta\nu < \frac{\Delta E}{h}$) :

- les impulsions lasers permettant d'exciter et de désexciter le niveau de Rydberg doivent être courtes (quelques centaines de ns) pour ne pas avoir d'influence du mouvement résiduel des atomes. Leur largeur spectrale $\delta\nu$ sera donc de quelques MHz ;
- la durée de vie de l'état de Rydberg doit être supérieure à la longueur de ces impulsions, donc de l'ordre de la μs . Cette condition est facilement vérifiée pour $n > 20$;
- nous verrons dans la suite que pour exciter un atome de manière cohérente il est plus pratique sur notre dispositif de réaliser une transition à deux photons en utilisant l'état intermédiaire 5P. Par conséquent, nous ne pourrions exciter que des états de moment orbital $l = 0$ (états S) ou $l = 2$ (états D) ;
- pour être dans le régime de blocage dipolaire, l'énergie d'interaction doit être de l'ordre de quelques dizaines de MHz, pour une distance internucléaire qui sera de l'ordre de $3 \mu\text{m}$;
- on souhaite utiliser un niveau de Rydberg de nombre quantique principal le plus faible possible, car nous n'avons aucun contrôle sur les éventuels champs électriques parasites. En pratique on voudrait se placer à $n < 80$.

Pour satisfaire à toutes ces conditions, il semble donc nécessaire de se placer à une résonance de Förster pour avoir une énergie d'interaction suffisante (l'interaction van der Waals à une distance de plusieurs microns pour $n \approx 60$ est seulement de l'ordre de 10 MHz). La position de ces résonances a été calculée dans la référence [97] pour le rubidium et le césium. Nous avons choisi d'utiliser la résonance entre $|58D_{3/2}; 58D_{3/2}\rangle$ et $|60P_{1/2}; 56F_{5/2}\rangle$, pour laquelle

$$E(60P_{1/2}) + E(56F_{5/2}) - 2E(58D_{3/2}) = -6,9 \text{ MHz} . \quad (\text{III.8})$$

Nous attendons alors une énergie d'interaction d'environ 50 MHz à une distance de $4 \mu\text{m}$ (cf. chapitre IV). Plus particulièrement, nous exciterons le sous-niveau Zeeman

$$|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle \hat{=} |58D_{3/2}, f = 3, m_f = 3\rangle . \quad (\text{III.9})$$

Nous avons choisi ce niveau car il s'agit d'un niveau de nombre quantique magnétique maximum (*stretched state*) pour lequel on attend une fréquence de Rabi plus élevée. Le facteur de Landé de l'état $58D_{3/2}$ est $g_j \approx 4/5$ ($g_f \approx 2/5$ pour le sous-état hyperfin $f = 3$) ce qui conduit à un déplacement par un champ magnétique de $1,68 \text{ MHz/G}$ pour l'état $m_j = 3/2$. Discutons quelques-unes des propriétés de cet état.

Sensibilité au champ électrique

Comme nous l'avons déjà mentionné, les états de Rydberg sont particulièrement sensibles au champ électrique $\mathbf{E}_{el} = E_{el}\hat{z}$. Cette propriété a par exemple récemment été utilisée pour ralentir et piéger des molécules d'hydrogène portées dans des états de Rydberg à l'aide d'un « ralentisseur Stark » [98]. Pour caractériser l'action d'un champ électrique

sur les niveaux d'énergie d'un état de Rydberg, on distingue en général les états dits *non-hydrogénoïdes*, des états *hydrogénoïdes* [88] :

- ces derniers sont les états $|nlm\rangle$ avec $l > 3$. Le défaut quantique associé est très petit et pour un n donné, tous ces états sont quasi-dégénérés. On attend donc un effet Stark similaire à celui de l'atome d'hydrogène si on fait abstraction du niveau fondamental de ce dernier. On aura donc une levée partielle de dégénérescence selon la valeur de $|m|$ et une variation de l'énergie linéaire avec le champ. Les états associés sont des mélanges des états $|nljm_j\rangle$ et sont appelés *états Stark* ;
- pour les états non-hydrogénoïdes $l \leq 3$, qui ne sont pas dégénérés car plus sensibles aux effets de cœur, la valeur moyenne du hamiltonien Stark est nulle lorsqu'on est dans un état donné ; en effet le hamiltonien Stark $\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}_{\text{el}} = -eE_{\text{el}}\hat{z}$ est un opérateur impair. Il faut donc pousser le calcul perturbatif à l'ordre deux et on trouve finalement une dépendance quadratique au champ électrique. C'est en particulier le cas de l'état 58D. Dans ce cas aussi, on aura une levée partielle de dégénérescence selon la valeur de $|m|$.

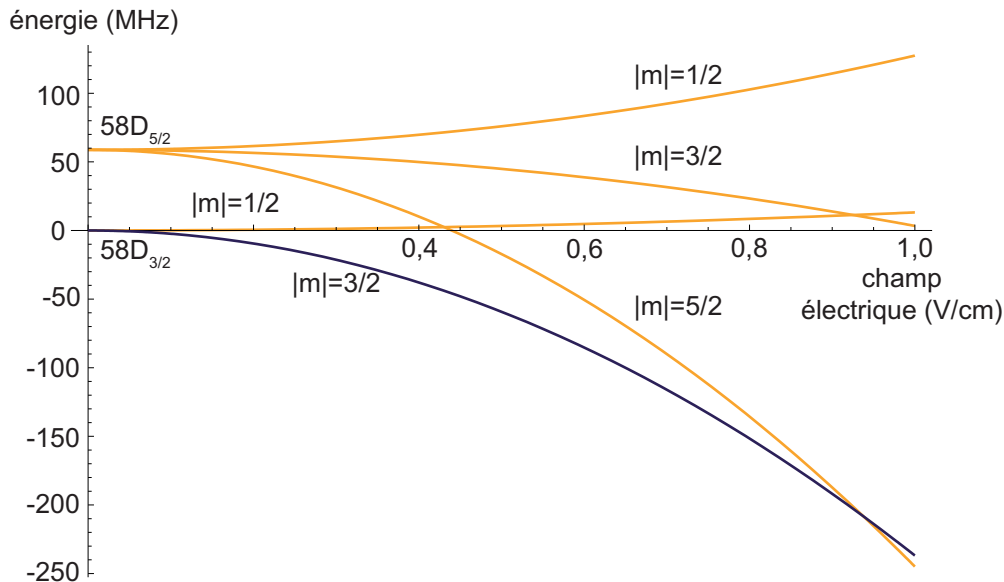


FIGURE III.3 – **Effet Stark du niveau 58D.** L'origine des énergies est celle de l'état $58D_{3/2}$ non perturbé.

Nous avons calculé l'effet Stark des états $58D_{3/2}$ et $58D_{5/2}$ par un tel calcul de perturbations à l'ordre deux. Cette approche est valable tant que les niveaux perturbés ne se croisent pas. Le déplacement d'un niveau $|58D, j', m'_j\rangle$ est alors donné par

$$\Delta E_{\text{Stark}} = e^2 E_{\text{el}}^2 \sum \frac{|\langle 58D, j', m'_j | \hat{z} | nljm_j \rangle|^2}{E_{58D_{3/2}} - E_{nlj}}, \quad (\text{III.10})$$

où $E_{58D_{3/2}}$ et les E_{nlj} sont les énergies non perturbées [76]. La somme porte sur les états de parité opposée ; les seuls qui sont couplés à 58D par le hamiltonien Stark sont les états P et F. Dans cette somme apparaissent des éléments de matrice du type $\langle n'l'j'm'_j | \hat{z} | nljm_j \rangle$.

D'après le théorème de Wigner-Eckart, ces derniers peuvent être décomposés en une intégrale radiale et une intégrale angulaire (voir [97], formules (33) et (34)) :

$$\langle n'l'j'm'_j | \hat{z} | nljm_j \rangle = (-1)^{j+l-1/2} C_{jml_0}^{j'm'} \sqrt{2j+1} \times \left\{ \begin{matrix} l & 1/2 & j \\ j' & 1 & l' \end{matrix} \right\} (n'l' || r || nl) . \quad (\text{III.11})$$

L'élément de matrice réduit vaut

$$(n'l' || r || nl) = \sqrt{2l+1} C_{l_0}^{l'0} \mathcal{R}_{nl}^{n'l'} . \quad (\text{III.12})$$

Dans ces formules, les C sont des coefficients de Clebsch-Gordan et les valeurs entre crochets représentent un coefficient de Racah (symbole 6-J). Les valeurs des intégrales radiales $\mathcal{R}_{nl}^{n'l'}$ ont été calculées par le groupe de P. Pillet. Nous avons calculé la somme III.10 en ne considérant que les deux états P et F les plus proches⁴ (figure III.10). On voit que le niveau $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ que nous souhaitons exciter est assez sensible au champ électrique. Comme nous ne pouvons pas contrôler le champ électrique sur notre dispositif expérimental, il se peut que nous ayons un champ électrique de l'ordre de plusieurs centaines de mV/cm, ce qui entraînerait un déplacement de plusieurs dizaines de MHz. On observe également des croisements des différents niveaux : à ces endroits, il y normalement des croisements évités dont notre calcul perturbatif ne rend pas compte.

Déplacement lumineux par le piège dipolaire

Un argument simple nous permet de dire que le déplacement lumineux du niveau de Rydberg par le piège dipolaire de pulsation ω sera forcément *vers le bleu*. En effet, l'électron de valence est la plupart du temps loin du noyau et on peut donc considérer qu'il est libre. Dans ce cas, la polarisabilité α , donnée par le modèle de Thomson, est

$$\alpha = - \frac{e^2}{m_e \epsilon_0 \omega^2} \approx -590 \text{ \AA}^3 . \quad (\text{III.13})$$

Le déplacement lumineux (équation I.1), proportionnel à $-\alpha$, sera donc positif. Ce raisonnement n'est vrai que s'il n'y a pas de résonance à la longueur d'onde considérée. Nous avons vérifié que le faisceau piège (810 nm) ne couplait pas l'état $|r\rangle$ à un autre état lié : le plus proche est le niveau 6P qui se situe à une « distance » de 76 THz (à comparer aux 7 THz de désaccord du faisceau piège par rapport à la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$). De plus l'élément de matrice dipolaire est environ 100 fois plus petit que pour celui entre 5S et 5P). Il a été calculé dans la référence [99] que cette méthode donne un résultat correct à 5 % près pour des états de Rydberg de n élevé.

En utilisant cette valeur de la polarisabilité, on trouve que le déplacement lumineux de l'état $|58D_{3/2}\rangle$ est de 1 MHz pour 0,5 mW de faisceau piège.

Taux de photoionisation par le piège dipolaire

De même un atome de Rydberg peut être photoionisé par la lumière du piège dipolaire : en effet il s'agit de lumière intense à une grande longueur d'onde qui peut donc

4. Nous avons vérifié qu'en prenant en compte plus d'états (jusqu'à vingt) les résultats ne sont que peu modifiés (<3 MHz).

coupler efficacement l'état de Rydberg à des états « proches » du continuum. Le groupe de M. Saffman, qui travaille également avec des atomes uniques piégés dans des pinces optiques, utilise par exemple la photoionisation par le faisceau piège (570 mW focalisés sur un col de 2,7 μm à une longueur d'onde de 1030 nm) suivi de la vérification de la présence de l'atome pour mesurer la probabilité d'être dans un état de Rydberg [99]. Le calcul du taux de photoionisation est également complexe et nécessite de connaître les fonctions d'onde de l'état de Rydberg et des états du continuum.

Nous avons utilisé les résultats de calculs numériques de [100], bien qu'ils aient été effectués pour des longueurs d'onde dans l'infrarouge lointain. On obtient une limite supérieure du taux de photoionisation de $\frac{1}{\tau_{\text{ion}}} = 700 \text{ s}^{-1}$. Ce taux est faible et la photoionisation par le piège dipolaire ne jouera donc pas de rôle sur l'échelle de temps de nos expériences ($< 1 \mu\text{s}$).

Durée de vie

Les états de Rydberg, de par le faible recouvrement de leur fonction d'onde avec la région proche du cœur, possèdent des durées de vie radiatives très élevées. Comme nous venons de le voir, pour nos expériences, les atomes de Rydberg ne sont pas piégés ; il nous est donc impossible d'accéder à cette quantité expérimentalement et nous nous reposons donc sur sa valeur théorique. On montre [88] que la durée de vie τ_{ddv} d'un tel état vérifie

$$\frac{1}{\tau_{\text{ddv}}} = \frac{1}{\tau_{\text{rad}}} + \frac{1}{\tau_{\text{bb}}}, \quad (\text{III.14})$$

où τ_{rad} est le temps de vie radiatif, qui quantifie la probabilité par unité de temps de tomber dans un état d'énergie plus faible par émission spontanée et le terme $1/\tau_{\text{bb}}$ est dû au rayonnement du corps noir.

Le calcul de τ_{rad} n'est pas simple car il faut sommer les contributions de tous les états d'énergie inférieure à celle de l'état considéré et accessible par les règles de sélection. Cependant, les mesures expérimentales, confirmées par les calculs théoriques, ont montré que la durée de vie des états de Rydberg des alcalins suit la loi empirique suivante [101] :

$$\tau_{\text{rad}} = \tau_0 \times (n^*)^\alpha. \quad (\text{III.15})$$

Pour les états D du rubidium, on a $\tau_0 = 2.09 \text{ ns}$ et $\alpha = 2.85$. Cette formule mène à une durée de vie radiative du niveau $58\text{D}_{3/2}$ de 207 μs .

La seconde contribution à la durée de vie est celle du rayonnement du corps noir (terme $1/\tau_{\text{bb}}$). En effet, la densité spectrale de ce dernier à $T = 300 \text{ K}$ est centrée vers 30 THz et il peut ainsi entraîner des transitions $nl \rightarrow n'l'$ entre états de Rydberg (qui sont séparés d'environ 20 GHz autour de $n = 60$) ou vers le continuum. On peut utiliser la formule approchée (elle ne prend en compte que les transitions vers les états de Rydberg proches) donnée par T. Gallagher [88] pour calculer sa contribution :

$$\frac{1}{\tau_{\text{bb}}} = \frac{4 \alpha^3 k_B T}{3 \hbar n^2}, \quad (\text{III.16})$$

où α est la constante de structure fine. On trouve ainsi une valeur de $\tau_{\text{bb}} = 165 \mu\text{s}$ pour les états $n = 58$.

Finalement, la durée de vie de l'état $58D_{3/2}$ sera de $\tau_{\text{dv}} = 92 \mu\text{s}$. Pour nos expériences, nous souhaitons partir de l'état fondamental, exciter l'atome vers l'état $|r\rangle$ puis le désexciter vers le fondamental sur une échelle de temps de l'ordre de $1 \mu\text{s}$. Nous ne serons donc absolument pas limité par la durée de vie de l'état de Rydberg.

III.3 Comment exciter l'atome vers l'état de Rydberg $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$?

Les groupes travaillant avec des atomes de Rydberg excitent en général leurs atomes en passant par plusieurs états intermédiaires à l'aide de lasers et/ou d'ondes RF [102, 103, 104, 105, 106]. Mais afin de réaliser nos expériences de blocage de Rydberg, nous souhaitons exciter l'atome *de manière cohérente* vers l'état $|r\rangle$, avec *la probabilité la plus grande possible*. Il n'existe que deux méthodes, optiques, permettant de remplir ces deux conditions. La première est de réaliser du *STIRAP* (*STImulated Raman Adiabatic Passage*, passage adiabatique Raman stimulé) [107]. Récemment, une efficacité de transfert de 90 % au centre d'un nuage d'atomes froids a été obtenue par cette méthode [108]. Mais dans la perspective du calcul quantique, il est plus intéressant de pouvoir réaliser des *oscillations de Rabi* depuis l'état fondamental, car cela permet l'implémentation simple de portes logiques quantiques [24]. Nous avons donc opté pour cette seconde solution. De telles oscillations de Rabi n'ont été observées qu'en 2008 dans l'équipe de M. Weidemüller [86]. La même année le groupe de M. Saffman a observé de telles oscillations pour un atome piégé dans une pince optique [87] et notre groupe a obtenu un tel résultat quelques mois après [109, 110].

L'énergie de la transition entre l'état fondamental et l'état de Rydberg $|r\rangle$ correspond à une longueur d'onde dans le domaine UV d'environ 297 nm. La manipulation de lumière à une telle longueur n'étant pas aisée [102], nous avons choisi de réaliser notre excitation à l'aide d'une transition à deux photons. On utilise un laser à 795 nm couplant les niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{1/2}$ et un autre à 475 nm couplant les niveaux $5P_{1/2}$ et $58D_{3/2}$. Le premier laser peut être asservi en fréquence sur la transition correspondante par absorption saturée et on peut asservir la fréquence du second à l'aide par exemple d'une cavité de transfert [111]. Notons également que l'effet Doppler pour une telle transition à deux photons est de l'ordre de quelques centaines de kHz pour un atome d'une température de $70 \mu\text{K}$. Si l'on travaille avec une fréquence de Rabi de l'ordre de plusieurs MHz, l'effet Doppler aura une influence négligeable.

Justifions rapidement notre choix du niveau intermédiaire. Nous avons le choix entre les niveaux $5P_{1/2}$ (transition D1 à 795 nm) et $5P_{3/2}$ (transition D2 à 780 nm). Initialement, nous souhaitons utiliser la transition D1, en envoyant le laser à 795 nm à travers l'objectif MiGOu pour pouvoir adresser séparément deux atomes séparés de quelques μm . Dans cette configuration, il aurait été impossible d'utiliser des lasers à 780 nm car la lumière réfléchiée par les différentes optiques de Migou vers le système d'imagerie aurait pu détruire nos APD (la lumière à 795 nm est, elle, bloquée par des filtres interférentiels). Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre II, nous n'avons jamais obtenu de résultats concluants dans cette configuration. Comme le système laser à 795 nm était cependant

construit, nous avons décidé de garder celui-ci pour réaliser la transition à deux photons vers l'état de Rydberg. Notons tout de même que le fait de passer par l'état $5P_{1/2}$ possède un avantage : les règles de sélection nous assurent que nous n'exciteront pas le niveau $5D_{5/2}$, séparé du niveau $5D_{3/2}$ de seulement 59 MHz, ce qui ne serait pas le cas en passant par le niveau intermédiaire $5P_{3/2}$.

III.3.1 Rappels théoriques sur les transitions à deux photons

Avant de discuter le choix des lasers pour l'excitation à deux photons, rappelons tout d'abord comment se comporte un système à trois niveaux « en échelle » lorsqu'il est éclairé par deux lasers permettant une excitation à deux photons vers le niveaux de plus haute énergie. On considère pour cela le schéma de la figure III.4.

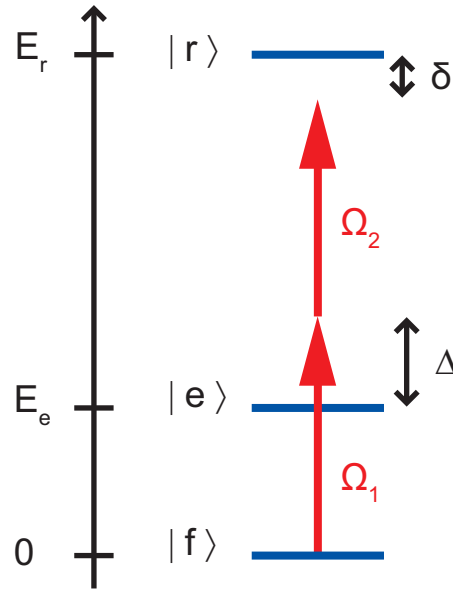


FIGURE III.4 – **Système à 3 niveaux en échelle.** Les deux lasers ont pour fréquences ω_1 et ω_2 .

Les niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ sont couplés avec une fréquence de Rabi $\hbar\Omega_1 = -\langle e|\hat{\mathbf{d}}\cdot\mathbf{E}_1|f\rangle$ où $\hat{\mathbf{d}} = -e\hat{\mathbf{r}}$ est l'opérateur dipôle de l'atome. De même le second laser couple les états $|e\rangle$ et $|r\rangle$; la fréquence de Rabi associée est $\hbar\Omega_2 = -\langle r|\hat{\mathbf{d}}\cdot\mathbf{E}_2|e\rangle$. On définit également les désaccords $\Delta = \omega_1 - E_e/\hbar$ et $\delta = \omega_1 + \omega_2 - E_r/\hbar$. Dans la base $\{|f\rangle, |e\rangle, |r\rangle\}$, l'atome est décrit par le vecteur d'état

$$|\Psi(t)\rangle = a_f(t)|f\rangle + a_e(t)e^{-i\omega_1 t}|e\rangle + a_r(t)e^{-i(\omega_1+\omega_2)t}|r\rangle \quad (\text{III.17})$$

et le hamiltonien du système s'écrit alors dans l'approximation dipolaire électrique

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1^*(e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t}) & 0 \\ \Omega_1(e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t}) & 2\frac{E_e}{\hbar} & \Omega_2^*(e^{i\omega_2 t} + e^{-i\omega_2 t}) \\ 0 & \Omega_2(e^{i\omega_2 t} + e^{-i\omega_2 t}) & 2\frac{E_r}{\hbar} \end{pmatrix}. \quad (\text{III.18})$$

Dans l'approximation du champ tournant et en négligeant l'émission spontanée, on peut écrire l'équation de Schrödinger qui prend la forme

$$\begin{cases} 2i\dot{a}_f = \Omega_1^* a_e \\ 2i\dot{a}_e = \Omega_1 a_f + \Omega_2^* a_r - 2\Delta a_e \\ 2i\dot{a}_r = \Omega_2 a_e - 2\delta a_r . \end{cases} \quad (\text{III.19})$$

Supposons que le désaccord intermédiaire Δ soit suffisamment grand devant les fréquences d'évolution des populations (de l'ordre de $\Omega_1, \Omega_2, \Gamma$) ; alors, dans la seconde équation de ce système, on peut négliger le terme $2i\dot{a}_e$ devant le terme $2\Delta a_e$. Le système se réduit alors à seulement deux équations nous donnant l'évolution des populations a_f et a_r (la population de l'état intermédiaire reste faible si le désaccord Δ est grand) :

$$\begin{cases} 2i\dot{a}_f = \frac{\Omega_1^* \Omega_2^*}{2\Delta} a_r + \frac{|\Omega_1|^2}{2\Delta} a_f \\ 2i\dot{a}_r = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Delta} a_f - 2\left(\delta - \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta}\right) a_r . \end{cases} \quad (\text{III.20})$$

Ce système est équivalent au système I.4 qui décrit un système à deux niveaux couplés par un laser, avec une fréquence de Rabi et un désaccord effectifs définis respectivement par

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Delta} \quad \text{et} \quad \delta_{\text{eff}} = \delta - \left(\frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta} - \frac{|\Omega_1|^2}{4\Delta} \right) . \quad (\text{III.21})$$

Dans l'expression du désaccord effectif, les termes $|\Omega_1|^2/4\Delta$ et $|\Omega_2|^2/4\Delta$ correspondent respectivement aux déplacements lumineux des états $|f\rangle$ et $|r\rangle$ par les lasers 1 et 2. Il faut donc faire attention : la condition de résonance pour la transition à deux photons n'est pas forcément pour $\delta = 0$! Mais si on se place par exemple dans la situation où les deux lasers ont la même fréquence de Rabi ($|\Omega_1| = |\Omega_2|$), la contribution des déplacements lumineux disparaît.

Finalement, on retrouve un résultat très proche de celui obtenu au chapitre II pour un système en configuration Λ . Pour avoir une transition cohérente, il faut que les phases des deux lasers soient stables pendant l'excitation (la phase de chaque laser est « imprimée » dans la fréquence de Rabi associée). La fréquence de Rabi de la transition à deux photons va alors varier comme la racine de la puissance des deux lasers. Elle va également augmenter lorsqu'on se rapproche de la résonance avec l'état $|e\rangle$. Mais il ne faut pas trop se rapprocher de la résonance avec l'état intermédiaire car on peut alors induire de l'émission spontanée qui peut détruire l'oscillation de Rabi. Afin de déterminer quel désaccord nous allons choisir nous avons effectué des calculs sur un modèle simple du type équations de Bloch optique que nous allons à présent expliciter.

III.3.2 La configuration expérimentale choisie

Comme précisé précédemment, nous souhaitons exciter le niveau de Rydberg $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, en partant du niveau $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ que nous savons préparer par pompage optique (cf. chapitre II). Nous avons pour cela choisi la configuration décrite sur la figure III.5 : nous réalisons l'excitation vers le niveau de Rydberg

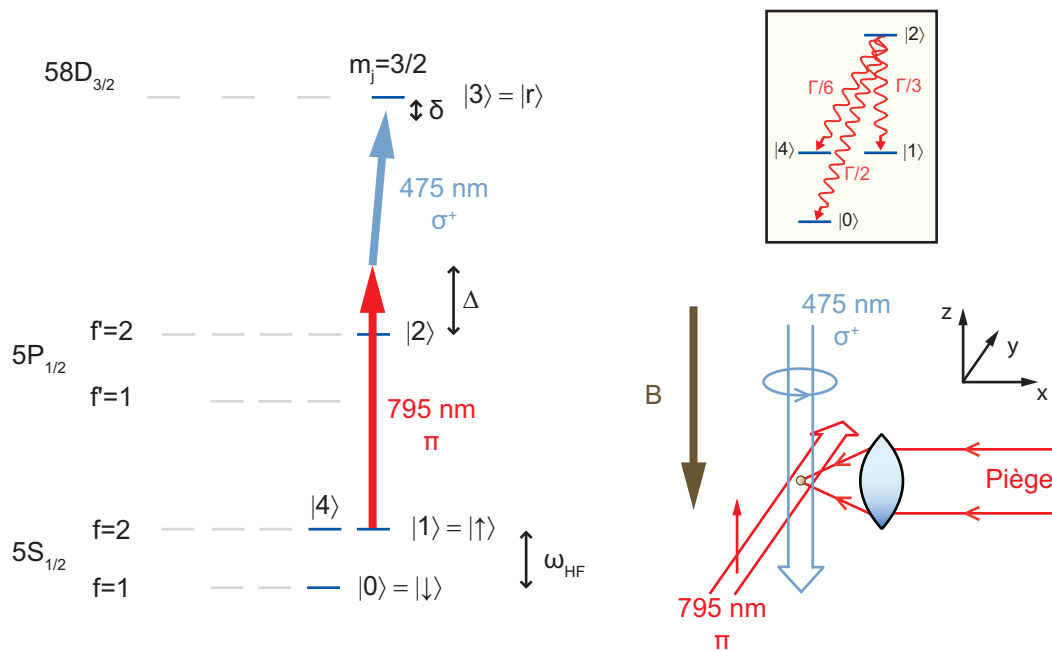


FIGURE III.5 – **Configuration des lasers pour l'excitation de l'état de Rydberg.** On ne prend pas en compte le déplacement Zeeman des niveaux par le champ fixant l'axe de quantification. Pour le niveau de Rydberg $58D_{3/2}$, seuls sont représentés les sous-niveaux Zeeman de la structure fine. En insert, les taux d'émission spontanée pour le niveau 5P.

à l'aide d'un faisceau à 795 nm polarisé π et un faisceau à 475 nm polarisé σ^+ . Comme pour les expériences de manipulation du qubit décrites au chapitre II, un champ de biais vertical de -9 Gauss définit l'axe de quantification : le faisceau à 795 nm, qui est en fait le même que le faisceau « Raman 1 » est envoyé horizontalement, et le faisceau à 475 nm est envoyé verticalement. Le faisceau « Raman 2 » se propageant selon le même chemin optique mais polarisé $\sigma^+ + \sigma^-$ pourra alors servir à coupler les états $|r\rangle$ et $|\downarrow\rangle$. Lors de l'excitation à deux photons (qui durera quelques centaines de ns), nous éteignons le piège afin de ne pas avoir de déplacements lumineux dus à celui-ci. Comme nous l'avons vu au chapitre I, si on coupe le piège pendant $1 \mu\text{s}$, l'atome n'a pas le temps de quitter la région de piégeage et on a une probabilité de le recapturer supérieure à 98 %.

Les paramètres à utiliser pour la transition à deux photons : quelle est l'influence de l'émission spontanée ?

Afin de déterminer quel désaccord par rapport au niveau intermédiaire Δ utiliser et vérifier l'influence de l'émission spontanée, nous avons résolu les équations de Bloch optique pour le système représenté sur la figure III.5. Pour simplifier les calculs nous n'avons considéré que les 5 niveaux en trait gras et nous n'avons pas pris en compte le décalage Zeeman dû au champ de biais. Notons les fréquences de Rabi des lasers à 795 nm et 475 nm respectivement Ω_R et Ω_B . En se plaçant dans la base $\{|0\rangle, |4\rangle, |1\rangle, |2\rangle, |3\rangle\}$,

le hamiltonien de ce système s'écrit, dans l'approximation du champ tournant

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} -\omega_{\text{HF}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_{\text{R}}^*/2 & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_{\text{R}}/2 & -\Delta & \Omega_{\text{B}}^*/2 \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_{\text{B}}/2 & -\delta \end{pmatrix}. \quad (\text{III.22})$$

L'évolution de la matrice densité $\hat{\rho}$ décrivant ce système à 5 niveaux est gouvernée par l'équation

$$\dot{\hat{\rho}} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \mathcal{L}, \quad (\text{III.23})$$

où le terme de relaxation, donné par l'opérateur de Liouville \mathcal{L} représente l'émission spontanée [80]. Les taux de désexcitation dépendent des couplages entre les différents niveaux décrits par des coefficients de Clebsch-Gordan (figure III.5). On néglige tous les termes de relaxation entre sous-états de l'état fondamental et on suppose qu'il n'y a pas de relaxation de l'état de Rydberg vers des états différents de l'état intermédiaire. Le taux d'émission spontanée de l'état de Rydberg est obtenu à partir de la durée de vie radiative calculée dans la section précédente ($\Gamma_{\text{ryd}}/2\pi = 4,8$ kHz) et celui du niveau intermédiaire est tiré de la référence [68] ($\Gamma_{\text{P}}/2\pi = 5,75$ MHz). L'opérateur de Liouville \mathcal{L} s'écrit [71, 80], en représentation matricielle,

$$\mathcal{L} = \begin{pmatrix} \frac{\Gamma_{\text{P}}}{2} \rho_{22} & 0 & 0 & -\frac{\Gamma_{\text{P}}}{2} \rho_{02} & -\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{03} \\ 0 & \frac{\Gamma_{\text{P}}}{6} \rho_{22} & 0 & -\frac{\Gamma_{\text{P}}}{2} \rho_{42} & -\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{43} \\ 0 & 0 & \frac{\Gamma_{\text{P}}}{3} \rho_{22} & -\frac{\Gamma_{\text{P}}}{2} \rho_{12} & -\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{13} \\ -\frac{\Gamma_{\text{P}}}{2} \rho_{20} & -\frac{\Gamma_{\text{P}}}{2} \rho_{24} & -\frac{\Gamma_{\text{P}}}{2} \rho_{21} & \Gamma_{\text{ryd}} \rho_{33} - \Gamma_{\text{P}} \rho_{22} & -\frac{\Gamma_{\text{P}} + \Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{23} \\ -\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{30} & -\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{34} & -\frac{\Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{31} & -\frac{\Gamma_{\text{P}} + \Gamma_{\text{ryd}}}{2} \rho_{32} & -\Gamma_{\text{ryd}} \rho_{33} \end{pmatrix}. \quad (\text{III.24})$$

Nous nous intéressons à l'évolution des populations des 5 niveaux. Nous avons pour cela résolu numériquement ces équations pour différents jeux de paramètres ($\Omega_{\text{R}}, \Omega_{\text{B}}, \Delta$). La figure III.6 représente le résultat de tels calculs pour différents jeux de paramètres : on trace ici l'évolution de la probabilité d'être dans l'état de Rydberg $|r\rangle$ au cours du temps (initialement l'atome est en $|1\rangle = |\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$). Les lasers bleu et rouge sont allumés à $t = 0$.

Nous avons une contrainte principale : il faut que la fréquence de Rabi soit de plusieurs MHz, pour que le mouvement résiduel des atomes ne joue pas de rôle dans les expériences d'intrication, mais il faut aussi qu'elle soit assez faible pour être dans le régime de blocage de Rydberg. Fixons nous pour objectif d'obtenir une fréquence de Rabi à deux photons $\Omega_{\text{eff}} = \Omega_{\text{R}}\Omega_{\text{B}}/2\Delta$ de $2\pi \times 5$ MHz, c'est-à-dire que nous voulons être capables de réaliser une impulsion- π en 100 ns. L'émission spontanée par le niveau de Rydberg a une influence négligeable sur ces échelles de temps.

Rappelons que pour pouvoir éliminer adiabatiquement le niveau intermédiaire et donc avoir une évolution cohérente de l'état fondamental vers l'état de Rydberg, il faut être suffisamment désaccordé, c'est-à-dire vérifier la condition $\Delta \gg \Omega_{\text{R}}, \Omega_{\text{B}}, \Gamma_{\text{P}}$. Prenons par exemple un désaccord de 600 MHz. Ceci fixe le produit $\Omega_{\text{R}}\Omega_{\text{B}}$.

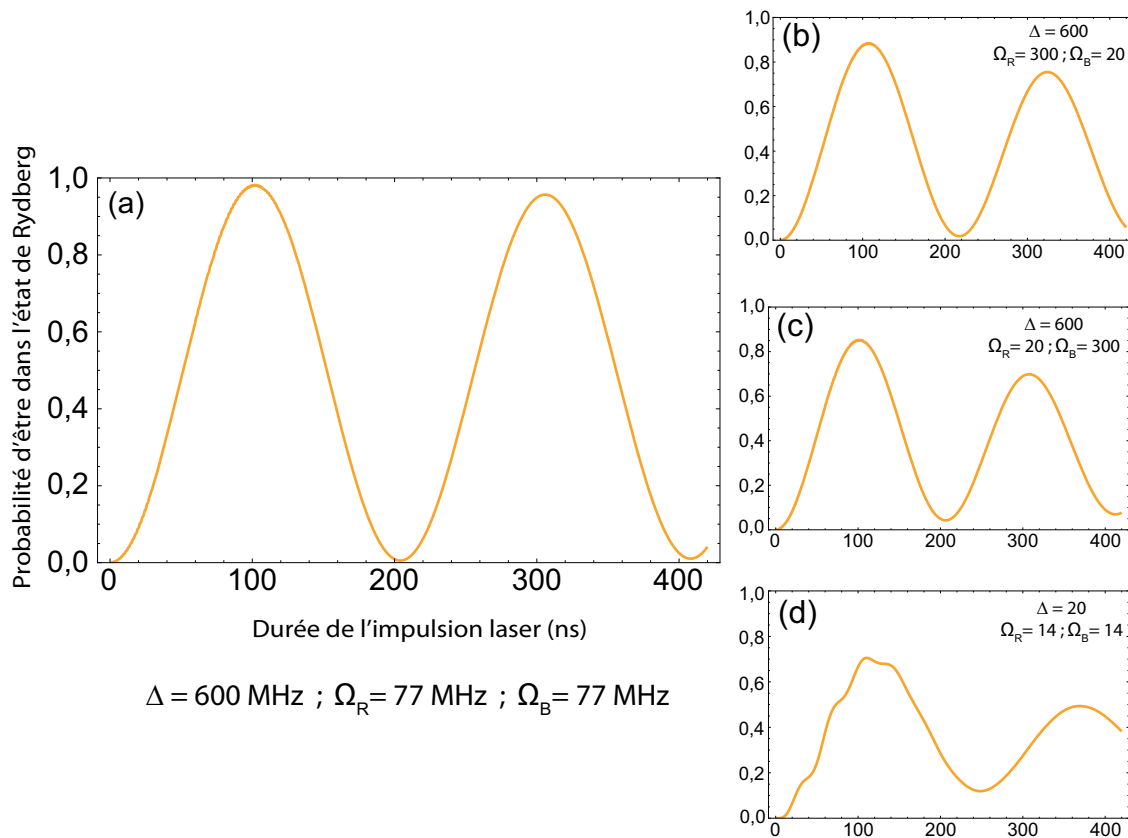


FIGURE III.6 – *Oscillations de Rabi entre l'état fondamental et l'état de Rydberg à l'aide d'une transition à deux photons.* Ces graphes ont été obtenus en résolvant numériquement les équations de Bloch optiques. Les fréquences de Rabi et le désaccord sont donnés en $2\pi \times \text{MHz}$. Pour chaque jeu de paramètres, nous nous sommes placés au désaccord δ qui optimise le contraste des oscillations.

Pour avoir une évolution cohérente, il faut également vérifier $\Omega_R, \Omega_B \gg \Gamma_P$: il faut que la dynamique soit dominée par les transferts de population dus aux lasers plutôt que par ceux dus à l'émission spontanée. Le mieux est donc de se placer dans la situation où $\Omega_R = \Omega_B$. Sur la figure III.6, le graphe (a) représente une oscillation de Rabi avec de tels paramètres optimum ($\Delta/2\pi = 600 \text{ MHz}$, $\Omega_R/2\pi = \Omega_B/2\pi = 77 \text{ MHz}$). On peut alors réaliser une impulsion- π avec une efficacité de 98 %. Si on garde le même désaccord mais qu'on diminue la fréquence de Rabi d'un des faisceaux au profit de l'autre, les oscillations sont amorties (graphes (b) et (c)). Dans ces trois cas, on remarque que la fréquence de Rabi n'est pas exactement la fréquence de Rabi théorique $\Omega_{\text{eff}} = \Omega_R \Omega_B / 2\Delta$ (on trouve un rapport à la fréquence théorique de 0,99 pour (a), 0,93 pour (b) et 0,98 pour (c)). Ceci est en fait dû au déplacement lumineux par le faisceau rouge qui modifie légèrement le désaccord par rapport à l'état intermédiaire Δ . Nous avons également représenté pour exemple une oscillation pour laquelle $\Omega_R = \Omega_B$, mais où le désaccord est trop faible (graphe (d)). On peut résumer les conditions à remplir pour avoir une transition cohérente par

$$\Delta \gg \Omega_R, \Omega_B \gg \Gamma_P \quad (\text{III.25})$$

Conclusion : les paramètres utilisés pour nos expériences

Malheureusement, une estimation de la fréquence de Rabi que nous pouvons atteindre avec notre laser à 475 nm est de 20 MHz en focalisant 30 mW sur un col de 25 μm (cf. section III.4.2). Nous avons donc utilisé un désaccord de $\Delta/2\pi = 600$ MHz et une fréquence de Rabi du laser rouge d'environ $\Omega_R/2\pi = 300$ MHz. Ceci correspond aux paramètres du graphe (b). Dans ce cas, l'émission spontanée par le niveau intermédiaire est diminuée, mais pas complètement supprimée. Nous avons aussi utilisé un désaccord de 400 MHz pour nos premières expériences : dans la suite du manuscrit, nous précisons à chaque fois quel est le désaccord utilisé.

Enfin, pour mémoire, rappelons que la condition de résonance se situe pour un désaccord du laser bleu $\delta \neq 0$. Par exemple pour les paramètres du graphe (b), l'optimum se situe pour $\delta/2\pi = -35,5$ MHz. Ceci est dû au déplacement lumineux du laser bleu $|\Omega_B|^2/4\Delta$ de $2\pi \times 167$ kHz mais surtout à celui du laser rouge qui vaut $|\Omega_R|^2/4\Delta = 2\pi \times 37,5$ MHz (cf. équation III.21).

III.4 Description du système laser utilisé pour la transition à deux photons

Afin de réaliser l'excitation de l'atome vers l'état de Rydberg voulu, nous utilisons donc un laser à 795 nm et un autre à 475 nm (figure III.7 (a)). Les sources que nous utilisons sont deux dispositifs commerciaux Toptica : une diode DL100 (100 mW) à 795 nm et un système TA-SHG-110 à 475 nm (200 mW). Ce dernier système consiste en une diode laser en cavité externe à 950 nm, amplifiée par un amplificateur à semi-conducteur puis doublé dans un cristal de KNbO_3 situé dans une cavité en anneau. Nous obtenons un peu plus de 200 mW de lumière bleue. Ces deux lasers sont couplés chacun dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation qui amènent les faisceaux à la chambre à vide. Nous prélevons une partie du faisceau à 795 nm, que nous décalons en fréquence de -500 MHz à l'aide d'un AOM simple passage, pour asservir ce laser sur la transition $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, f' = 2\rangle$ du ^{87}Rb . Ainsi, après passage dans un second AOM (ordre ± 1) nous obtenons le désaccord souhaité (400 ou 600 MHz). Une partie du faisceau est également prélevée pour l'asservissement du laser à 475 nm. En ce qui concerne le système à 475 nm, on prélève une partie du faisceau à 950 nm pour l'asservissement. Enfin, les faisceaux rouge et bleu passent chacun par un EOM entre polariseurs croisés qui permet d'allumer et d'éteindre les faisceaux (temps de montée/descente : environ 10 ns).

III.4.1 Asservissement du laser à 475 nm

Pour réaliser une transition à deux photons, il faut asservir la fréquence des deux lasers avec une stabilité relative plus petite que la fréquence de Rabi, de l'ordre de 5 MHz. Les deux lasers ayant des longueurs d'ondes très différentes, on utilise en général une *cavité de transfert*. Il s'agit d'avoir une cavité ultra-stable asservie sur le faisceau référence (795 nm), qu'on utilise alors pour asservir l'autre faisceau (475 nm). Avec un tel système, on peut en principe atteindre une stabilité de l'ordre de 100 kHz sur le long terme [87].

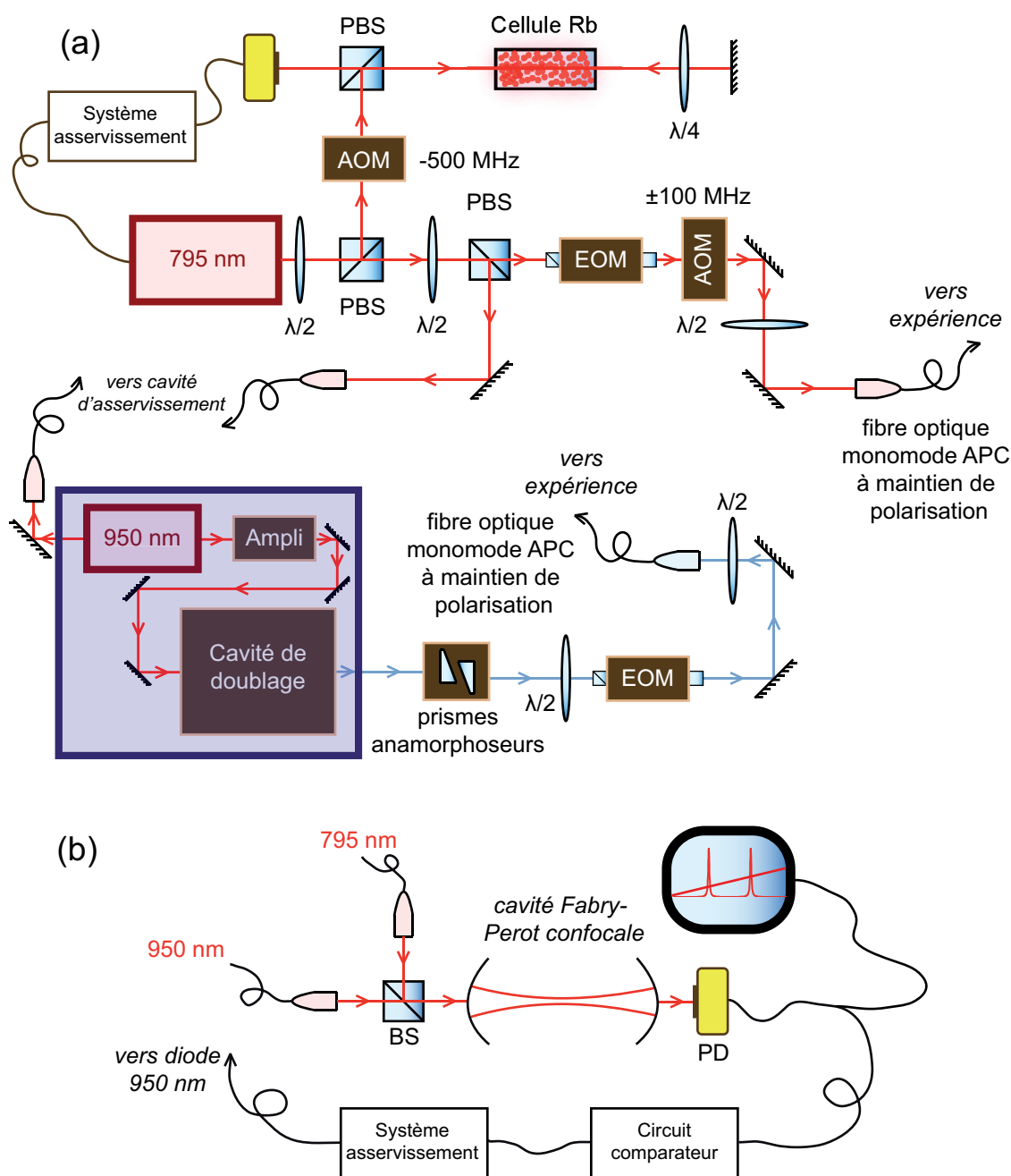


FIGURE III.7 – *Système laser pour l'excitation vers un état de Rydberg.* BS = cube séparateur 50/50. PBS = cube séparateur de polarisation. PD = photodiode. La cavité est balayée en jouant sur la tension d'un transducteur piézoélectrique situé sur un des miroirs.

Comme nous visons une stabilité de l'ordre du MHz, notre choix s'est porté sur un système plus simple et moins coûteux, basé sur la comparaison de la position des pics lorsqu'on balaie une cavité Fabry-Perot [112] (figure III.7 (b)). Nous utilisons pour cela une cavité Coherent (modèle 216-C+) de finesse $\mathcal{F} \approx 100$. Un circuit compare la position

relative des pics de transmission de chaque laser à une référence fixée manuellement et fournit un signal d'erreur que nous utilisons pour asservir la fréquence du laser à 950 nm. Ce système ne permet pas de fixer sa fréquence de manière absolue, il faut donc disposer d'un lambdamètre ayant une résolution de l'ordre de l'intervalle spectral libre (ici 300 MHz). Nous obtenons une stabilité d'environ 2 MHz sur le court terme (quelques secondes) et des dérives pouvant aller jusqu'à 10 MHz sur l'échelle de l'heure (dérives thermiques de la taille de la cavité)⁵. Enfin, il ne faut pas oublier que pour observer des oscillations de Rabi avec une transition à deux photons, il faut aussi que la phase relative des lasers ne fluctue pas trop durant l'impulsion. Nous comptons ici sur la stabilité de phase passive des lasers. Nous avons mesuré une largeur FWHM de 105 kHz pour le faisceau à 950 nm et de 600 kHz pour celui à 795 nm par une méthode de battement hétérodyne [113]. Ces largeurs sont suffisamment faibles pour espérer voir des oscillations de Rabi à des fréquences de quelques MHz.

Enfin, notons que le domaine de longueurs d'onde accessible avec le laser bleu couvre une région de 6 nm allant de l'état $n = 24$ jusqu'à des fréquences de 220 GHz ($6,6 \text{ cm}^{-1}$) supérieures au seuil d'ionisation, lorsqu'on part de l'état $5P_{1/2}$.

III.4.2 Alignement du laser à 795 nm sur l'atome

Décrivons à présent la procédure nous permettant d'aligner les faisceaux à 795 nm et 475 nm sur l'atome. Toutes les tailles de faisceaux seront données en demi-largeur à $1/e^2$. Estimons la taille du faisceau à 795 nm w nécessaire à l'obtention d'une fréquence de Rabi de $\Omega_R/2\pi = 250 \text{ MHz}$ avec une puissance $P_R = 6 \text{ mW}$. La fréquence de Rabi sera donnée par $\hbar\Omega_R = -E_R d$, où d est l'élément de matrice dipolaire entre les états $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ et $|5P_{1/2}, f' = 2, m'_f = 2\rangle$. L'amplitude du champ électrique du laser E_R est

$$E_R = \sqrt{\frac{2 I_R}{\epsilon_0 c}} = \sqrt{\frac{4 P_R}{\pi \epsilon_0 c w^2}}. \quad (\text{III.26})$$

La taille du faisceau est donc donnée par

$$w = \frac{|d|}{\hbar |\Omega|} \sqrt{\frac{4 P_R}{\pi \epsilon_0 c}}. \quad (\text{III.27})$$

Il nous reste à déterminer la valeur de l'élément de matrice dipolaire. D'après le théorème de Wigner-Eckart, celui-ci se décompose en une intégrale radiale et une intégrale angulaire $\mathcal{A}_{f m_f, f' m'_f}$ [76] :

$$d = (j = 1/2 || -e r || j' = 1/2) \mathcal{A}_{f m_f, f' m'_f}. \quad (\text{III.28})$$

Nous tirons leurs valeurs numériques de la référence [68] : $(j = 1/2 || -e r || j' = 1/2) = -2,9931 e a_0$ et $|\mathcal{A}_{f m_f, f' m'_f}| = \sqrt{1/3}$. On trouve ainsi qu'il est nécessaire d'avoir un col $w \approx 150 \mu\text{m}$.

5. Nous avons aussi réalisé certaines expériences avec un système utilisant un lambdamètre ultra-précis (Ångstrom WS-U 10 de HighFinesse, résolution de 1 MHz, précision absolue de 10 MHz sur une plage de 400 nm) ayant des performances similaires.

Comme nous l'avons décrit précédemment, le faisceau à 795 nm est issu d'une fibre optique monomode à maintien de polarisation. Le faisceau passe par une lame $\lambda/2$ et une lame $\lambda/4$ avant d'entrer dans la chambre à vide, afin d'optimiser sa polarisation. Il est « collimaté » par un coupleur Schäfter-Kirchhoff (modèle 60FC-4-M12-10). La convergence du faisceau est réglable en jouant finement sur la distance fibre/lentille de collimation. Le coupleur est monté sur une monture micrométrique qui permet un alignement avec une précision de $5 \mu\text{m}$. Par une mesure directe de la taille du faisceau à l'aide d'un profilomètre, nous avons vu que nous pouvons en théorie obtenir un col de $131 \mu\text{m}$.

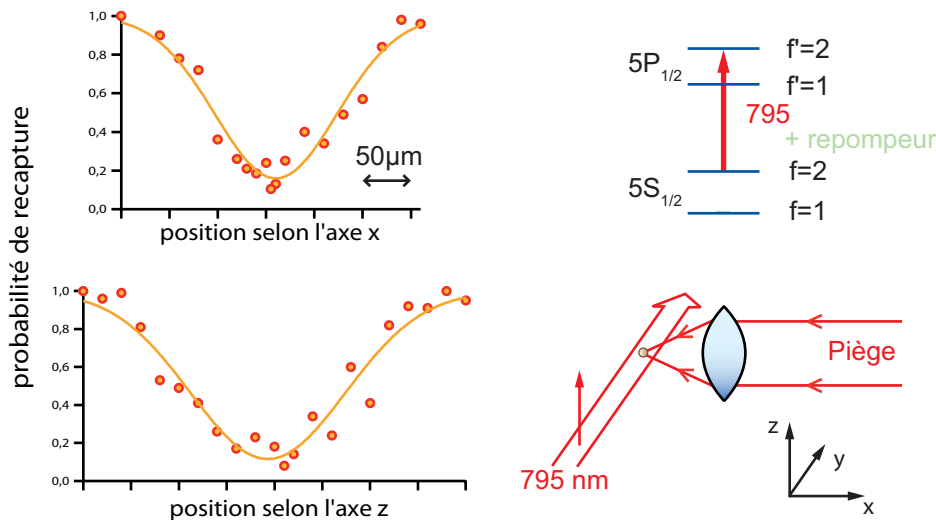


FIGURE III.8 – **Alignement fin du faisceau à 795 nm sur l'atome.** Selon la qualité de son alignement, le faisceau à 795 nm peut ou pas éjecter l'atome hors du piège. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. Les ajustements sont faits par des gaussiennes pour lesquelles la valeur à $\pm\infty$ est forcée à 1.

Une fois un alignement grossier du faisceau sur l'atome effectué, nous l'optimisons en utilisant une séquence expérimentale basée sur l'expulsion de l'atome hors du piège par le faisceau à 795 nm. Après avoir chargé un atome dans le piège dipolaire, nous envoyons le faisceau à 795 nm pendant quelques ms. Ce dernier va expulser ou non l'atome hors du piège selon la position du faisceau, c'est-à-dire selon l'intensité vue par l'atome. Nous mesurons la probabilité de recapturer l'atome en fonction de la position du faisceau à 795 nm pour deux directions perpendiculaires. Le laser est à résonance sur la transition $|f = 2, m_f = 2\rangle \rightarrow |f' = 2, m'_f = 2\rangle$ et nous envoyons simultanément le faisceau repompeur de la mélasse pour recycler les atomes qui seraient tombés en $f = 1$. Le résultat est présenté sur la figure III.8. Le faisceau est envoyé pendant 18 ms et a une puissance de $3,3 \mu\text{W}$ ($I/I_{\text{sat}} \approx 2$ au centre du faisceau). Ces paramètres ont été choisis de manière à ce que la probabilité de recapture soit $\gtrsim 0$ lorsqu'on est au centre du faisceau.

Il est difficile de relier l'intensité du faisceau à la probabilité de recapture. En effet, la force de pression de radiation et le chauffage de l'atome par émission spontanée entrent en jeu. De plus, nous nous attendons à voir sur ces courbes un effet de saturation dû au fait qu'il doit y avoir un seuil en intensité à partir duquel les atomes sont expulsés ; en deçà du

seuil, l'atome est simplement chauffé mais est bien recapturé. Nous n'observons cependant pas un tel seuil. Nous avons réalisé un ajustement gaussien des points expérimentaux ; ce dernier est satisfaisant. Nous supposons donc que les ajustements donnent une bonne estimation de la taille du faisceau :

$$w_x \approx 125 \text{ } \mu\text{m} \quad \text{et} \quad w_z \approx 160 \text{ } \mu\text{m}. \quad (\text{III.29})$$

Étant donné que la longueur de Rayleigh d'un faisceau à 795 nm ayant un col de 150 μm est de 90 mm, un réglage à la règle est suffisant dans la direction longitudinale.

III.4.3 Alignement du laser à 475 nm sur l'atome

De même, pour le faisceau bleu à 475 nm, calculons la taille du faisceau w qu'il faudrait pour obtenir une fréquence de Rabi $\Omega_B/2\pi = 25$ MHz avec une puissance⁶ de 30 mW. On utilise à nouveau la formule III.27. La valeur de l'élément de matrice dipolaire entre les états $|5P_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ et $|5D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ est calculée à partir des formules (33) et (34) de la référence [97]. La valeur de l'intégrale radiale nous a été donnée par le groupe de P. Pillet et vaut $-0.01936 ea_0$. Nous avons calculé une valeur de l'intégrale angulaire de $\sqrt{1/3}$. En utilisant la formule III.27, on trouve finalement qu'il faut avoir un col $w \approx 22 \text{ } \mu\text{m}$. La longueur de Rayleigh associée est de seulement 3,2 mm et il faudra aussi aligner finement la position du col sur la zone de piégeage. Pour obtenir un col de cette taille, nous focalisons le faisceau au niveau de l'atome à l'aide d'un doublet de focale $f = 400$ mm, fixé sur une monture micrométrique. Avant la lentille le faisceau est collimaté à une taille $w_0 = 3,25$ mm. La taille du col attendue est donc

$$w = \frac{\lambda f}{\pi w_0} = 18,6 \text{ } \mu\text{m}. \quad (\text{III.30})$$

Pour aligner le faisceau sur l'atome, nous effectuons tout d'abord un alignement grossier par la méthode suivante. Nous utilisons un faisceau sonde à 780 nm, se propageant du bas vers le haut, que nous avons préalablement aligné sur l'atome. Nous couplons ensuite ce faisceau dans la fibre optique qui amène le laser bleu à l'expérience : les chemins optiques de ces deux lasers sont alors similaires et le laser bleu est donc aligné sur l'atome. La polarisation σ^+ de ce faisceau est optimisée en plaçant un analyseur juste avant le hublot de l'enceinte à vide et en vérifiant que la puissance P transmise est constante. Nous trouvons $P_{\min}/P_{\max} = 0,94$, ce qui revient à dire que le champ électrique peut s'écrire $E_B((1 - \varepsilon)\hat{\sigma}^+ + \varepsilon\hat{\sigma}^-)$ avec $\varepsilon = 0,015$.

Pour l'alignement fin, nous utilisons une méthode basée sur l'ionisation de l'atome par le faisceau à 475 nm. La séquence utilisée est la suivante :

- on commence par piéger un atome et éteindre les faisceaux de mélasse afin que la mélasse optique se dissipe ;

6. Bien que le laser délivre environ 200 mW, nous avons de nombreuses sources de pertes avant d'arriver jusqu'à l'atome. Les principales sont le passage à travers un des miroirs de rétro réflexion du PMO (transmission de 0,8 à 475 nm), le passage par le hublot de la chambre à vide dont le traitement n'est pas optimisé pour cette longueur d'onde (transmission de 0,71) et le passage par une fibre optique monomode (transmission de 0,6).

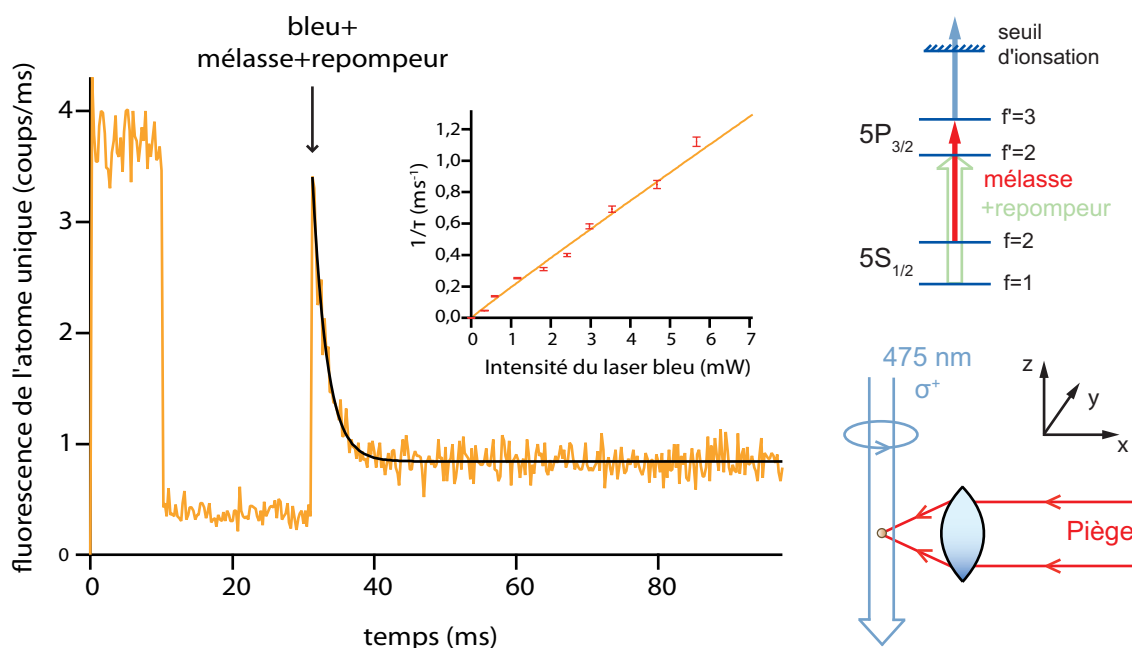


FIGURE III.9 – **Photoionisation de l'atome par le faisceau à 475 nm.** Les résultats sont les moyennes de 300 expériences. La séquence commence à $t=0$. On commence par observer la fluorescence de l'atome pendant 10 ms afin de vérifier qu'il est bien présent. On éteint ensuite les faisceaux de mélasse pour que la mélasse optique se dissipe. À $t=31$ ms, on rallume les faisceaux de mélasse et on allume le faisceau bleu. Ce dernier peut photoioniser l'atome à partir de l'état intermédiaire, menant à une décroissance exponentielle de la probabilité de présence de l'atome. Un ajustement exponentiel permet de déterminer le taux de photoionisation. On remarque qu'en fin de séquence, le taux de comptage est supérieur à sa valeur lorsque les faisceaux de mélasse sont éteints (entre $t=10$ ms et $t=31$ ms) : ceci est dû à de la lumière parasite issue des faisceaux de mélasse. Nous avons bien vérifié que nous ne recapturons pas d'atomes en fin de séquence. En insert, une mesure du taux de photoionisation en fonction de l'intensité du faisceau bleu, confirmant la dépendance linéaire attendue.

- on envoie ensuite le faisceau bleu et les faisceaux de mélasse simultanément. Les faisceaux de mélasse portent l'atome dans le niveau $5P_{3/2}$ et l'atome peut alors être ionisé par le faisceau bleu.

Un signal typique est présenté sur la figure III.9. Ce signal est obtenu en faisant la moyenne de 300 expériences. On observe une décroissance exponentielle de la fluorescence de l'atome pendant que le faisceau bleu est allumé. Celle-ci est due à une décroissance de la probabilité de présence p de l'atome dans le piège. Ce comportement est bien celui attendu si l'atome est irradié par un faisceau qui peut l'ioniser à partir du niveau $5P_{3/2}$ (les autres mécanismes de perte comme les collisions avec le gaz résiduel ou le chauffage par le faisceau piège sont négligeables sur l'échelle de temps de l'expérience (cf. chapitre I) :

$$p = e^{-\frac{t}{\tau}} . \quad (\text{III.31})$$

On peut relier cette durée typique de décroissance à la section efficace d'ionisation σ par

$$\frac{1}{\tau} = f \frac{I_B \sigma}{h \nu_B}, \quad (\text{III.32})$$

où f est la probabilité d'avoir l'atome dans l'état $5P_{3/2}$ en régime stationnaire, I_B et ν_B sont respectivement l'intensité et la fréquence du laser bleu [114].

Nous avons commencé par vérifier que la durée τ était bien inversement proportionnelle à l'intensité du faisceau bleu. Cette mesure est représentée en insert de la figure III.9. Un ajustement par la fonction $\tau^{-1}(I) = A \times I^\alpha$ donne $\alpha = 0,97$. Notre traitement de l'ionisation semble donc être valide. Essayons d'extraire la section efficace d'ionisation σ pour vérifier si nos données semblent compatibles avec celles de la littérature. Les valeurs numériques des paramètres de l'expérience sont énumérées ci-dessous.

- La fréquence du laser bleu est de 631,9 THz ($\lambda = 474,8$ nm, environ 204 cm^{-1} au-delà du seuil d'ionisation). Le laser bleu a une puissance de 7,38 mW au niveau de l'atome. Pour cette mesure, le faisceau a une taille de $21,6 \text{ }\mu\text{m}$ selon l'axe x et de $18 \text{ }\mu\text{m}$ selon l'axe y (voir la suite du paragraphe); on peut donc calculer son intensité à partir de ces données;
- le taux de décroissance τ obtenu par un ajustement exponentiel est de $(2,03 \pm 0,09)$ ms;
- la probabilité f d'être dans l'état $5P$ en régime stationnaire dépend des caractéristiques des faisceaux de la mélasse optique (fréquence de Rabi Ω et désaccord δ , transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ de largeur Γ). On montre qu'elle vaut

$$f = \frac{1}{2} \frac{c_1^2 \Omega^2 / 2}{\delta^2 + \Gamma^2 / 4 + c_2^2 \Omega^2 / 2}, \quad (\text{III.33})$$

où les coefficients c_1 et c_2 , reliés aux coefficients de Clebsch-Gordan, permettent de prendre en compte le fait que pour des fréquences de Rabi élevées (ce qui est bien notre cas) les *stretched states* sont préférablement peuplés [75, 114]. Leur valeurs numériques sont tirées de [75]: $c_1^2 = c_2^2 = 0,73$. Ces valeurs ont été mesurées dans un PMO de césium, mais les coefficients de Clebsch-Gordan sont exactement les mêmes pour le ^{87}Rb sur les *stretched states* de cette transition. Le désaccord des faisceaux de la mélasse est de $\delta/2\pi = 99,5$ MHz en prenant en compte le déplacement lumineux par le piège dipolaire de 71,5 MHz sur les *stretched states*. Reste à déterminer la fréquence de Rabi pour les 6 faisceaux de la mélasse optique. Celle-ci est donnée par

$$\Omega_R = -E_{\text{mélasse}} \frac{d}{\hbar} = -\sqrt{\frac{2 I_{\text{mélasse}}}{\epsilon_0 c}} \frac{d}{\hbar}, \quad (\text{III.34})$$

où d est l'élément de matrice dipolaire entre les états $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ dont nous tirons la valeur de [68]. $I_{\text{mélasse}}$ est la somme des intensités des 6 faisceaux de la mélasse optique vue par l'atome. On connaît leur puissances (3,5 mW pour les deux faisceaux verticaux, 2,65 mW pour les quatre faisceaux horizontaux) et leur taille (col de 1,8 mm). Par contre, le piège ne se situe pas forcément au centre de ces faisceaux, ce qui peut fortement changer l'intensité des faisceaux de mélasse vue par l'atome! Nous avons déterminé la position du piège par rapport aux faisceaux

verticaux à l'aide d'un faisceau sonde parallèle à ces deux faisceaux de mélasse et de taille plus petite : le piège est excentré de 2 mm. Pour les faisceaux horizontaux, nous n'avons pas pu déterminer cette position. Cette inconnue constitue pour nous la barre d'erreur principale sur la détermination de la section efficace d'ionisation. Nous donnerons donc une valeur minimale de σ en considérant que le piège est centré sur ces faisceaux (on a alors $f = 8\%$) et une valeur maximale de σ en considérant que le piège est excentré de 2 mm par rapport à eux ($f = 1\%$) (cf. formule III.32).

Avec toutes ces valeurs numériques, nous obtenons finalement la valeur suivante pour la section efficace de photoionisation :

$$\begin{aligned}\sigma_{\min} &= 0,23 \times 10^{-17} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{\max} &= 1,52 \times 10^{-17} \text{ cm}^2.\end{aligned}\tag{III.35}$$

On peut comparer à la valeur théorique calculée par Aymar *et al.* (référence donnée dans [114]) qui vaut entre $1,25 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ et $1,40 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$, pour un état P et juste au seuil d'ionisation, et aux autres valeurs expérimentales de la littérature (Gabbanini *et al.* [114] trouvent $(1,48 \pm 0,22) \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ à 476,5 nm, Dinneen *et al.* trouvent $(1,36 \pm 0,12) \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ à 413,1 nm et Klyucharev *et al.* trouvent $0,98 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ à 444 nm). La valeur que nous trouvons, pour une longueur d'onde de 474,8 nm correspondant à une ionisation avec une énergie en excédent de seulement 204 cm^{-1} , est donc compatible avec ces résultats. Notre estimation maximale σ_{\max} est plus proche des valeurs de la littérature, ce qui semble indiquer que le piège est également excentré vis-à-vis des faisceaux de mélasse horizontaux. Enfin, n'oublions pas que dans notre cas, nous mesurons seulement une section efficace partielle car nous ne peuplons pas tous les états fins de 5P et nous avons une polarisation circulaire du laser bleu.

Puisque le taux de photoionisation $1/\tau$ que nous pouvons mesurer est proportionnel à l'intensité du faisceau bleu vue par l'atome, nous pouvons optimiser l'alignement de ce dernier en essayant de minimiser cette durée. Le résultat d'une telle mesure est représenté en insert sur la figure III.10 (a). On obtient directement la taille du faisceau en faisant un ajustement gaussien (ici, $(22,6 \pm 1) \mu\text{m}$, la barre d'erreur vient de l'ajustement). Pour cette mesure, la position du faisceau est modifiée en déplaçant la lentille qui focalise le faisceau.

Nous avons répété une telle mesure de la taille du faisceau pour différentes positions de la lentille de focalisation par rapport à l'atome et en mesurant à chaque fois la taille du faisceau dans deux directions perpendiculaires (figure III.10). Même en prenant en compte les barres d'erreur, les points obtenus s'ajustent difficilement en supposant un profil gaussien du faisceau. Nous avons donc fait le choix arbitraire de nous placer en $z = 2,3 \text{ mm}$, position pour laquelle on mesure les tailles de faisceau suivantes :

$$w_x = (21,6 \pm 1) \mu\text{m} \quad \text{et} \quad w_y = (18,7 \pm 1) \mu\text{m}.\tag{III.36}$$

Avec une puissance de 35 mW, on peut ainsi en théorie atteindre une fréquence de Rabi du faisceau à 475 nm de 29 MHz.

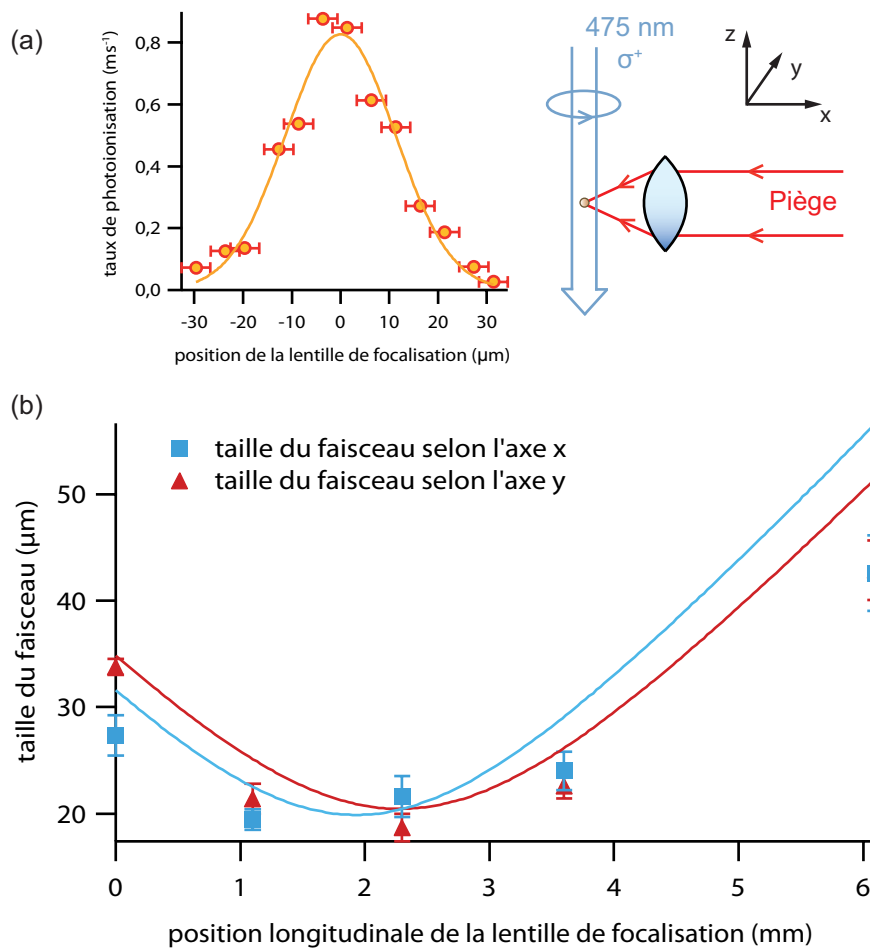


FIGURE III.10 – **Alignement fin du faisceau à 475 nm sur l'atome.** (a) Mesure de la taille du faisceau bleu selon l'axe y pour $z = 2, 3$ mm. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. Les barres d'erreur proviennent de la précision qu'il est possible d'obtenir sur les vis micrométriques. (b) Taille du faisceau bleu selon les axes x et y en fonction de la position longitudinale. L'ajustement suppose un faisceau gaussien à 475 nm.

III.5 Excitation cohérente de l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ par une transition à deux photons

III.5.1 Détection des atomes de Rydberg

Comme nous l'avons déjà mentionné dans le premier chapitre, nous n'avons pas de détecteur de particules chargées dans notre chambre à vide. Nous ne pouvons donc pas utiliser les méthodes habituelles d'ionisation par un champ électrique puis détection des ions. Notre méthode de détection est basée sur le fait qu'un atome de Rydberg n'est pas piégé par notre pince optique. En effet nous avons vu au début du chapitre que le déplacement lumineux subi par un atome de Rydberg illuminé par de la lumière à 810 nm est de seulement quelques MHz *vers le bleu* : un atome de Rydberg est même légèrement

anti-piégé. Si on réalise une séquence dans laquelle on essaie de porter l'atome vers un état de Rydberg, on peut voir si l'excitation a été réussie en vérifiant la présence de l'atome en fin de séquence.

Pour que cette méthode de détection soit valide, il faut que le temps typique τ_{rydberg} que l'atome passe dans un état de Rydberg quel qu'il soit, soit plus long que le temps nécessaire à l'atome pour quitter le piège τ_{esc} , c'est-à-dire que l'on doit avoir

$$\tau_{\text{rydberg}} \gg \tau_{\text{esc}} . \quad (\text{III.37})$$

En supposant que le déplacement lumineux de l'état de Rydberg est nul, on sait, d'après les données de mesure de température de l'atome unique (section I.3.2, page 32), qu'après 40 μs sans voir le potentiel de piégeage, l'atome a une probabilité de 0,07 d'être recapturé. Après 100 μs , cette probabilité tombe en dessous de 0,02. Concernant la durée de vie de l'état de Rydberg, nous avons vu que celle-ci est donnée par

$$\frac{1}{\tau_{\text{ddv}}} = \frac{1}{\tau_{\text{rad}}} + \frac{1}{\tau_{\text{bb}}} , \quad (\text{III.38})$$

avec $\tau_{\text{rad}} = 207 \mu\text{s}$ et $\tau_{\text{bb}} = 165 \mu\text{s}$. Discutons plus en détail la signification des différentes contributions à cette durée de vie. Plaçons nous tout d'abord à température nulle $T = 0$: on a alors $\tau_{\text{ddv}} = \tau_{\text{rad}}$. La durée de vie radiative correspond au temps typique que met l'atome pour quitter l'état $|r\rangle$ et tomber dans un état d'énergie moindre par émission spontanée. La probabilité d'émission spontanée variant comme ω^3 (où ω est la fréquence de la transition), il est plus probable que l'atome retombe dans des niveaux de nombre quantique principal n faible⁷. Partant d'un tel niveau, on sait que l'atome ne mettra que quelques dizaines de ns à retomber dans le niveau fondamental. Ce raisonnement simple nous permet d'affirmer que τ_{rad} donne un excellent ordre de grandeur du temps que met l'atome à retomber dans l'état fondamental.

À $T \neq 0$, l'effet du corps noir est essentiellement de redistribuer la « population » de l'état de Rydberg (1) vers d'autres états de Rydberg et (2) au-delà du seuil d'ionisation. L'effet (1) conduit à un peuplement des niveaux de Rydberg proches, d'énergie plus ou moins élevée. Ces niveaux proches ont des durées de vie très similaires à τ_{rad} . Étant donné que $\tau_{\text{rad}} \approx \tau_{\text{bb}}$, le corps noir n'aura en quelque sorte le temps de peupler que des niveaux proches qui ont des durées de vie radiative semblables ; l'effet (1) n'affecte donc quasiment pas le temps passé dans un état de Rydberg quel qu'il soit. L'effet (2) n'est lui pas négligeable, car le rayonnement du corps noir est centré à une fréquence d'environ 30 THz et l'énergie de liaison du niveau 58D est d'environ 1 THz. On peut donc considérer que l'ionisation contribue pour moitié à la durée de vie τ_{bb} .

Enfin, n'oublions pas que l'atome de Rydberg peut également être photoionisé par le faisceau piège. Nous avons calculé le taux de photoionisation dans la section III.2.3. Celui-ci vaut seulement 700 s^{-1} et joue donc un rôle négligeable.

Au final, lorsque l'atome est dans l'état 58D, trois mécanismes sont mis en jeu :

7. En toute rigueur, il faut également prendre en compte le fait que l'élément de matrice dipolaire diminue lorsque ω augmente. Mais ce n'est pas l'effet dominant [88] que ce soit pour les états hydrogénoïdes ou non.

- l'émission spontanée vers l'état fondamental sur une échelle de temps $\tau_{\text{rad}} = 207 \mu\text{s}$;
- l'ionisation par le corps noir sur une échelle de temps d'environ $\tau_{\text{bb}}/2 = 83 \mu\text{s}$;
- le mouvement résiduel de l'atome qui lui fait quitter la région de piégeage lorsqu'il ne voit pas de déplacement lumineux du piège (cf. courbe de température, chapitre I) sur une échelle de temps $\tau_{\text{esc}} \approx 40 \mu\text{s}$.

L'ionisation, ainsi que le faible déplacement lumineux vers le bleu jouent en notre faveur car ils contribueront à ce que l'atome quitte le piège, mais ce n'est pas le cas de l'émission spontanée qui tend, elle, à ramener l'atome vers l'état fondamental qui est, lui, piégé.

Il est difficile de calculer l'efficacité d'une méthode de détection basée sur la perte de l'atome de Rydberg à partir de ces considérations. Nous verrons que nous pouvons cependant l'estimer à partir de nos résultats d'oscillations de Rabi sur la transition à deux photons (section III.5.4).

III.5.2 Spectroscopie des niveaux de Rydberg entre $n = 54$ et $n = 68$

La première étape de notre travail a consisté à repérer la position de l'état $|58D_{3/2}\rangle$ dans le spectre des états de Rydberg. Pour cela, nous avons réalisé une excitation en deux étapes ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow nl$) vers les états de Rydberg autour de $n = 58$. On garde la mélasse, le piège et le laser bleu allumés en continu et on observe pour quelles fréquences du laser bleu la fluorescence issue de la région de piégeage disparaît (figure III.11). Il est

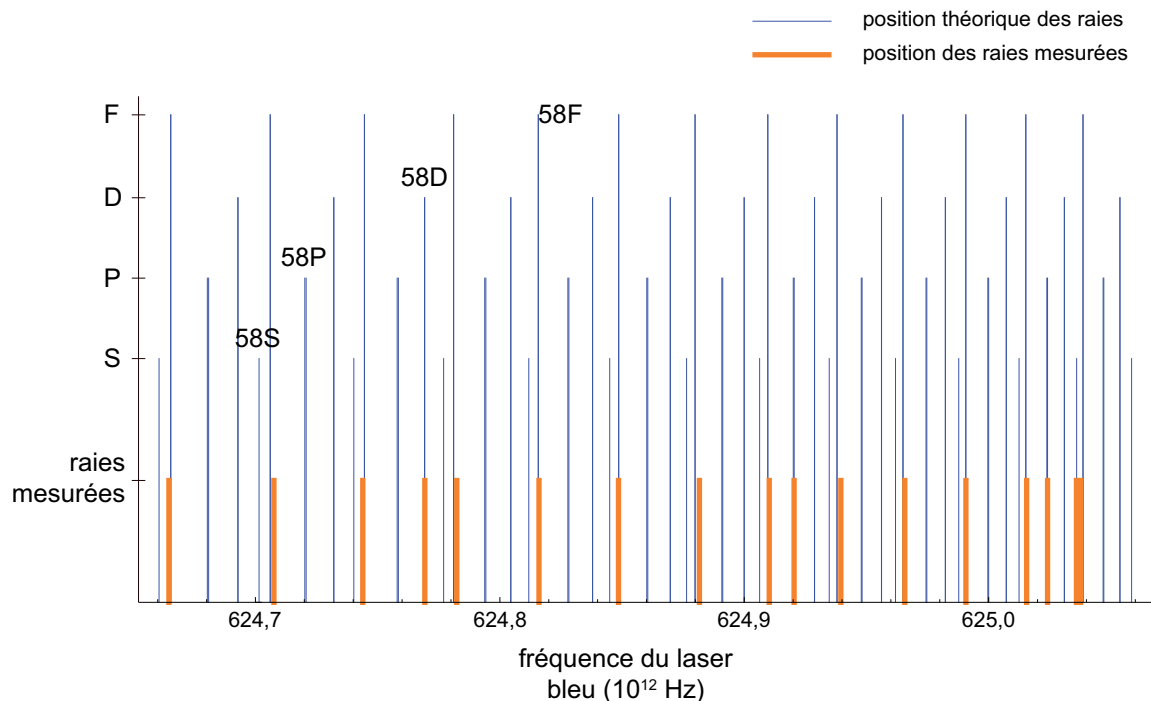


FIGURE III.11 – *Spectre des niveaux de Rydberg entre $n=54$ et $n=68$. Les fréquences sont calculées pour une transition à partir du sous-niveau $f'=3$ de l'état $5P_{3/2}$*

étonnant de voir que nous avons essentiellement observé des transitions vers des états nF , puisque les règles de sélection nous interdisent en théorie de peupler ces niveaux en partant de l'état $5P$. Ceci est le signe qu'un champ électrique mélangeant les états de parité opposée est présent, mais il est impossible, au vu de la méthode de mesure, de déduire quoi que ce soit quant à sa valeur. En prenant plus de soin, il aurait certainement été possible d'observer également les transitions vers les états nS et nD . Cependant, la position des raies mesurées coïncide parfaitement à la théorie. En particulier, nous avons clairement repéré la position du niveau $58D$.

III.5.3 Spectre de la transition à deux photons

À la lumière des résultats précédents, nous avons pu réaliser l'excitation cohérente de l'atome à l'aide d'une transition à deux photons. La séquence utilisée est celle présentée dans le chapitre I (figure I.6). Une fois le piège baissé à une profondeur de 12 MHz, on effectue la séquence représentée sur la figure III.12 :

- on prépare l'atome dans l'état $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ par pompage optique en 600 μs (cf. chapitre II) ;
- on coupe le piège pendant 1 μs . Cette coupure permet de ne pas avoir de fluctuations de désaccord dues à des variations du déplacement lumineux par le piège lors du mouvement de l'atome. Le faisceau à 475 nm est également allumé pendant cette période ;
- on envoie le faisceau à 795 nm pendant typiquement 100 ns ;
- on rallume le piège ;
- on remonte ensuite la profondeur du piège et on vérifie si on a excité l'atome vers l'état de Rydberg, en vérifiant sa présence.

Rappelons que si l'atome est excité vers l'état de Rydberg, il n'est pas piégé et nous ne le recapturons donc pas en fin de séquence. Comme pour les expériences de transitions Raman présentées dans le chapitre II, le résultat pour chaque réalisation de la séquence est binaire. Il faut moyenner le résultat de plusieurs expériences pour extraire une probabilité d'excitation de l'atome. Pour effectuer un spectre de la transition à deux photons, on répète cette séquence pour différentes valeurs du désaccord δ du laser bleu⁸. Pour le spectre de la figure III.12, les paramètres utilisés sont les suivants :

- le désaccord par rapport au niveau intermédiaire est $\Delta/2\pi = 400$ MHz vers le bleu ;
- la puissance du laser à 795 nm est de 7,2 mW ($\Omega_R/2\pi \approx 290$ MHz) ;
- la puissance du laser à 475 nm est de 35,5 mW ($\Omega_B/2\pi = 25$ MHz) ;
- la durée de l'impulsion est de 60 ns (impulsion- π , voir section suivante).

Discutons à présent le résultat obtenu en trois points.

8. Pour les spectres présentés dans cette section, la valeur absolue de la fréquence du laser bleu a été mesurée à l'aide de notre lambdamètre de précision. Ce dernier doit en principe être recalibré chaque jour à l'aide d'un laser asservi sur une transition connue ; sinon, la valeur absolue donnée peut varier de plusieurs dizaines de MHz d'un jour à l'autre. Comme nous n'avons pas systématiquement recalibré celui-ci à chaque journée de prise de données, il n'est pas pertinent de comparer entre elles les valeurs absolues des fréquences données sur les différents spectres présentés. Cependant, le lambdamètre était correctement calibré pour la mesure de la figure III.12.

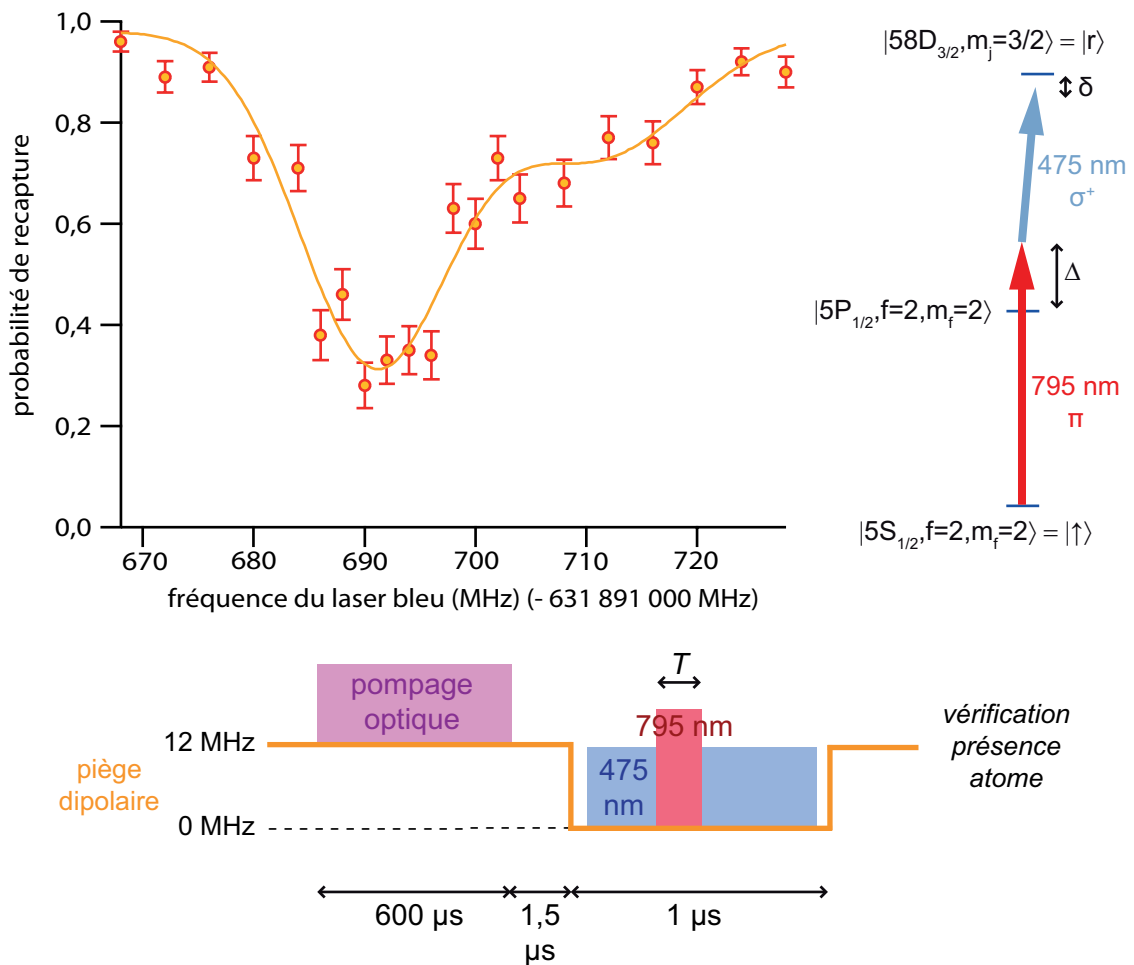


FIGURE III.12 – *Spectre de la transition à deux photons vers l'état de Rydberg $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle \rightarrow |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. L'impulsion à deux photons a une durée de 60 ns. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. Les barres d'erreur sont celles correspondant à une distribution binomiale et donnent donc une borne inférieure.*

1) Structure en double pic

On remarque tout d'abord la présence de deux pics séparés de (20 ± 1) MHz. Le plus grand correspond à la transition vers l'état souhaité $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Nous avons plusieurs hypothèses concernant la présence du pic satellite. On pourrait tout d'abord penser à un défaut de polarisation du laser bleu qui exciterait donc l'état $|58D_{3/2}, m_j = 1/2\rangle$ situé à une énergie différente à cause de l'effet Zeeman. Cependant, la différence de 20 MHz est trop grande pour être expliquée par l'effet Zeeman du champ directeur $B = -9$ G (on attendrait une différence de 10 MHz). Mais il est possible que l'effet du champ électrique parasite vienne s'ajouter. D'après nos calculs d'effets Stark (figure III.3), il faudrait un champ de 0,2 V/cm.

Pour vérifier cela, nous avons mesuré deux spectres pour lesquels tous les paramètres sont identiques sauf la polarisation du laser bleu (figure III.13). Dans cette expérience sur un atome unique, les deux seuls effets pouvant conduire à un déplacement des raies

significatif sont l'effet Zeeman et l'effet Stark (en particulier, le déplacement lumineux par le laser bleu a un effet négligeable). La différence entre le centre des deux pics est de (16 ± 1) MHz. Connaissant le champ magnétique, on en déduit que le champ électrique a une amplitude $E_{el} = 150$ mV/cm (s'il est dans la direction \hat{z}) induisant un déplacement du niveau $|r\rangle$ de 6 MHz vers le rouge. Cette valeur n'est pas compatible avec le spectre III.12. L'impureté de polarisation du laser bleu n'est donc pas la bonne explication.

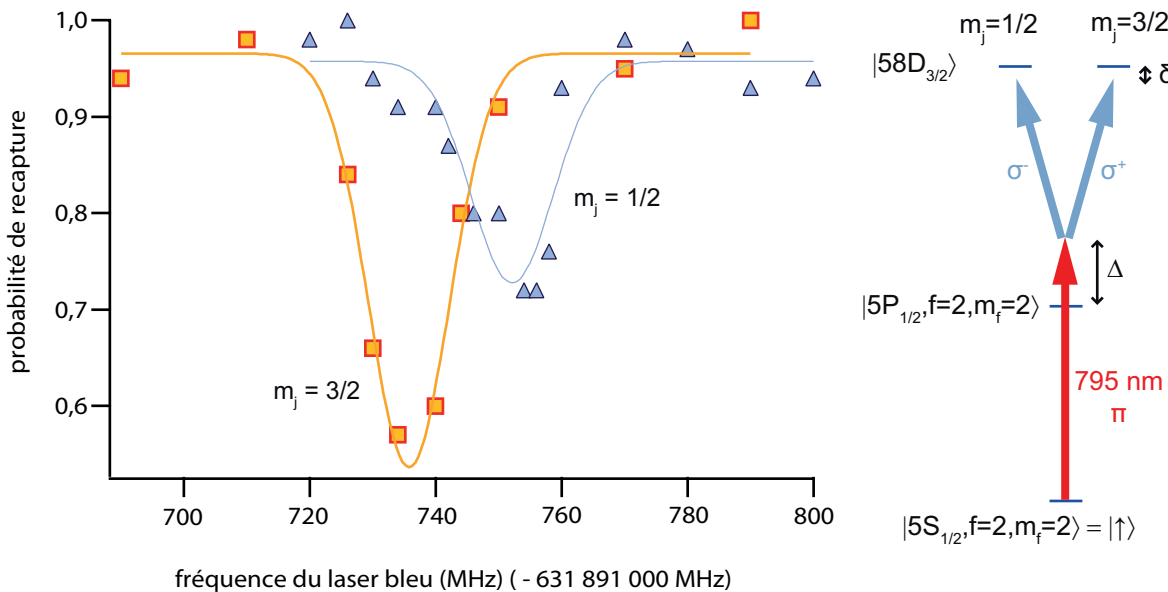


FIGURE III.13 – **Spectre des transitions à deux photons vers les états $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ ou $|58D_{3/2}, m_j = 1/2\rangle$.** Les ajustements sont gaussiens. 100 expériences ont été moyennées pour obtenir ces courbes. Le nombre de points expérimentaux ne permet pas de résoudre la double structure qu'on peut observer sur la figure III.12. L'amplitude du spectre pour la transition vers $m_j = 1/2$ est plus petite car l'élément de matrice angulaire associé est moindre.

Les deux autres hypothèses sont (a) une impureté de polarisation du faisceau à 795 nm, (b) un pompage optique laissant parfois l'atome dans l'état $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = 1\rangle$. Dans les deux cas, on s'attend à exciter l'état de Rydberg $|58D_{3/2}, m_j = 1/2\rangle$. De plus, on attend bien la raie satellite à une fréquence supérieure à la raie principale. En effet, le déplacement lumineux par le laser rouge est alors plus faible (à cause des coefficients de Clebsch-Gordan inférieurs) et la condition de résonance se fait donc à une fréquence du laser bleu plus élevée (cf. formule III.21).

Quoi qu'il en soit le pic satellite a une amplitude inférieure à 1 % lorsqu'on se place au centre du pic principal et ne nous gênera pas pour les expériences d'oscillations de Rabi.

2) Largeur du spectre

Pour ajuster les données, nous avons utilisé des profils gaussiens. En effet les impulsions laser permettant de faire la transition à deux photons sont « découpées » par des EOMs qui ont un temps de montée/descente de 10 ns. Pour une impulsion de 60 ns, on ne peut pas considérer que l'impulsion est carrée, auquel cas on aurait eu une structure en

sinus cardinal (cf. chapitre II). Le pic central, qui est celui de la transition cherchée, a une largeur FWHM de (16 ± 1) MHz. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, pour une impulsion carrée de durée T , on attend un spectre limité par Fourier de largeur $0,8/T = 13,3$ MHz. Le léger élargissement observé est dû au temps de montée de 10 ns des EOM et aux fluctuations de fréquence du laser bleu.

3) *Fréquence centrale de la raie principale*

L'ajustement gaussien du pic principal donne une fréquence centrale

$$\nu_{\text{bleu}}^{\text{exp}} = (631\,891\,691 \pm 1) \text{ MHz.} \quad (\text{III.39})$$

La barre d'erreur est celle de l'ajustement. La fréquence centrale de la raie calculée en prenant en compte les déplacements lumineux et l'effet Zeeman du champ directeur est

$$\nu_{\text{bleu}}^{\text{théo}} = (631\,891\,655 \pm 6) \text{ MHz.} \quad (\text{III.40})$$

La contribution principale à la barre d'erreur est celle de l'énergie d'ionisation [115]. La fréquence mesurée est donc trop grande de (36 ± 7) MHz. Nous voyons trois sources d'erreur potentielles. Il y a premièrement la précision absolue du lambda-mètre utilisé (≈ 10 MHz). Deuxièmement, il y a le champ électrique parasite, mais celui-ci déplace la raie de 6 MHz vers les *basses fréquences* et ne joue donc pas en notre faveur. Enfin, la fréquence théorique calculée dépend fortement de la taille du faisceau à 795 nm, *via* le déplacement lumineux qu'il crée. Or nous avons vu dans la section III.4.2 qu'il est relativement difficile d'estimer la taille de ce faisceau au niveau de l'atome. Une erreur de seulement 10 μm sur la taille du col conduit à une variation du déplacement lumineux de 13 MHz.

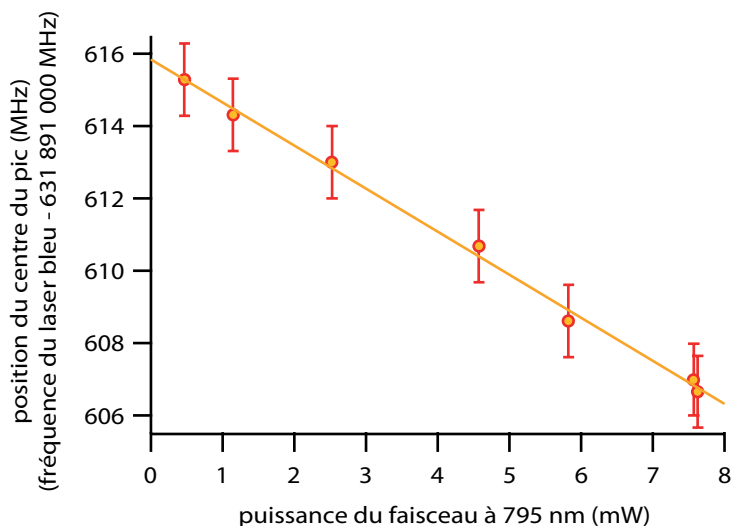


FIGURE III.14 – **Déplacement du centre de la raie en fonction de la puissance du faisceau à 795 nm.** Pour cette mesure, le désaccord par rapport au niveau intermédiaire est $\Delta/2\pi = +600$ MHz. L'alignement du faisceau à 795 nm n'était pas optimisé au moment de la mesure et la calibration absolue du lambda-mètre n'était pas correcte.

Une manière directe de mesurer le déplacement lumineux du faisceau à 795 nm consiste enregistrer la position du centre de la raie en fonction de la puissance de ce faisceau. Nous n'avons malheureusement pas eu le temps d'exploiter à fond cette méthode ; nous en avons seulement démontré le principe. Une telle mesure est représentée sur la figure III.14. On voit que le centre de la raie évolue bien linéairement avec la puissance. L'extrapolation à $P_{795} = 0$ de cette droite nous donne la position de la raie en l'absence de déplacement lumineux (en fait, il y a toujours le déplacement lumineux du faisceau bleu d'environ 400 kHz). On peut alors déterminer très précisément le déplacement lumineux par le laser à 795 nm. Par exemple, pour une puissance de 6 mW, on voit que le déplacement lumineux est d'environ 8 MHz. Malheureusement, cette mesure a été effectuée alors que l'alignement de ce faisceau n'était pas optimisé et nous n'avons pas eu l'occasion de la répéter dans de meilleures conditions. Cependant, cette méthode semble être la plus prometteuse pour extraire le déplacement lumineux.

III.5.4 Oscillations de Rabi

Pour observer des oscillations de Rabi, on utilise exactement la même séquence que pour mesurer un spectre mais on se place à désaccord fixe (au centre de la raie principale) et on varie la durée de l'impulsion. Une oscillation de Rabi obtenue sur la transition à deux photons est représentée sur la figure III.15(a). Elle a été obtenue pour un désaccord par rapport au niveau intermédiaire $\Delta/2\pi = +400$ MHz. On remarque qu'il y a un amortissement non négligeable des oscillations et que les points ne sont pas symétriques par rapport à une probabilité de recapture de 0,5. En ajustant nos données phénoménologiquement par une sinusoïde avec une enveloppe exponentielle (non représentée) on trouve une fréquence de Rabi de $(7,0 \pm 0,1)$ MHz.

Nous avons déjà vu dans la section III.3.2 que l'amortissement peut être dû à l'émission spontanée par le niveau intermédiaire. Il peut également être dû à des imperfections du système laser (fluctuations de puissance et de fréquence des faisceaux laser réalisant la transition à deux photons). Pour vérifier si cela peut expliquer nos observations, nous avons utilisé le modèle simple présenté dans la section III.3.2 (page 86), basé sur la résolution des équations de Bloch optiques, et nous avons également introduit des fluctuations de puissance et de fréquence des faisceaux laser. Ainsi, sur la figure III.15(a), la courbe en pointillés correspond à ce modèle basé sur les équations de Bloch optiques *sans* prise en compte des imperfections du système laser et la courbe en trait plein correspond à ce modèle *avec* prise en compte des imperfections des lasers (les paramètres Ω_R , Ω_B et Δ sont les mêmes pour ces deux courbes). Les données sont ajustées « à l'œil » par ce deuxième modèle ; le seul paramètre libre est la fréquence de Rabi Ω_R du faisceau à 795 nm ; le désaccord Δ et la fréquence de Rabi Ω_B du laser à 475 nm sont donnés par les paramètres expérimentaux.

Observons tout d'abord la courbe en pointillés. On obtient bien un amortissement non négligeable des oscillations, mais cela ne reproduit pas correctement les données. En particulier, bien que l'impulsion- π ait une efficacité de seulement 80 %, l'impulsion- 2π ramène 95 % des atomes dans l'état fondamental.

En prenant en compte les imperfections du système laser (courbe en trait plein), l'ajustement est bien meilleur. Les fluctuations de puissance des deux faisceaux d'excitation et

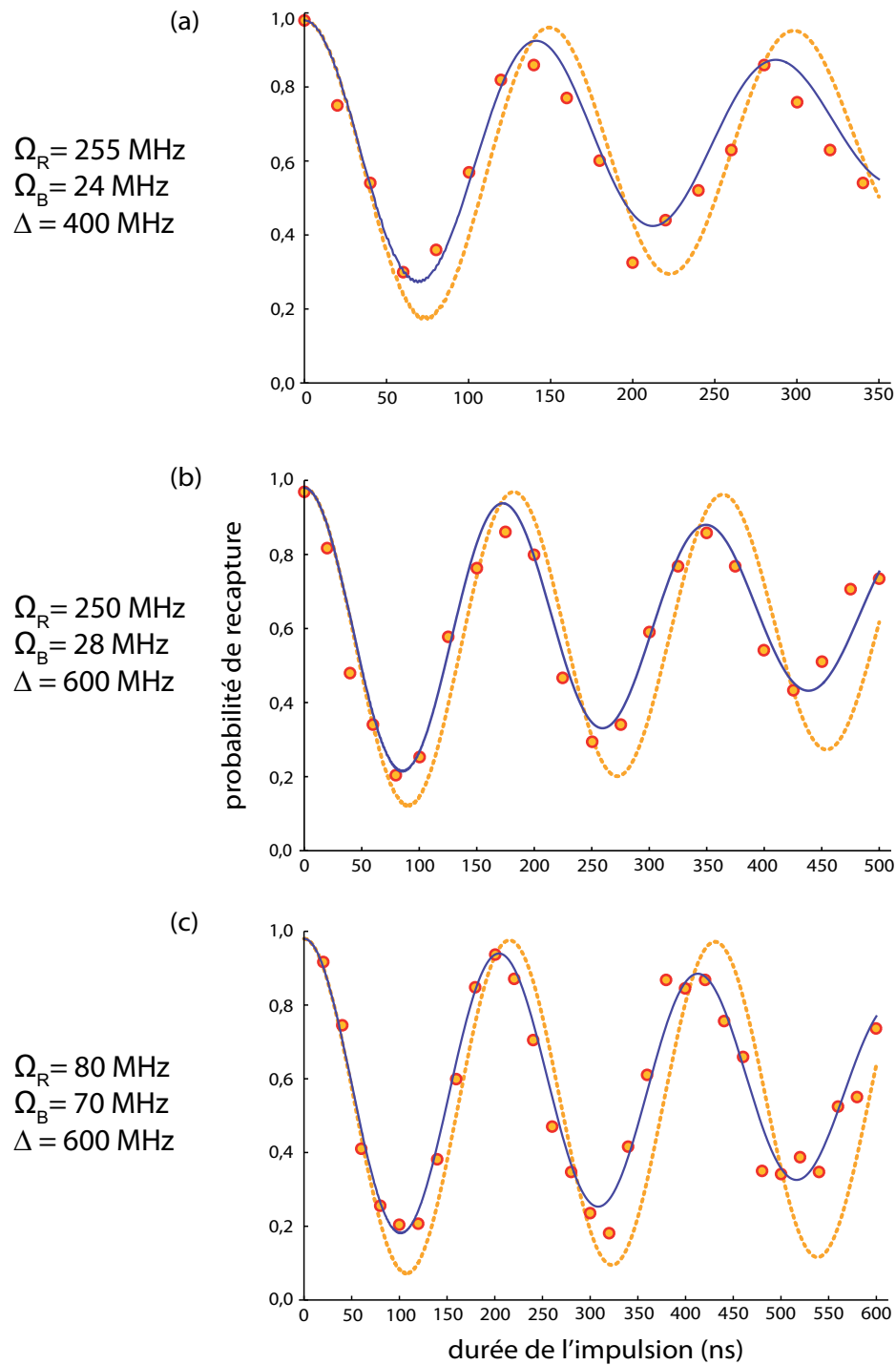


FIGURE III.15 – *Oscillations de Rabi entre l'état fondamental et l'état de Rydberg sur un atome unique.* Les courbes en pointillés représentent les signaux obtenus à partir de la résolution des équations de Bloch optiques (section III.3.2). En trait plein, les signaux attendus en prenant en plus en compte les fluctuations de puissance et de fréquence des lasers.

les fluctuations du désaccord δ par rapport au niveau de Rydberg sont prises en compte en effectuant un tirage Monte-Carlo de ces trois paramètres selon des distributions gaussiennes. Les largeurs FWHM de ces distributions sont de 10 % sur la puissance du laser bleu et de 5 % sur la puissance du laser rouge. Ces valeurs correspondent à l'ordre de grandeur des fluctuations mesurées indépendamment. Concernant le désaccord, il y a plusieurs contributions : celle de l'effet Doppler (≈ 300 kHz), celle de la largeur spectrale finie des lasers (≈ 600 kHz pour le rouge et ≈ 100 kHz pour le bleu), mais la contribution principale est celle de l'asservissement de la fréquence du laser bleu. Il faut plus de 30 min pour prendre tous les points de l'oscillation de Rabi et sur cette échelle de temps nous savons que notre asservissement peut dériver sur plusieurs MHz. Pour la courbe en trait plein, nous avons introduit des fluctuations sur une largeur de 6 MHz, ce qui semble réaliste. Enfin, nous prenons aussi en compte l'efficacité finie du pompage optique (95 %), ainsi que la probabilité de recapture $p \neq 1$ à $t = 0$ due à la coupure du piège pendant 1 μ s.

Nous pouvons à présent conclure quant à l'efficacité de notre détection des atomes de Rydberg, basée sur leur non-piégeage. L'ajustement des données semble compatible avec une efficacité de 100 %, c'est-à-dire qu'un atome de Rydberg quitte à coup sûr le piège. Cependant, dans l'ajustement que nous venons de décrire, le facteur contribuant le plus à l'amortissement de la courbe est la dérive de la fréquence du laser bleu et c'est malheureusement le paramètre le plus difficile à déterminer par des mesures indépendantes. Si l'on ne prend pas en compte cette dérive, on trouve que la probabilité de recapture après une impulsion- π doit être de 0,2. Expérimentalement, on trouve une valeur de 0,27 (par un ajustement des données avec un *sinus* amorti exponentiellement). Cela donne une probabilité maximale de $0,27 - 0,2 = 0,07$ de recapturer un atome de Rydberg. Néanmoins, l'efficacité de seulement 85 % de l'impulsion- 2π ne peut être reproduite qu'en introduisant une telle dérive de fréquence : ceci nous laisse penser que la probabilité de recapturer un atome de Rydberg est en fait bien plus faible que cette limite supérieure de 0,07. Pour conclure sur les données de la figure III.15(a), en réalisant une impulsion- π , la probabilité d'exciter l'atome vers l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ depuis l'état fondamental est d'au moins 73 %.

Pour confirmer toutes ces considérations, analysons de la même manière des signaux obtenus avec d'autres valeurs de la puissance des faisceaux et du désaccord par rapport à l'état intermédiaire. Les figures III.15(b) et (c) montrent des oscillations de Rabi avec un désaccord de 600 MHz par rapport au niveau intermédiaire. Pour ces deux courbes, la fréquence de Rabi de la transition à deux photons est $\gtrsim 5$ MHz. Les valeurs des fréquences de Rabi associées à chaque faisceau sont données sur la figure. Pour le faisceau bleu, elle est déterminée à partir de sa puissance et de la taille du col⁹ et celle du faisceau rouge est le paramètre libre de l'ajustement. Enfin, les fluctuations de puissances introduites dans le modèle sont les mêmes que dans le paragraphe précédent (rouge 5 %, bleu 10 %) et les fluctuations de fréquences sont de 4,5 MHz pour (b) et 4 MHz pour (c).

Les ajustements correspondent bien aux données et ceci confirme nos attentes : lorsque

9. Pour les données de la figure III.15(c) le système permettant de focaliser le faisceau bleu est différent du système présenté précédemment dans ce chapitre : il possède moins d'optiques et permet d'avoir 70 mW focalisés sur un col de 10 μ m (contre 35 mW sur 20 μ m pour l'autre système).

nous diminuons le rapport Ω_R^2/Δ^2 et donc le taux d'émission spontanée par le niveau intermédiaire, le contraste des oscillations augmente. Ces données confirment aussi nos considérations sur l'efficacité du système de détection de 100 %. Enfin, avec les paramètres (c), nous sommes capables de réaliser une impulsion- π d'une efficacité de 80 %. Le facteur limitant est la dérive de fréquence du laser bleu : en diminuant cette dérive à 1 MHz, nous obtiendrions une efficacité de 93 %.

Terminons en précisant que les expériences du chapitre IV (blocage de Rydberg) ont été réalisées avec les paramètres (a) et celles du chapitre V (intrication) avec les paramètres (b).

III.6 Conclusion

Nous avons démontré dans ce chapitre que nous étions capables de réaliser l'excitation cohérente d'un atome unique vers l'état $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, choisi car il répond bien à de nombreuses contraintes imposées par notre objectif : observer le blocage dipolaire entre deux atomes uniques.

L'excitation est réalisée par une transition à deux photons (795 nm et 475 nm). Avec des puissances raisonnables (respectivement 6 mW et 35 mW) et des faisceaux focalisés (cols de 150 μm et 20 μm respectivement, ce qui est grand devant l'extension spatiale de la fonction d'onde atomique), nous pouvons atteindre des fréquences de Rabi à deux photons de 7 MHz. Ceci signifie que nous pouvons transférer l'atome de l'état $|\uparrow\rangle$ à l'état $|r\rangle$ avec une efficacité d'environ 75 % en seulement 70 ns. L'équipe de M. Saffman a récemment démontré l'excitation d'atome unique par la même méthode avec une efficacité similaire mais une fréquence de Rabi moindre (500 kHz) [87].

Les limites de notre système ont été analysées. Il semble que nous soyons principalement limités par le système d'asservissement de notre laser bleu par à une cavité Fabry-Perot balayée continûment. Ce système est stable sur l'échelle de la minute mais entraîne des dérives lentes de la fréquence du laser bleu sur l'échelle de temps des expériences (de l'ordre de l'heure). Nous travaillons en ce moment à construire une cavité de transfert qui permettra un asservissement meilleur [111]. L'émission spontanée par le niveau intermédiaire joue également un rôle important. Nous avons aussi mis en évidence la présence d'un champ électrique parasite de l'ordre de la centaine de mV/cm, mais son influence est peu importante pour nos expériences. Enfin, notons que notre configuration expérimentale nous empêche d'adresser séparément les deux atomes.

Nous avons aussi analysé l'efficacité de notre méthode de détection des atomes de Rydberg basée sur la perte d'atomes, qui semble compatible avec une efficacité de 100 %. Pour s'assurer que tous les atomes de Rydberg sont bien perdus, on pourrait éventuellement photoioniser l'atome de Rydberg avec un laser dans l'infrarouge moyen/lointain. La longueur d'onde et l'intensité seraient choisies afin d'avoir une photoionisation avec une probabilité unité tout en ayant une influence négligeable sur la forme du potentiel de piégeage créé par le laser à 810 nm [99].

Forts de cette capacité à exciter un atome unique vers un état de Rydberg, nous avons essayé d'observer le blocage dipolaire entre deux atomes uniques.

Chapitre IV

Observation du blocage dipolaire entre deux atomes

Prenons un système quantique formé de deux sous-systèmes interagissant fortement. Si cette interaction est suffisamment importante, leur excitation simultanée par une même impulsion excitatrice peut être rendue impossible. C'est ce phénomène qu'on nomme *blocage de l'excitation*. Un tel phénomène a été observé dans des systèmes très divers, par exemple des systèmes composés de quelques électrons où le blocage peut être dû à la force de Coulomb [116], au principe de Pauli [117] ou au fort couplage avec les modes vibrationnels d'une molécule ou d'une boîte quantique [118]. Citons également le « blocage photonique » observé lorsqu'un photon ayant excité un système composé d'un atome dans une cavité empêche le passage d'un second photon [119]. Pour des systèmes atomiques, un « blocage d'interaction » dû aux collisions en ondes s a été observé pour des atomes froids piégés dans l'état fondamental des puits d'un réseau optique [120].

La forte interaction entre atomes de Rydberg peut aussi entraîner un mécanisme similaire, dit blocage de Rydberg ou blocage dipolaire, empêchant l'excitation simultanée de plusieurs atomes vers un état de Rydberg. Bien que la première mise en évidence de l'effet des interactions entre atomes de Rydberg sur des raies spectrales ait été faite il y a environ trente ans dans le groupe de S. Haroche [121], il a fallu attendre l'avènement des méthodes de refroidissement par laser pour que le blocage de Rydberg soit observé. Les premières mises en évidence ont été réalisées en 2004 [102, 103] dans des nuages froids de rubidium et plusieurs groupes ont aujourd'hui observé le blocage de Rydberg, toujours dans des ensembles d'atomes froids [92, 96, 104, 105, 106, 122, 123]. Dans toutes ces expériences, l'effet des interactions se manifeste sous la forme d'une saturation du nombre d'atomes excités lorsqu'on augmente la densité ou qu'on excite des états de nombre quantique principal de plus en plus élevé. À cet effet s'ajoute un élargissement des spectres. Une des difficultés principales dans l'interprétation du résultat de ces expériences est la prise en compte de la présence d'ions et d'électrons parasites produits par l'ionisation des atomes sous l'effet du rayonnement du corps noir ou aux collisions, qui peuvent entraîner un phénomène similaire au blocage [92].

Notre système permet de pousser encore plus loin la précision de l'étude du blocage de Rydberg : on a ici affaire à seulement deux atomes dont on peut fixer arbitrairement la géométrie. L'équipe de M. Saffman possède un système assez proche du nôtre et a récem-

ment observé le blocage de Rydberg entre deux atomes séparés d'environ 10 μm [124].

Nous commencerons par présenter un calcul de l'énergie d'interaction attendue entre deux atomes portés dans l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Nous montrerons ensuite comment nous avons pu observer le blocage de Rydberg entre deux atomes [97]. Finalement nous verrons que l'excitation collective des deux atomes dans le régime de blocage dipolaire conduit à l'observation d'oscillations de Rabi « accélérées », phénomène analogue à la superradiance [125]. De telles oscillations sont la preuve que le système oscille entre l'état fondamental et un état intriqué des deux atomes.

La majorité des aspects techniques de l'excitation d'un atome vers un état de Rydberg ont été abordés dans le chapitre précédent et nous insisterons donc plutôt sur la théorie et l'analyse de nos données. Pour toutes les données présentées dans le chapitre, les transitions à deux photons vers l'état de Rydberg sont effectuées avec un désaccord $\Delta/2\pi = +400$ MHz par rapport au niveau intermédiaire $5P_{1/2}$.

IV.1 Un rapide calcul de l'énergie d'interaction

IV.1.1 Le cas général : l'interaction de type van der Waals

Le principe du blocage de Rydberg a été évoqué dans le chapitre précédent. Considérons deux atomes A et B pouvant se trouver soit dans le niveau fondamental $|\uparrow\rangle$, soit dans un niveau de Rydberg donné $|r\rangle$. La forte énergie d'interaction existant entre deux atomes de Rydberg conduit à un décalage ΔE du niveau $|r; r\rangle$, et il est alors impossible d'exciter simultanément les deux atomes. Nous souhaitons ici calculer la valeur de ce décalage en énergie ΔE pour deux atomes séparés de quelques microns excités vers l'état $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$.

Pour cela, nous n'allons considérer que le premier terme du développement multipolaire, c'est-à-dire l'interaction *dipôle-dipôle* entre $\hat{\mathbf{d}}_A$ et $\hat{\mathbf{d}}_B$. Cette approximation reste valide tant que la distance internucléaire R est plus grande que la taille de chaque atome [97]. Bien qu'un atome de Rydberg autour de l'état $n = 60$ ait une taille d'environ 250 nm, on travaillera avec $4 \mu\text{m} < R < 18 \mu\text{m}$ et la condition est bien vérifiée. Le hamiltonien d'interaction est alors

$$\hat{V} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\hat{\mathbf{d}}_A \cdot \hat{\mathbf{d}}_B - 3(\hat{\mathbf{d}}_A \cdot \hat{\mathbf{R}})(\hat{\mathbf{d}}_B \cdot \hat{\mathbf{R}})}{R^3} \quad (\text{IV.1})$$

($\hat{\mathbf{R}}$ est un vecteur unitaire). Considérons ce hamiltonien comme perturbateur du hamiltonien des deux atomes pour $R = +\infty$. Au premier ordre des perturbations, il faut calculer la valeur moyenne de \hat{V} lorsque les deux atomes sont dans l'état $|r\rangle$, qui vaut

$$\langle \hat{V} \rangle = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\langle r | \hat{\mathbf{d}}_A | r \rangle \langle r | \hat{\mathbf{d}}_B | r \rangle - 3 \langle r | \hat{\mathbf{d}}_A \cdot \hat{\mathbf{R}} | r \rangle \langle r | \hat{\mathbf{d}}_B \cdot \hat{\mathbf{R}} | r \rangle}{R^3}. \quad (\text{IV.2})$$

L'opérateur moment dipolaire $\hat{\mathbf{d}}_{A,B}$ étant impair en $\hat{r}_{A,B}$ ($\hat{r}_{A,B}$ est la position radiale de l'électron de valence de chaque atome), la valeur moyenne de \hat{V} est nulle. Nous devons

donc aller au deuxième ordre des perturbations. On trouve alors une interaction du type van der Waals :

$$\Delta E = \frac{C_6}{R^6}. \quad (\text{IV.3})$$

Le coefficient C_6 vaut

$$C_6 = \sum_{nljm_j; A, B} \frac{|\langle r | \hat{\mathbf{d}}_A | nljm_j \rangle_A \langle r | \hat{\mathbf{d}}_B | nljm_j \rangle_B - 3 \langle r | \hat{\mathbf{d}}_A \cdot \hat{\mathbf{R}} | nljm_j \rangle_A \langle r | \hat{\mathbf{d}}_B \cdot \hat{\mathbf{R}} | nljm_j \rangle_B|^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 (2E_r - E_{nljm_j}^A - E_{nljm_j}^B)}, \quad (\text{IV.4})$$

où la somme porte sur tous les autres états à deux atomes $|nljm_j\rangle_A \otimes |nljm_j\rangle_B$. À cause de la variation en R^{-6} , il s'agit d'une interaction à courte portée : l'énergie d'interaction est typiquement de l'ordre de 10 MHz à une distance de l'ordre du micron autour de $n = 60$. Le signe de ce décalage est difficile à déterminer *a priori* et dépend de la position des niveaux d'énergie par rapport à $|r; r\rangle$ (*via* le dénominateur de IV.4) [97].

IV.1.2 Notre cas : résonance de Förster

L'approche perturbative devient fautive lorsqu'un ou plusieurs des états à deux atomes $|nljm_j\rangle_A \otimes |nljm_j\rangle_B$ est proche en énergie du niveau $|r; r\rangle$, c'est-à-dire lorsque le dénominateur devient du même ordre de grandeur que le numérateur dans IV.4. Il s'agit de ce qu'on appelle une *résonance de Förster*. C'est en particulier le cas lorsqu'on excite deux atomes vers l'état $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ et il faut alors diagonaliser le hamiltonien complet pour déterminer l'énergie d'interaction.

Adoptons cette approche pour calculer ΔE dans le cas de deux atomes dans l'état $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Dans un premier temps, considérons seulement le niveau le plus proche en énergie $|56F_{5/2}; 60P_{1/2}\rangle$. L'axe internucléaire, selon \hat{z} , est choisi comme axe de quantification. Dans ce cas, le hamiltonien d'interaction est

$$\begin{aligned} \hat{V} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\hat{d}_{A,x} \cdot \hat{d}_{B,x} + \hat{d}_{A,y} \cdot \hat{d}_{B,y} - 2 \hat{d}_{A,z} \cdot \hat{d}_{B,z}}{R^3} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{-\hat{d}_{A,+} \cdot \hat{d}_{B,-} - \hat{d}_{A,-} \cdot \hat{d}_{B,+} - 2 \hat{d}_{A,0} \cdot \hat{d}_{B,0}}{R^3}. \end{aligned} \quad (\text{IV.5})$$

L'opérateur moment dipolaire $\hat{\mathbf{d}}$ étant un opérateur tensoriel de rang 1, nous avons introduit les composantes tensorielles $\hat{d}_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{d}_x + i\hat{d}_y)$, $\hat{d}_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{d}_x - i\hat{d}_y)$ et $\hat{d}_0 = \hat{d}_z$. La suite du calcul va faire intervenir des termes du type $\langle n'l'j'm'_j | \hat{d}_{0,+,-} | nljm_j \rangle$, où \hat{d}_0 ne couple que les états vérifiant $m'_j = m_j$; de même pour \hat{d}_+ ($m'_j = m_j + 1$) et \hat{d}_- ($m'_j = m_j - 1$). On remarque donc que le hamiltonien d'interaction IV.5 ne couple que les états de même nombre quantique magnétique total; $m_{j,A} + m_{j,B} = 3$ dans notre cas car nous nous intéressons à l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$.

Dans quelle base allons nous exprimer le hamiltonien du système à deux atomes? D'après les considérations précédentes, il suffit de prendre en compte les deux seuls états vérifiant $m_{j,A} + m_{j,B} = 3$ qui formeront ainsi notre base d'états à deux atomes $\{|56F_{5/2}, m_j = 5/2; 60P_{1/2}, m_j = 1/2\rangle; |58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle\}$ que nous

noterons $\{|FP\rangle, |DD\rangle\}$ pour simplifier les notations. En choisissant l'énergie de l'état $|DD\rangle$ comme origine des énergies, le hamiltonien complet¹ du système s'écrit

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \Delta & C_3/R^3 \\ C_3/R^3 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{IV.6})$$

avec $\Delta = E(56F_{5/2}) + E(60P_{1/2}) - 2E(58D_{3/2}) = -6,92$ MHz. Le coefficient C_3 , réel, est par définition

$$C_3 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \langle 58D_{3/2}, m_j = 3/2 | \hat{d}_- | 56F_{5/2}, m_j = 5/2 \rangle \langle 58D_{3/2}, m_j = 3/2 | \hat{d}_+ | 60P_{1/2}, m_j = 1/2 \rangle. \quad (\text{IV.7})$$

Les éléments de matrice intervenant dans cette expression sont calculés à l'aide de la décomposition en une intégrale radiale et une intégrale angulaire (formule III.11 et III.12). La valeur de la partie radiale nous a été fournie par le groupe de P. Pillet. On trouve

$$\begin{aligned} \langle 58D_{3/2}, m_j = 3/2 | \hat{d}_- | 56F_{5/2}, m_j = 5/2 \rangle &= -\sqrt{\frac{2}{5}} 2595 \text{ ea}_0 \\ \text{et } \langle 58D_{3/2}, m_j = 3/2 | \hat{d}_+ | 60P_{1/2}, m_j = 1/2 \rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} 2563 \text{ ea}_0, \end{aligned} \quad (\text{IV.8})$$

ce qui donne $|C_3| = 2368$ MHz μm^3 . Les énergies propres d'un tel hamiltonien sont données par

$$\frac{\Delta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + \left(\frac{C_3}{R^3}\right)^2} \quad (\text{IV.9})$$

et les états propres sont

$$\begin{aligned} |\psi_+\rangle &= \sin\theta |FP\rangle + \cos\theta |DD\rangle \\ \text{et } |\psi_-\rangle &= \cos\theta |FP\rangle - \sin\theta |DD\rangle, \end{aligned} \quad (\text{IV.10})$$

avec

$$\tan(2\theta) = -\frac{2}{\Delta} \frac{C_3}{R^3}. \quad (\text{IV.11})$$

La quasi-dégénérescence est donc levée par le potentiel d'interaction \hat{V} . Examinons deux cas limites.

- Le premier cas limite est donné par $|\Delta| \gg |C_3/R^3|$. Ceci est le cas lorsqu'on est à grandes distances. Les énergies propres sont alors données par

$$\frac{\Delta}{2} \pm \frac{|\Delta|}{2} \left(1 + \frac{1}{2\Delta^2} \frac{C_3^2}{R^6}\right). \quad (\text{IV.12})$$

On a une dépendance en R^{-6} de l'énergie d'interaction. Elle est donc de type van der Waals et on trouve un résultat identique au calcul perturbatif. Cela nous donne

1. Ce hamiltonien ne prend en compte que l'état *interne* de l'atome. Le mouvement des atomes dû à l'interaction n'est significatif que lorsque les deux atomes sont dans l'état de Rydberg. D'après les valeurs de la force d'interaction que nous calculons dans la suite, les atomes ne se déplacent que de 10 nm pendant une expérience de 100 ns, ce qui est négligeable devant leur séparation. Le mouvement des atomes peut cependant avoir de l'importance dans les expériences menées sur des ensembles d'atomes froids [126].

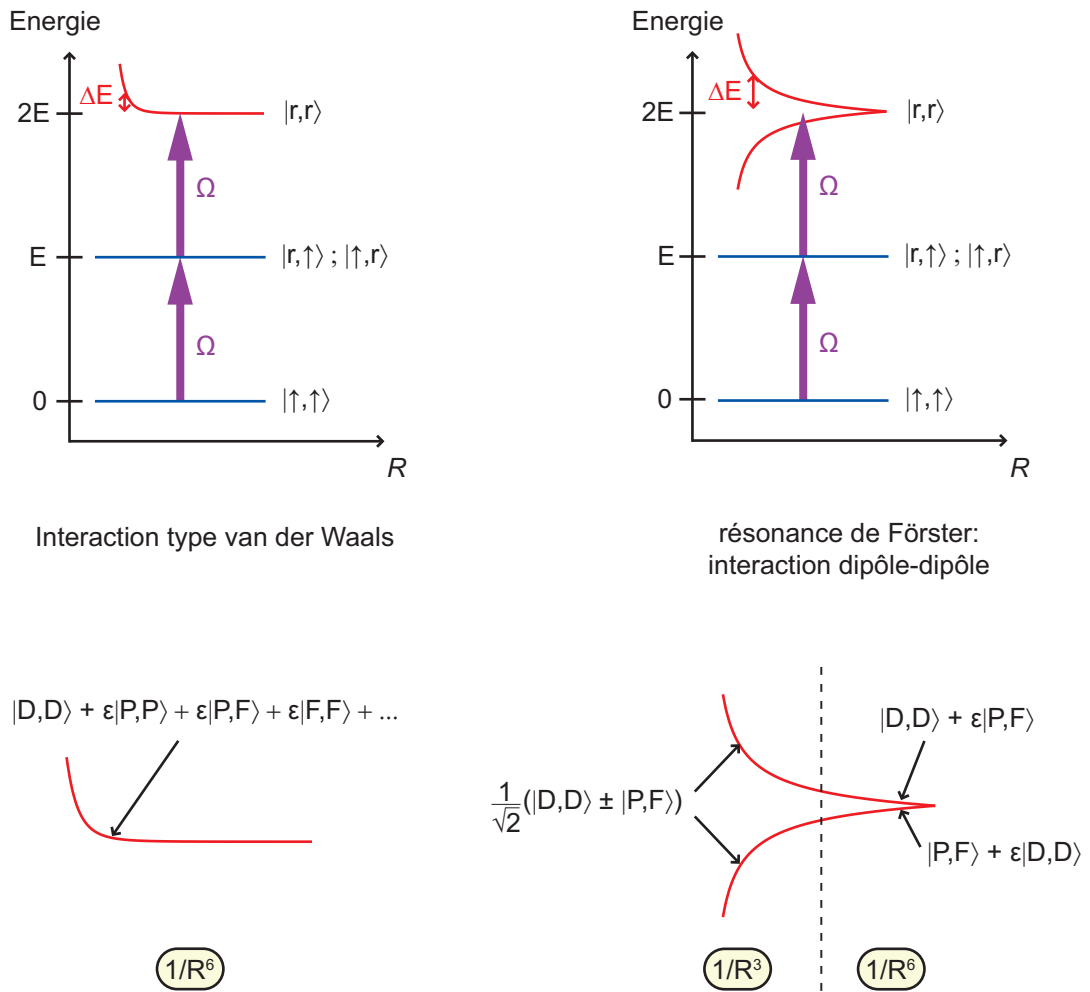


FIGURE IV.1 – **Principe du blocage dipolaire : différence entre interaction type van der Waals et interaction dipôle-dipôle.** On suppose qu'on essaie d'exciter les deux atomes vers un état DD et que la résonance de Förster est $DD \leftrightarrow PF$. La fréquence de Rabi Ω est la fréquence de Rabi de la transition à deux photons décrite dans le chapitre précédent. Dans le cas de l'interaction type van der Waals, le niveau $|r; r\rangle$ est décalé en énergie. Le potentiel est à courte portée (R^{-6}) et le blocage ne fonctionne que pour des distances internucléaires faibles. Dans le cas d'une résonance de Förster, il y a séparation en deux niveaux faisant intervenir l'état $|r; r\rangle$. L'interaction, de type dipôle-dipôle (R^{-3}), a une plus longue portée et permet en général d'observer le blocage dipolaire pour des distances internucléaires plus grandes.

une relation simple entre les coefficients C_3 et C_6 dans le cas où la somme IV.4 se limite à un seul état :

$$C_6 = -\frac{C_3^2}{4\Delta} . \quad (\text{IV.13})$$

Une relation du même type existe si l'on prend en compte les autres états [97].

- Le second cas limite, $|\Delta| \ll |C_3/R^3|$, correspond à une résonance de Förster proprement dite. Les énergies propres sont alors données par

$$\pm \frac{|C_3|}{R^3} . \quad (\text{IV.14})$$

On est en présence d'une interaction à longue portée en R^{-3} . Par exemple, pour $R = 4 \mu\text{m}$ on trouve une énergie de 37 MHz.

Entre ces deux cas limites la dépendance en R n'est pas donnée par une loi de puissance simple. Le passage d'un régime à l'autre se fait à une distance $R_C = \left(\frac{4C_3^2}{\Delta^2}\right)^{1/6} = 8,8 \mu\text{m}$ dans notre cas.

Avant de passer à la section suivante, insistons sur un dernier point de différence entre une interaction du type van der Waals et une interaction dipôle-dipôle, en supposant qu'on souhaite observer le blocage entre deux atomes excités vers un état de Rydberg D en partant du niveau intermédiaire $5P_{1/2}$. Dans le cas d'une interaction du type van der Waals, l'état DD est simplement décalé en énergie. La courbe de potentiel associée peut être calculée par la théorie des perturbations au deuxième ordre, ce qui signifie que le niveau DD est légèrement contaminé par les niveaux environnants : il acquiert donc principalement un *faible* caractère PP, FF et PF.

Dans le cas de la résonance de Förster $DD \leftrightarrow PF$, on obtient *deux* courbes de potentiel. Lorsqu'on est à une distance $R < R_C$ où le terme en R^{-3} domine, les deux états associés sont des mélanges des états DD et PF avec des poids de l'ordre de 1. Si l'on veut observer le blocage, il faut donc « éviter » ces *deux* courbes de potentiel. Cette différence est représentée schématiquement sur la figure IV.1.

Le calcul très simple que nous venons de présenter nous permet d'avoir une première estimation de l'énergie d'interaction entre deux atomes.

La question qui se pose à présent est de savoir jusqu'à quelle distance relative R ce calcul est valide. Il le sera en fait tant que le décalage en énergie ΔE est inférieur à la « distance » par rapport à l'état le plus proche (hormis celui créant la résonance de Förster). En général, l'état le plus proche est celui où un des atomes est dans l'état de structure fine directement adjacent (ici, $|58D_{3/2}; 58D_{5/2}\rangle$). Donc, lorsque les atomes sont assez proches pour que ΔE soit de l'ordre de l'écart de structure fine de l'état, on s'attend à avoir un croisement évité qui peut diminuer l'énergie d'interaction.

En pratique, nous voulons exciter nos atomes avec des impulsions- π dont le spectre est d'environ 10 MHz, et on aura donc $\Delta E > 10$ MHz, pour être dans le régime de blocage. L'écart de structure fine pour l'état 58D vaut environ 60 MHz et ne sera donc pas très grand devant ΔE : il nous faut donc faire un calcul plus complet de l'énergie d'interaction.

IV.2 Un calcul numérique plus complet de l'énergie d'interaction

Nous avons réalisé un tel calcul de l'énergie d'interaction en prenant en compte les états hors de la résonance de Förster. Le principe est toujours de diagonaliser le hamiltonien

complet du système, mais dans une base $\{|n_A l_A j_A m_{j,A}\rangle \otimes |n_B l_B j_B m_{j,B}\rangle\}$ plus grande que la base à deux états utilisée dans la section précédente. Précisons à présent de quelle manière nous avons choisi cette base :

- tout d'abord, on exploite les propriétés du potentiel IV.5 (les deux atomes sont selon l'axe \hat{z}). Ce dernier conserve la parité totale $(-1)^{l_A+l_B}$ et la projection du moment angulaire total $m_A + m_B$;
- ensuite, nous nous sommes limités aux états de moment orbital $l \leq 4$, car les autres états ne sont couplés que très indirectement à l'état d'intérêt $|58D_{3/2}; 58D_{3/2}\rangle$;
- nous avons pris en compte les états « symétriques », c'est-à-dire que si notre base contient par exemple l'état $|56F_{5/2}, m_j = 5/2; 60P_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$, nous avons aussi pris en compte l'état $|60P_{1/2}, m_j = 1/2; 56F_{5/2}, m_j = 5/2\rangle$. Pour donner un ordre d'idée, si nous avons pris en compte cet état symétrique dans notre calcul du paragraphe précédent, nous aurions trouvé un coefficient C_3 augmenté d'un facteur $\sqrt{2}$;
- nous nous sommes restreints à des états situés à moins de 5 GHz du niveau d'intérêt. Idéalement, il faudrait prendre en compte tous les états jusqu'à une distance en énergie bien plus grande que l'ordre de grandeur des interactions. Les éléments de matrice d'interaction les plus grands du hamiltonien complet sont de l'ordre de 100 MHz à une distance $R = 4 \mu\text{m}$. Jusqu'à cette distance nous pouvons considérer que nous prenons donc assez d'états en compte, mais il aurait fallu étendre notre base à plus d'états pour obtenir un calcul plus exact lorsque $R < 4 \mu\text{m}$.

Au final, ces contraintes mènent à choisir une base de 172 états. Nous avons alors calculé numériquement (en utilisant le logiciel *Mathematica*) les énergies propres du hamiltonien dans cette base. Le résultat est présenté sur la figure IV.2(a). L'origine des énergies est celle du niveau $|58D_{3/2}; 58D_{3/2}\rangle$ à $R = +\infty$.

Pour ce calcul, nous avons pris en compte l'effet du champ magnétique directeur $B = -9 \text{ G}$. Notons que son effet est non trivial, car les décalages dus au champ magnétique, de l'ordre du MHz, ne sont pas petits devant la structure fine des états de Rydberg autour de $n = 60$, de l'ordre de quelques dizaines de MHz. On est donc dans une situation intermédiaire entre l'effet Zeeman (champ magnétique faible devant la structure fine) et l'effet Paschen-Back (champ magnétique fort devant la structure fine). Dans la base fine $\{|n_A l_A j_A m_{j,A}\rangle \otimes |n_B l_B j_B m_{j,B}\rangle\}$, le hamiltonien de l'interaction atome/champ magnétique $\mu_B B(m_l + 2m_s)$ possède donc des éléments non-diagonaux. Sachant qu'il y a tout de même environ un ordre de grandeur entre l'effet du champ B et les effets de structure fine, nous avons fait le choix de décrire l'action du champ par l'effet Zeeman, c'est-à-dire en ajoutant simplement des termes diagonaux dans notre base.

Notre but étant d'observer le blocage dipolaire lorsque les atomes sont séparés de 3 pixels = 3,6 μm , nous voudrions connaître l'énergie d'interaction à cette distance. Comment interpréter la multitude de courbes de potentiel obtenues ?

Observons d'abord celle représentée en trait gras rouge ; à $R = +\infty$, elle correspond à l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Plaçons nous à $R = 3,6 \mu\text{m}$: on remarque que l'énergie d'interaction associée est quasiment nulle à une telle distance. Mais il ne faut pas s'arrêter à ce constat. En effet, à $R = 3,6 \mu\text{m}$, l'état propre associé à cette courbe de potentiel est une superposition des 172 états de la base considérée. Sur la figure IV.2(b), nous avons représenté un histogramme donnant le poids des états dans cette superposition

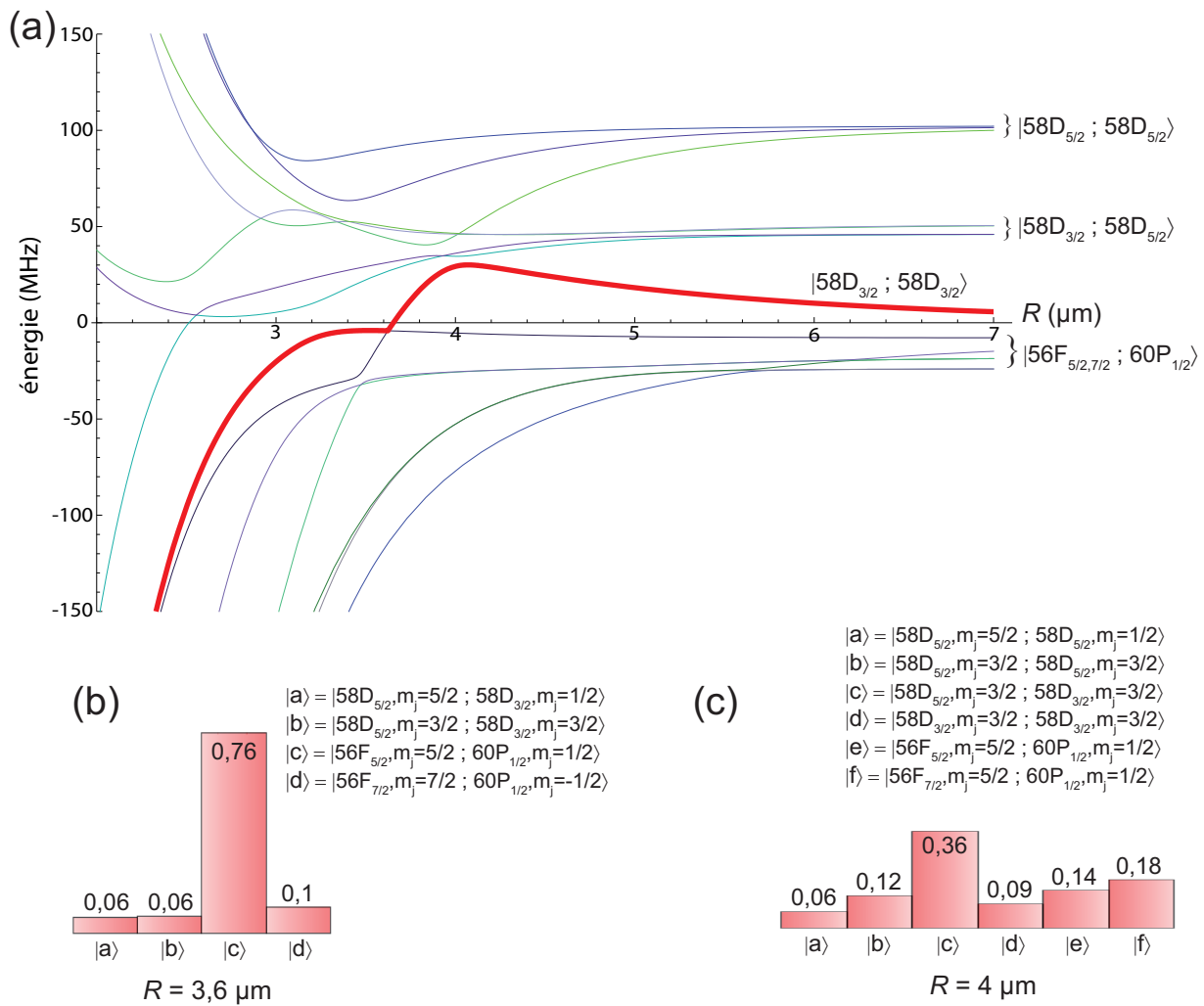


FIGURE IV.2 – **Calcul numérique de l'interaction entre deux atomes dans l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ en fonction de la distance internucléaire.** Les détails concernant le calcul sont donnés dans le texte. Nous ne représentons que les états situés 150 MHz de part et d'autre de l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. (b) et (c) : décomposition de l'état propre associé à la courbe de potentiel en trait gras rouge, pour $R = 3,6 \mu\text{m}$ et $R = 4 \mu\text{m}$. Seuls les états ayant un poids supérieur à 1 % sont représentés sur ces histogrammes. Ces poids sont, pour chaque état représenté, la somme des contributions de cet état et de l'état « symétrique » associé. La contribution de l'état initial $|58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ est quasiment nulle à $R = 3,6 \mu\text{m}$; elle est de 0,36 à $R = 4 \mu\text{m}$.

(nous n'avons représenté que les états ayant un poids supérieur à 1 %). La contribution de l'état initial $|58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$, non représentée, n'est que de 5×10^{-29} ! Les autres états contribuant à cette superposition ne sont pas couplés par le laser bleu à l'état intermédiaire $5P_{1/2}$ à cause des règles de sélection. En conclusion, on va très peu exciter cette courbe de potentiel.

Il ne faut cependant pas oublier les autres courbes de potentiel dont les états propres peuvent avoir une contribution importante de l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ à $R = 3,6 \mu\text{m}$, et peuvent donc être *a priori* excités par le laser bleu : il ne suffit donc pas de considérer la courbe en trait gras. Nous verrons comment on peut définir un décalage effectif Δ_{blocage} du niveau $|r; r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ dans la section IV.4. Pour l'instant nous allons simplement supposer que Δ_{blocage} est plus grand que le spectre de l'impulsion excitatrice $2\pi\delta\nu$ et que nous sommes donc dans le régime de blocage dipolaire.

Zéros de Förster

Avant de présenter les résultats expérimentaux, rappelons un point important soulevé par M. Saffman et T. Walker dans la référence [127]. On suppose pour cela qu'on travaille à une résonance de Förster

$$lj + lj \leftrightarrow l_1j_1 + l_2j_2, \quad (\text{IV.15})$$

avec, par convention, $j_1 \leq j_2$. L'axe de quantification est l'axe internucléaire. Les auteurs montrent qu'à moins d'avoir $j_1 \geq j$, il existe toujours une *superposition* des états $|ljm_j; ljm'_j\rangle$ qui n'est pas couplée à l'état $|l_1j_1; l_2j_2\rangle$ par le potentiel IV.1. Ceci revient à dire qu'on aura une courbe de potentiel constante, indépendante de R , c'est-à-dire avec $C_3 = 0$, qui rendra caduque le blocage dipolaire. Ils montrent également que même lorsque la condition $j_1 \geq j$ est vérifiée, il existe une courbe de potentiel avec un C_3 très faible, qui empêchera en pratique d'observer le blocage dipolaire. Le seul cas où l'on n'aura ni un « zéro de Förster », ni un C_3 très faible est le cas $j_1 \geq j$ et $l_1 = l_2 = l + 1$.

Un tel « zéro de Förster » existe pour la résonance de Förster $D_{3/2}D_{3/2} \leftrightarrow P_{1/2}F_{5/2}$ que nous utilisons. Néanmoins, il n'y a par définition pas de zéro de Förster si l'on excite un niveau de m_j donné (attention, m_j est défini par rapport à l'axe internucléaire!). Ceci est bien le cas de nos expériences (état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$), tant que l'axe internucléaire des deux atomes est aligné avec l'axe de quantification vertical défini par le champ de biais (axe \hat{z}). Mais à cause du mouvement résiduel des atomes, l'axe internucléaire n'est pas toujours strictement selon \hat{z} et le zéro de Förster joue donc un rôle : nous verrons dans la section IV.4 comment prendre cet effet en compte. Les zéros de Förster peuvent aussi jouer un rôle dans les expériences menées dans des nuages d'atomes froids, où l'orientation de l'axe internucléaire (axe de quantification) par rapport à la polarisation de la lumière d'excitation est aléatoire, conduisant à l'excitation de plusieurs sous-états Zeeman.

IV.3 Démonstration du blocage de Rydberg

Pour démontrer expérimentalement le blocage dipolaire nous réalisons une expérience très similaire à l'expérience d'oscillation de Rabi entre l'état fondamental et l'état de Rydberg d'un atome unique. La séquence expérimentale utilisée est exactement la même que dans cette dernière expérience, basée sur la séquence présentée au chapitre I (cf. figure I.6, page 29).

Une fois le piège baissé à une profondeur de 12 MHz, nous préparons l'atome par pompage optique dans le niveau $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$, puis nous coupons le

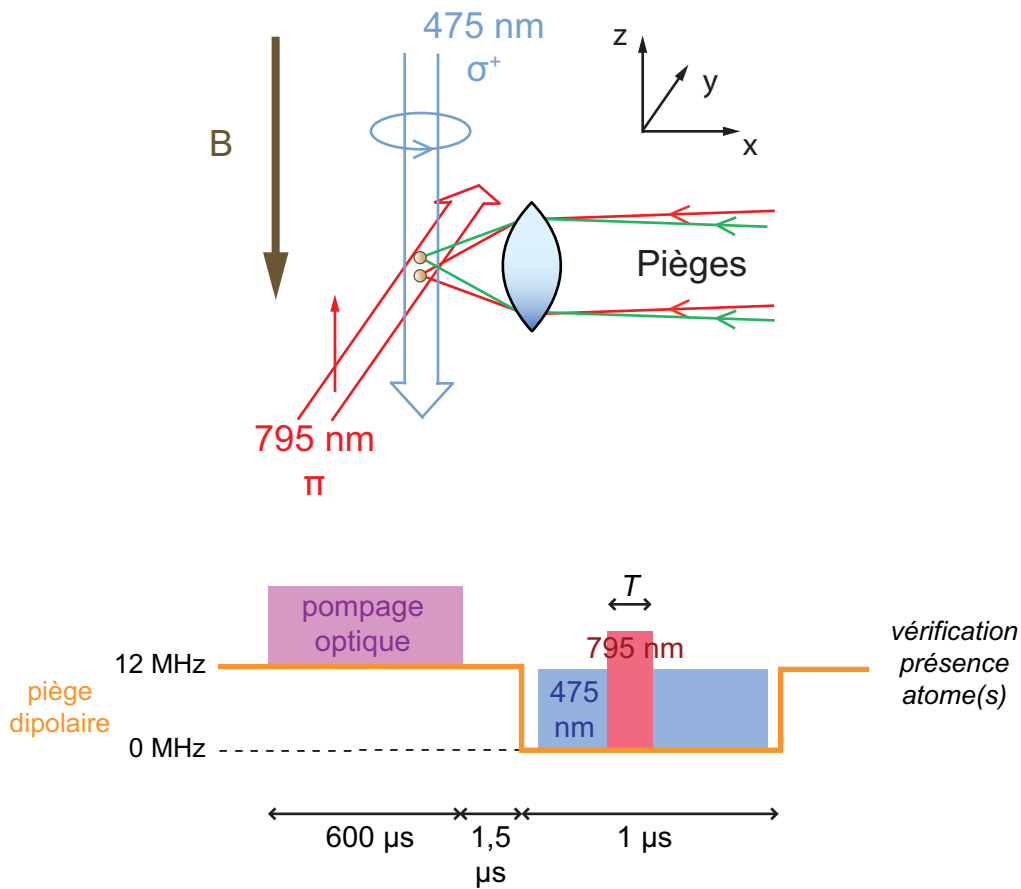


FIGURE IV.3 – *Schéma expérimental pour l'observation du blocage dipolaire entre deux atomes.* L'axe internucléaire est aligné avec le champ de quantification selon l'axe \hat{z} . Les faisceaux laser d'excitation vers l'état de Rydberg à 795 nm et 475 nm couvrent les deux atomes.

piège 1 μs pendant que nous envoyons la lumière d'excitation vers l'état de Rydberg $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Nous rallumons alors le piège et nous vérifions finalement la présence de l'atome (figure IV.3).

La seule différence est que pour chaque durée de l'impulsion d'excitation, nous répétons 300 fois cette expérience :

- 100 fois avec le *piège A allumé seul* ;
- 100 fois avec le *piège B allumé seul* ;
- 100 fois avec les deux pièges allumés et *un atome présent dans chaque piège initialement*.

Le temps nécessaire à la réalisation de cette expérience est de l'ordre de l'heure. Rappelons que nous mesurons, pour chacune des 300 expériences, si chaque atome (A et B) est recapturé ou pas.

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'un atome perdu en fin de séquence correspond à un atome qui a été excité vers l'état de Rydberg. Pour un atome, appelons P_1 la probabilité de recapturer l'atome et P_0 la probabilité de ne pas le recapturer. On associe donc 0 à une perte d'atome et 1 à un atome présent. Par définition P_0 est la probabilité d'exciter l'atome vers l'état de Rydberg². Au final, dans cette expérience, on mesure :

- $P_{0,A}$, probabilité d'exciter l'atome A vers l'état de Rydberg (piège B éteint) ;
- $P_{0,B}$, probabilité d'exciter l'atome B vers l'état de Rydberg (piège A éteint) ;
- $P_{0,A;0,B}$, probabilité d'exciter les deux atomes, que nous noterons P_{00} ;
- P_{01} , probabilité d'exciter l'atome A et pas l'atome B ;
- P_{10} , probabilité d'exciter l'atome B et pas l'atome A ;
- P_{11} , probabilité de n'exciter aucun des deux atomes.

Bien que nous n'exploiterons pas cette capacité dans ce chapitre, notons d'ores et déjà que nous pouvons discriminer P_{01} de P_{10} .

IV.3.1 Atomes à $R = 3,6 \mu\text{m}$

Nous avons réalisé une première fois cette expérience avec deux atomes séparés d'une distance de 3 pixels $\hat{=} (3,6 \pm 0,6) \mu\text{m}$. À une telle distance, on s'attend à être dans le régime de blocage dipolaire. Les atomes sont alignés selon l'axe de quantification \hat{z} fixé par le champ magnétique $B = -9 \text{ G}$ (figure IV.3). Le résultat est présenté sur la figure IV.4. Les paramètres expérimentaux sont similaires à ceux utilisés pour l'oscillation de Rabi présentée dans le chapitre III.

Les carrés correspondent aux mesures faites avec le piège A seul et représentent donc la probabilité $P_{0,A}$ d'exciter cet atome vers l'état de Rydberg. Nous obtenons bien une oscillation de Rabi lorsque nous varions la durée de l'impulsion d'excitation. L'amortissement et l'amplitude des oscillations ont été discutés dans le chapitre précédent et sont dus à l'émission spontanée par le niveau intermédiaire et aux fluctuations de fréquence et de puissance des lasers. En faisant un ajustement phénoménologique à l'aide d'une fonction *sinus* amortie exponentiellement, nous trouvons une fréquence de Rabi $\Omega/2\pi = (7,0 \pm 0,1) \text{ MHz}$. Le résultat est très similaire pour le piège B (cercles). En particulier, nous trouvons la même fréquence de Rabi, ce qui signifie que les deux atomes voient bien les mêmes intensités des faisceaux d'excitation à 795 nm et 475 nm. Intéressons-nous à présent au résultat de l'expérience avec les deux pièges allumés.

Supposons un instant qu'il n'y ait pas d'interaction entre atomes de Rydberg : quelle devrait alors être la probabilité d'exciter les deux atomes à la fois ? La réponse est simple : des atomes qui n'interagissent pas sont indépendants et il suffit donc de multiplier les probabilités trouvées indépendamment, c'est-à-dire

$$P_{00,\text{indép}} = P_{0,A} \times P_{0,B} . \quad (\text{IV.16})$$

Nous avons calculé ce produit à partir des résultats obtenus indépendamment sur chaque piège. Ceci correspond aux croix de la figure IV.4. Comparons ceci à l'expérience. Lorsque les deux pièges sont allumés et qu'un atome est initialement présent dans chacun d'entre

2. Nous faisons donc l'hypothèse que l'efficacité de notre système de détection basé sur la perte de l'atome est de 100 %. Une discussion plus détaillée a déjà été faite à la fin du chapitre III.

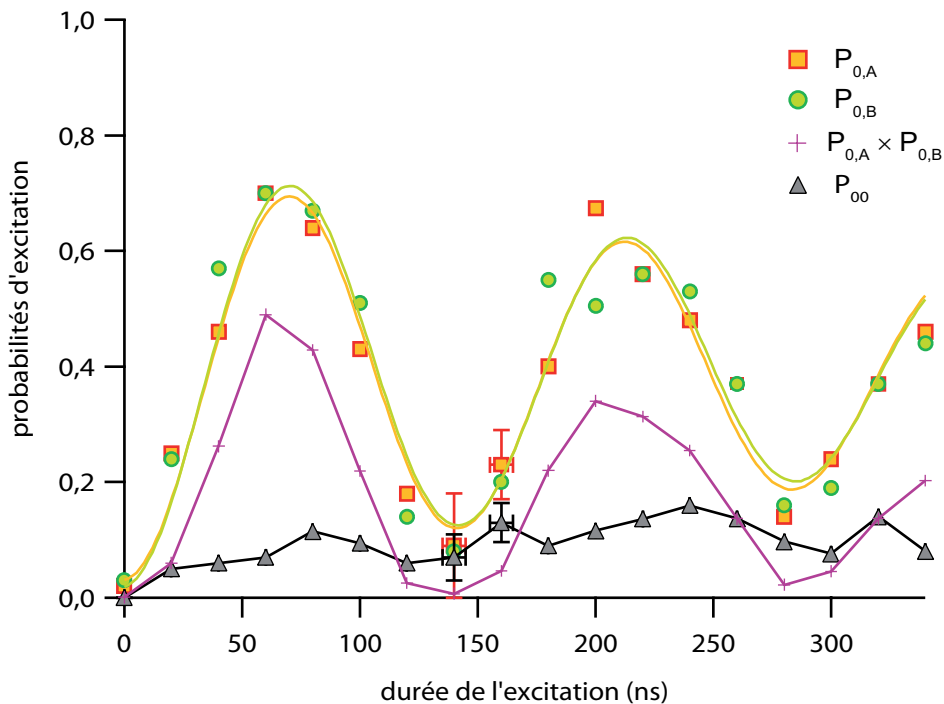


FIGURE IV.4 – **Démonstration du blocage dipolaire.** Des barres d'erreur typiques, mesurées expérimentalement en répétant plusieurs fois la mesure, sont représentées pour le piège A aux durées $t=140$ ns et $t=160$ ns.

eux, on mesure la probabilité de double excitation P_{00} représentée par les triangles. Ces mesures ne correspondent pas aux probabilités attendues dans le cas de deux atomes indépendants. La probabilité de double excitation est fortement réduite, démontrant le blocage dipolaire entre les deux atomes. Cette probabilité de double excitation n'est cependant pas nulle ; l'efficacité du blocage dipolaire n'est pas de 100 %. Nous allons discuter cela plus amplement dans la section IV.4

IV.3.2 Atomes à $R = 18 \mu\text{m}$

Pour vérifier que cette suppression de la double excitation est bien due au blocage dipolaire, nous avons répété la même expérience avec une distance internucléaire plus grande : $R = 15$ pixels $\hat{=} (18 \pm 0,6) \mu\text{m}$ (figure IV.5). Le résultat confirme bien nos attentes : lorsque les atomes sont très éloignés, l'énergie d'interaction est faible et les atomes se comportent de manière indépendante. On vérifie bien $P_{00} = P_{0,A} \times P_{0,B}$. En insert, nous avons également représenté la probabilité $P_{01} - P_{10}$. Sa valeur est proche de zéro, ce qui montre que les deux atomes se comportent bien de manière symétrique.

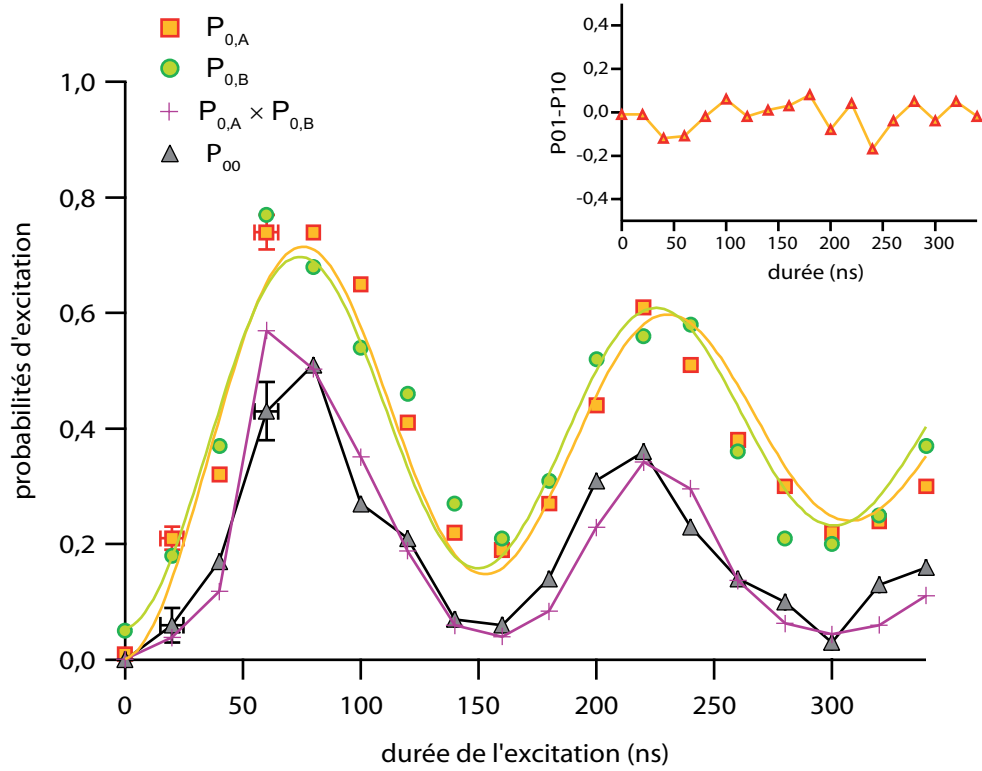


FIGURE IV.5 – *Inefficacité du blocage dipolaire lorsque les atomes sont séparés de 18 μm . En insert, on voit que la probabilité $P_{01} - P_{10}$ est nulle, aux fluctuations statistiques près. Ceci montre que les deux atomes se comportent de la même manière.*

IV.3.3 Excitation collective des deux atomes en régime de blocage de Rydberg

Lorsque, dans un système constitué de plusieurs sous-systèmes identiques (ici, deux atomes), un effet de blocage empêche l'excitation simultanée des sous-systèmes, il y a en général apparition de phénomènes collectifs. Pour les décrire plus en détails, introduisons les états de Dicke.

Pour cela, on ne va considérer que les états $|\uparrow\rangle$ et $|r\rangle$ de chaque atome. Pour chacun des atomes, ces deux états sont couplés avec une fréquence de Rabi à deux photons

$$\hbar\Omega = -\langle r | \hat{\mathbf{d}}_A \cdot \mathbf{E} | \uparrow \rangle = -\langle r | \hat{\mathbf{d}}_B \cdot \mathbf{E} | \uparrow \rangle \quad (\text{IV.17})$$

Pour ce système à deux atomes, le choix de base le plus simple est $\{|\uparrow\uparrow\rangle, |r\uparrow\rangle, |\uparrow r\rangle, |rr\rangle\}$ (pour alléger les notations, $|\uparrow_A; \uparrow_B\rangle$ est noté $|\uparrow\uparrow\rangle$). Il est cependant plus pratique d'utiliser les deux états de Dicke

$$|\Psi_{\text{dicke}}^{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A} |r\uparrow\rangle \pm e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B} |\uparrow r\rangle \right) \quad (\text{IV.18})$$

où le vecteur d'onde $\mathbf{k} = \mathbf{k}_R + \mathbf{k}_B$ est la somme des vecteurs d'onde des deux lasers permettant l'excitation à deux photons de $|\uparrow\rangle$ vers $|r\rangle$, et $\mathbf{r}_{A,B}$ sont les positions des

atomes [128]. Calculons alors la valeur du couplage entre les états $|\uparrow\uparrow\rangle$ et $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$:

$$\begin{aligned}
 \hbar\Omega_C &= -\langle\Psi_{\text{dicke}}^+|\hat{\mathbf{d}}_A\cdot\mathbf{E}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A}+\hat{\mathbf{d}}_B\cdot\mathbf{E}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B}|\uparrow\uparrow\rangle \\
 &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A}\langle\uparrow\uparrow|\hat{\mathbf{d}}_A\cdot\mathbf{E}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A}|\uparrow\uparrow\rangle+e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B}\langle\uparrow\uparrow|\hat{\mathbf{d}}_B\cdot\mathbf{E}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B}|\uparrow\uparrow\rangle\right) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hbar\Omega+\hbar\Omega) \\
 &= \sqrt{2}\hbar\Omega.
 \end{aligned}
 \tag{IV.19}$$

La fréquence de Rabi « collective » est donc $\sqrt{2}$ fois plus grande que pour un atome seul. De la même façon on montre que le couplage de l'état fondamental à l'état $|\Psi_{\text{dicke}}^-\rangle$ est nul. Ceci est résumé sur la figure IV.6.

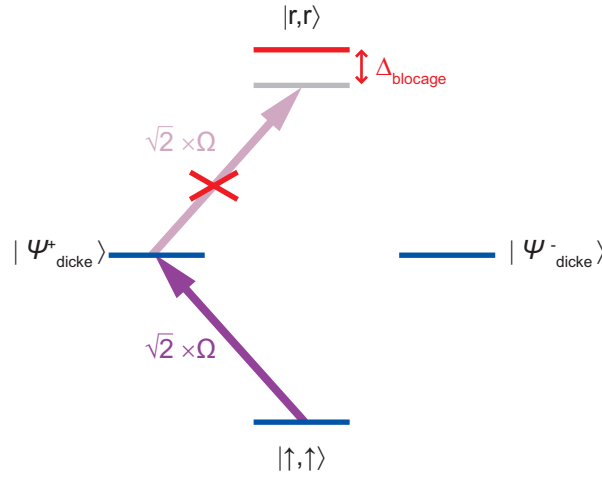


FIGURE IV.6 – **Blocage dipolaire et états de Dicke d'un système de deux atomes.** Ω est la fréquence de Rabi entre les états $|\uparrow\rangle$ et $|r\rangle$ pour un atome seul. De la même façon que pour l'état fondamental, on montre que le couplage entre $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$ et $|rr\rangle$ vaut $\sqrt{2}\Omega$.

En résumé, si l'on considère aussi le fait que l'état doublement excité $|rr\rangle$ n'est pas couplé à l'état $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$ à cause du blocage dipolaire, notre système à deux atomes se réduit à un système à deux niveaux (figure IV.6) :

$$|\uparrow\uparrow\rangle \quad \text{et} \quad |\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A}|\uparrow\uparrow\rangle+e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B}|\uparrow\uparrow\rangle\right). \tag{IV.20}$$

Ces deux états sont couplés avec une fréquence de Rabi collective $\Omega_C = \sqrt{2}\Omega$, où Ω est la fréquence de Rabi entre $|\uparrow\rangle$ et $|r\rangle$ pour un atome seul. Nous avons pu mettre ce fait en évidence expérimentalement, en mesurant la probabilité $P_{01} + P_{10}$ qu'un et un seul des atomes soit excité lorsque nous effectuons une oscillation de Rabi avec deux atomes initialement piégés. Le résultat est présenté sur la figure IV.7.

Les résultats expérimentaux sont issus du même jeu de données que celui de la figure IV.4. Les carrés correspondent à l'oscillation de Rabi d'un atome seul. Les triangles

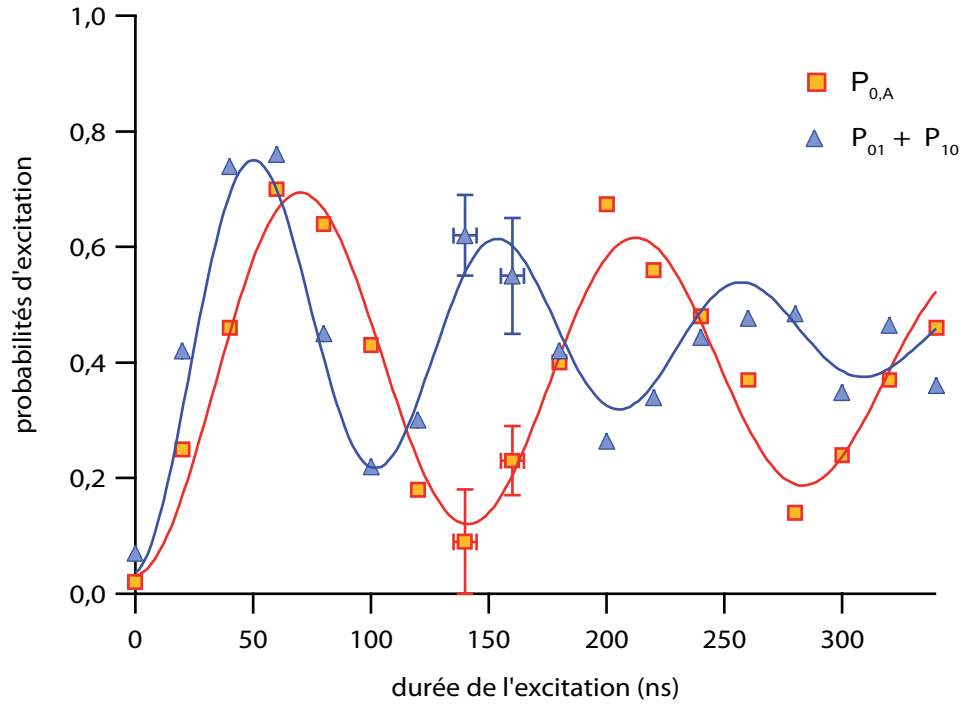


FIGURE IV.7 – **Oscillations de Rabi de deux atomes en régime de blocage de Rydberg.** En ajustant les points par la fonction $y_0 + Ae^{-t/\tau}\sin(\Omega t)$, on trouve une fréquence de Rabi de $(7,0 \pm 0,1)$ MHz pour un atome seul et de $(9,7 \pm 0,2)$ MHz pour les deux atomes (les barres d'erreurs sont celles des ajustements). Le rapport des fréquences est de $1,38 \pm 0,03$, compatible avec la valeur $\sqrt{2}$ attendue.

représentent la probabilité de n'exciter qu'un seul des deux atomes, ce qui correspond à être dans l'état de Dicke $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$. En ajustant les données avec des sinusoïdes amorties exponentiellement, on trouve un rapport des fréquences de $1,38 \pm 0,03$ compatible avec le rapport $\sqrt{2}$ attendu. Notons bien que si nous n'étions pas en régime de blocage de Rydberg, la probabilité $P_{01} + P_{10}$ devrait osciller entre 0 et 0,5 avec une fréquence 2Ω .

Notons enfin que des effets collectifs en régime de blocage de Rydberg ont également été observés récemment dans un nuage d'atomes froids de ^{87}Rb par le groupe de T. Pfau [122].

IV.4 Modélisation du système à deux atomes

Discutons à présent l'efficacité du blocage dipolaire sur notre expérience. Par rapport à notre analyse du paragraphe précédent, nous allons, en plus des états $|\uparrow\uparrow\rangle$ et $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$, prendre en compte l'état doublement excité $|\text{rr}\rangle$.

Comme nous l'avons vu dans la section IV.2, l'énergie d'interaction n'est pas simple à calculer dans notre situation où les atomes sont très proches ($3,6 \mu\text{m}$). On a de nombreux croisements évités entre les courbes de potentiel électroniques (figure IV.2, page 116) menant à une structure complexe. Notons Δ_i et $|\Phi_i\rangle$ les énergies propres et états propres de chacune de ces courbes. Rappelons aussi que les lasers de notre transition à deux

photons, passant par l'état intermédiaire $5P_{1/2}$, ne couplent que l'état à deux atomes $|rr\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2; 58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ à cause des règles de sélection. Par conséquent, l'état de Dicke $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$ est couplé à *plusieurs* états de Rydberg avec des fréquences de Rabi et des désaccords

$$\kappa_i \Omega_C \quad \text{et} \quad \Delta_i, \quad (\text{IV.21})$$

où $\Omega_C = \sqrt{2}\Omega$ est la fréquence de Rabi collective et $\kappa_i = \langle \Phi_i | rr \rangle$ est le recouvrement entre l'état propre considéré $|\Phi_i\rangle$ et le seul niveau de Rydberg couplé par nos lasers $|rr\rangle$. Ceci est résumé schématiquement sur la figure IV.8(a).

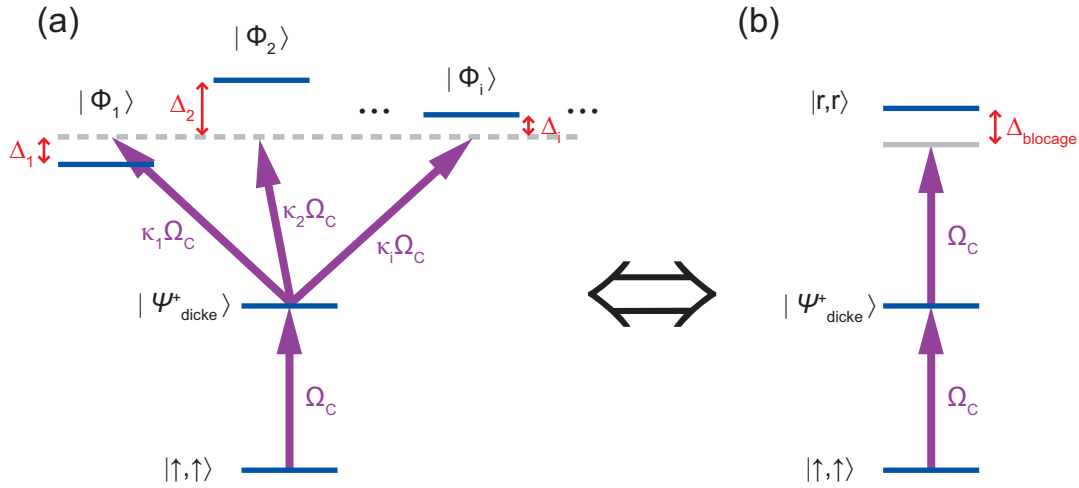


FIGURE IV.8 – *Modélisation de l'interaction entre les deux atomes.*

Nous allons simplifier ce système en utilisant l'approche de Urban *et al.* [124] (*Supporting Online Material*). Nous allons supposer que le système que nous venons de décrire est équivalent à avoir un seul niveau de Rydberg $|rr\rangle$ avec un désaccord effectif Δ_{blocage} défini par³

$$\frac{\Omega_C^2}{\Omega_C^2 + \Delta_{\text{blocage}}^2} = \sum_i \frac{\kappa_i^2 \Omega_C^2}{\Omega_C^2 + \Delta_i^2}, \quad (\text{IV.22})$$

où la somme porte sur tous les états de Rydberg (concrètement, on somme sur les 172 états de la base utilisée pour notre calcul de la section IV.2). Ce désaccord effectif peut-être calculé directement à partir des résultats de notre calcul numérique des énergies d'interactions pour une distance donnée. Pour une distance $R = 3,6 \mu\text{m}$ et deux atomes selon l'axe \hat{z} , on trouve

$$\Delta_{\text{blocage}} = 66 \text{ MHz}. \quad (\text{IV.23})$$

Cette valeur est bien supérieure à la fréquence de Rabi de la transition à deux photons (7 MHz); nous étions donc bien en régime de blocage dipolaire pour les expériences présentées dans la section précédente.

3. Rappelons que lorsqu'on a une oscillation de Rabi entre deux niveaux avec une fréquence de Rabi Ω et un désaccord Δ , la population de l'état excité oscille avec une enveloppe $\frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \Delta^2}$. Urban *et al.* [124] utilisent une définition différente du désaccord effectif $\frac{\Omega^2}{\Omega^2 + 2\Delta_{\text{blocage}}^2} = \sum \frac{\kappa_i^2 \Omega^2}{\Omega^2 + 2\Delta_i^2}$ mais elle donne une valeur quasiment identique de Δ_{blocage} .

Cependant il nous faut prendre en compte un dernier effet important : celui du mouvement des atomes. Nous avons déjà précisé que le temps de l'expérience, les atomes n'ont pas le temps de se déplacer. Par contre, d'une réalisation expérimentale à l'autre, la position des atomes est distribuée aléatoirement dans les pièges. Or, le désaccord effectif Δ_{blocage} dépend :

- de la distance internucléaire, avec une dépendance $\approx R^{-3}$ lorsque les atomes sont selon l'axe \hat{z} vertical ;
- mais surtout de l'angle entre l'axe internucléaire et le champ de quantification (selon \hat{z}) que nous noterons θ (figure IV.9). En effet, dès que l'axe internucléaire n'est plus aligné avec l'axe de quantification interviennent les « zéros de Förster » [127] que nous avons mentionnés dans la section IV.2. Nous nous attendons donc à avoir une diminution importante de l'énergie d'interaction quand $\theta \neq 0$.

Comme nous l'avons vu au chapitre I, on peut considérer que le piège, d'une profondeur de 12 MHz (580 μK), constitue un potentiel harmonique pour les atomes d'une température de 70 μK (fréquences d'oscillations ω_{rad} et ω_{long}). La position de chaque atome est donc donnée par une distribution gaussienne avec des écarts-types (cf. chapitre I) :

- $\sigma_{\text{rad}} = \sqrt{\frac{k_B T}{m_a \omega_{\text{rad}}^2}} = 153 \text{ nm}$ dans les directions radiales (axes \hat{y} et \hat{z}) ;
- $\sigma_{\text{long}} = \sqrt{\frac{k_B T}{m_a \omega_{\text{long}}^2}} = 767 \text{ nm}$ dans la direction longitudinale (axe \hat{x}).

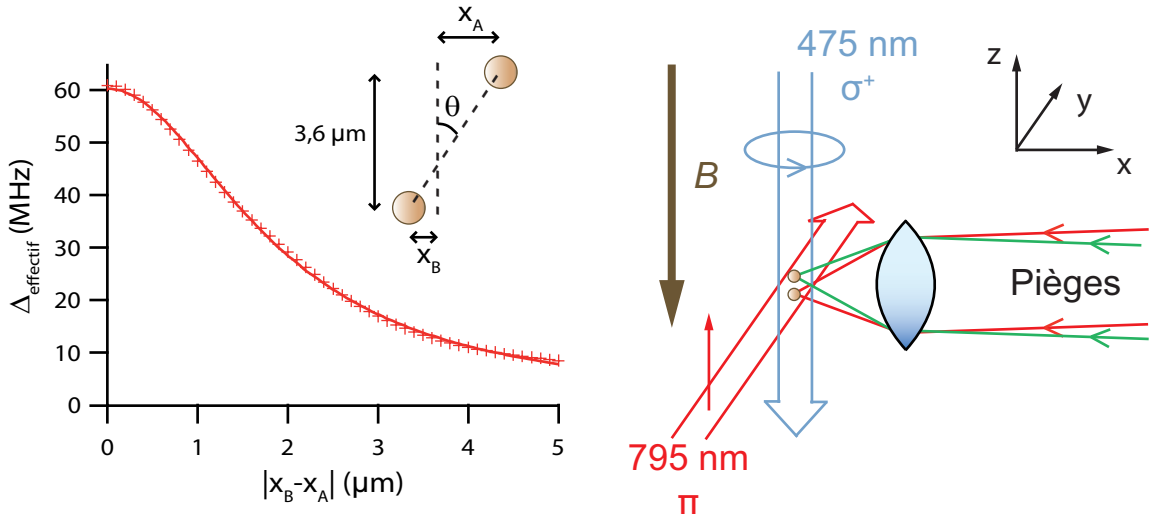


FIGURE IV.9 – *Prise en compte du mouvement des atomes pour le blocage dipolaire.* La valeur de Δ_{blocage} à $|x_B - x_A|$ (60 MHz) est différente de celle précédemment donnée dans le texte (66 MHz) car le calcul présenté ici ne prend en compte que les états situés à $\pm 1 \text{ GHz}$ de l'état d'intérêt (contre $\pm 5 \text{ GHz}$ pour notre calcul précédent).

Comment prendre en compte le mouvement dans notre modèle ? Précisons tout de suite que nous ne l'avons pris en compte que dans les directions \hat{x} et \hat{y} . Supposons que les atomes, séparés de 3,6 μm selon \hat{z} , soit éloignés de $x_B - x_A$ selon l'axe \hat{x} . Nous avons calculé le décalage effectif Δ_{blocage} en fonction de $|x_B - x_A|$. Le résultat est présenté sur la

figure IV.9. Pour ce calcul, la dépendance angulaire est directement donnée par le potentiel d'interaction IV.1. Il faut aussi choisir une base plus complète que la base de 172 états que nous avons utilisée pour notre calcul de la section IV.2. En effet, quand l'angle θ est non nul, le potentiel d'interaction couple des états à deux atomes pour lesquels le nombre quantique magnétique total $m_A + m_B$ peut varier. Nous avons donc pris tous les sous-états Zeeman en compte ; par contre nous nous sommes limités aux états situés à ± 1 GHz de l'état d'intérêt (alors que nous avons pris ± 5 GHz dans notre calcul précédent). Ceci conduit à prendre une base de 348 états. L'influence du champ magnétique est calculée par l'effet Zeeman. La courbe obtenue s'ajuste bien par une lorentzienne. On voit par exemple que le désaccord effectif chute d'un facteur deux lorsque les atomes sont décalés de $2 \mu\text{m}$ dans la direction \hat{x} . Pour un déplacement dans la direction \hat{y} , tout le raisonnement est aussi valable.

Avec tous ces éléments nous avons simulé le signal de blocage dipolaire attendu par une simulation Monte-Carlo :

- on tire à chaque fois la position des atomes au hasard selon des distributions gaussiennes avec les écarts-types donnés ci-dessus (la position selon \hat{z} est fixée à $3,6 \mu\text{m}$) ;
- on calcule le décalage effectif du niveau $|rr\rangle$, c'est-à-dire Δ_{blocage} ;
- on résout alors l'équation de Schrödinger pour le système à trois niveaux de la figure IV.8(b) et on trace les différentes probabilités en fonction du temps.

Les résultats moyennés sur 200 tirages Monte-Carlo sont présentés sur la figure IV.10(a). Nous avons introduit dans la simulation Monte-Carlo les fluctuations de puissance et de fréquence des lasers déjà discutées à la fin du chapitre III et qui reproduisent l'amortissement des oscillations observé expérimentalement. Nous avons tracé l'oscillation de Rabi pour un atome seul, la probabilité $P_{01} + P_{10}$ d'exciter un et un seul des deux atomes et la probabilité P_{00} de double excitation et comparé ces calculs aux points expérimentaux. On voit que la probabilité $P_{01} + P_{10}$ est très bien reproduite. En réalisant un ajustement des courbes calculées par des sinusoides amorties exponentiellement, on trouve un rapport des fréquences légèrement inférieur à $\sqrt{2}$: il vaut 1,36 et ceci est dû à l'amortissement des oscillations. En ajustant les points expérimentaux de la même manière, on trouve une valeur de $1,38 \pm 0,03$ qui est compatible.

En revanche, la probabilité de double excitation calculée est trop faible. On pourrait tout d'abord penser à une erreur sur la mesure de la distance entre les atomes. En effet, nous avons vu dans le chapitre I que le placement longitudinal des pièges est très bon (incertitude de 50 nm) mais dans la direction transverse la précision est seulement d'environ 600 nm. Nous avons essayé d'ajuster nos données en supposant que la distance internucléaire est de $4,2 \mu\text{m}$ mais la probabilité reste encore trop faible (figure IV.10(b)). La courbe calculée est également très similaire en prenant en compte un éventuel décalage de 600 nm dans la direction \hat{y} .

L'erreur pourrait également provenir de notre calcul de l'énergie d'interaction. En effet, nous n'avons pris en compte que les états situés à moins de 1 GHz de l'état d'intérêt, ce qui n'est pas très grand devant les différentes contributions des énergies d'interaction dans le hamiltonien complet qui peuvent valoir 100 MHz à $4 \mu\text{m}$.

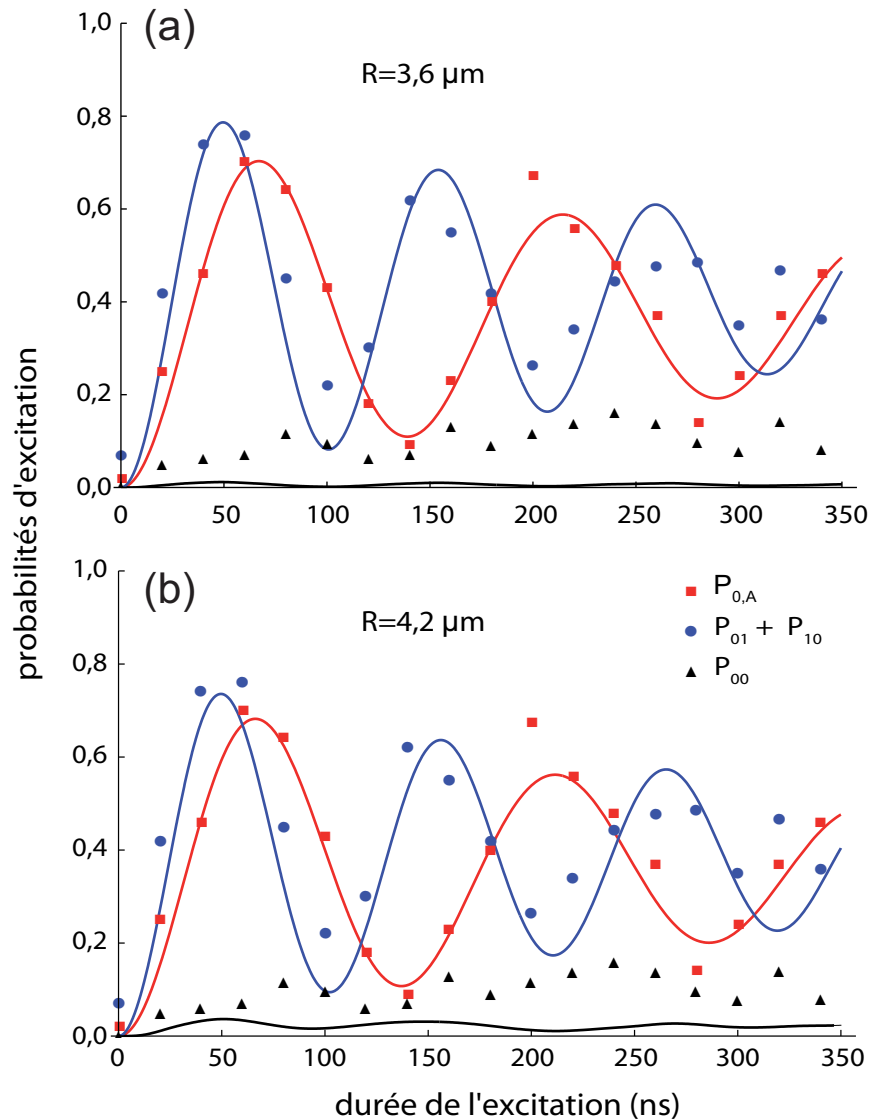


FIGURE IV.10 – **Ajustement des données à l'aide d'un modèle prenant en compte le mouvement des atomes.** Les données sont les mêmes que celles présentées précédemment dans le chapitre. Le modèle Monte-Carlo utilisé pour ajuster les données est discuté dans le texte.

Il est également probable que l'erreur vienne du modèle utilisé, qui suppose que nous pouvons « remplacer » tous les états propres par un seul état de Rydberg décalé en énergie. En effet, nous avons comparé les résultats des simulations donnés par :

- (i) le modèle de la figure IV.8(a), dans le cas où l'on a seulement deux états de Rydberg (ϕ_1 et ϕ_2). Ce modèle correspond à la situation « réelle » ;
- (ii) le modèle de la figure IV.8(b), dans lequel on remplace ces deux niveaux de Rydberg par un niveau effectif.

Les deux modèles donnent les mêmes résultats tant que la probabilité de double excitation reste inférieure à $\approx 10\%$. Au delà de cette valeur, le modèle (ii) donne une probabilité

de double excitation trop faible : elle peut facilement être inférieure d'un facteur 2 aux résultats de (i). Toutefois, un calcul plus complet tenant compte à la fois de toutes les courbes de potentiel et de la dépendance angulaire de l'interaction serait très complexe à réaliser.

Enfin, n'oublions pas que le champ électrique parasite que nous avons mis en évidence dans le chapitre III peut contribuer à augmenter la probabilité de double excitation en couplant entre eux les états propres du hamiltonien d'interaction.

IV.5 Conclusion

À l'heure actuelle, le blocage de Rydberg n'avait été observé que dans des ensembles d'atomes froids. Nous avons démontré dans ce chapitre l'observation du blocage dipolaire entre seulement deux atomes séparés d'environ 4 μm lorsqu'ils sont excités vers l'état $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$ [110]. Cette observation a été faite simultanément dans le groupe de M. Saffman [124].

Nous avons calculé l'énergie d'interaction de nos deux atomes en fonction de leur distance relative, en faisant deux hypothèses principales : nous négligeons l'interaction quadrupôle-quadrupôle et nous traitons l'action du champ magnétique par l'effet Zeeman. Bien que nous obtenions une structure électronique complexe, l'estimation simple faite en calculant le terme C_3/R^3 de la résonance de Förster donne une bonne approximation de l'énergie d'interaction (≈ 50 MHz à 3,6 μm). Ceci est le cas car parmi tous les états de Rydberg proches, les règles de sélection nous permettent de n'exciter qu'un seul d'entre eux.

Dans nos expériences, le blocage dipolaire se manifeste par la diminution importante de la probabilité de double excitation lorsque les atomes sont suffisamment proches (4 μm). Il pourrait être intéressant d'observer ce qui se passe :

- lorsque les atomes sont encore plus proches. Des calculs théoriques prévoient par exemple l'existence d'états liés ayant des distances d'équilibre importantes (de l'ordre du micron) [129, 130, 131]. De telles molécules mettant en jeu des états de Rydberg ont été observées récemment dans des ensembles d'atomes froids [132, 133, 134], mais pas encore à l'échelle d'une molécule unique ;
- lorsque les atomes sont plus éloignés, on s'attend à observer des effets de retard [135], dus au temps de propagation fini des photons « virtuels » médiateurs de l'interaction dipôle-dipôle. Un tel effet se manifesterait par une modification de la loi de puissance de l'interaction en fonction de R .

Nous pourrions aussi mesurer la dépendance angulaire du blocage de Rydberg qui n'a été que très peu étudiée expérimentalement [136] et réaliser des expériences avec plus de deux atomes.

Finalement, nous avons observé une « accélération » des oscillations de Rabi collectives par un facteur $\sqrt{2}$ lorsque nous sommes en régime de blocage de Rydberg. Bien que des effets collectifs dus au blocage de Rydberg aient déjà été observés dans un condensat de

Bose [122], c'est la première fois que cette « accélération » des oscillations a clairement été mise en évidence [110]. Ces oscillations collectives mettent en jeu l'état de Dicke :

$$|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A} |\uparrow_A \uparrow_B\rangle + e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B} |\uparrow_A \uparrow_B\rangle \right) \quad (\text{IV.24})$$

qui est un état intriqué des deux atomes. En appliquant une « impulsion- $\pi/\sqrt{2}$ » (≈ 50 ns) sur les deux atomes, on crée l'état $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$ avec une probabilité d'environ 0,8.

Cependant, cet état intriqué possède deux défauts. Premièrement, il met en jeu l'état de Rydberg $|r\rangle$ qui n'est pas piégé, ce qui limite l'utilité de l'état $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$. Deuxièmement, bien que les termes de phase de cet état soit bien définis à chaque expérience (les atomes peuvent être considérés comme « gelés » le temps de l'expérience), ils varient sur plus de 2π d'une réalisation expérimentale à l'autre à cause du mouvement résiduel des atomes dans leurs pièges (environ 150 nm radialement et 770 nm longitudinalement, ce qui est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde d'excitation). On a donc un mélange statistique d'états intriqués ayant des phases différentes.

Nous allons voir dans le chapitre suivant que nous pouvons résoudre ces deux problèmes en transférant l'état de Rydberg vers un autre sous-niveau de l'état fondamental.

Chapitre V

Intrication de deux atomes piégés individuellement

Intriquer deux atomes neutres n'est pas une chose aisée. Les atomes neutres n'interagissent que très faiblement et il n'est donc pas simple de créer des corrélations entre eux. À l'heure actuelle, seul le groupe de S. Haroche a démontré l'intrication de deux atomes neutres, en 1997 [12]. Dans cette expérience, l'intrication est générée entre deux atomes de ^{87}Rb traversant successivement une cavité micro-onde ayant un très grand facteur de qualité. Les atomes sont intriqués dans deux états de Rydberg circulaires et le schéma démontré peut-être utilisé pour réaliser une porte de phase quantique [137] ou pour étendre l'intrication à plus de deux qubits [138]. Mentionnons également les expériences réalisées dans des réseaux optiques [49], donc avec des atomes piégés dans leur état fondamental. Le groupe de I. Bloch a démontré la création d'un état *cluster*, en réalisant des collisions dépendantes du spin entre les atomes du réseau [21] : il s'agit d'un état maximalelement intriqué dans lequel chaque atome est alors intriqué avec tous les atomes du réseau. En tirant profit de l'interaction d'échange (interaction effective due au principe de symétrisation de Pauli), l'équipe de W. Phillips et J. Porto a réalisé une porte $\sqrt{\text{SWAP}}$, créant ainsi un état dans lequel les atomes sont intriqués par paires [22].

Nous allons montrer dans ce chapitre que nous pouvons intriquer nos deux atomes piégés chacun dans une pince optique en tirant parti du blocage dipolaire lorsqu'ils sont excités vers l'état de Rydberg $|r\rangle = |58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Après avoir expliqué le principe d'une telle expérience, nous présenterons les résultats expérimentaux ainsi qu'une mesure de la fidélité de l'état créé. Nous montrerons comment mesurer et analyser les pertes que nous avons au cours de l'expérience et terminerons en étudiant expérimentalement l'influence du mouvement résiduel des atomes.

V.1 Le protocole expérimental

Nous avons vu en conclusion du chapitre précédent que pour deux atomes initialement dans l'état $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ et en régime de blocage de Rydberg, une

impulsion- $\pi/\sqrt{2}$ sur la transition $|\uparrow\rangle \longrightarrow |r\rangle$ aboutissait à l'état intriqué

$$|\uparrow\uparrow\rangle \xrightarrow{\pi/\sqrt{2}} |\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A} |\uparrow\uparrow\rangle + e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B} |\uparrow r\rangle \right). \quad (\text{V.1})$$

Le vecteur d'onde $\mathbf{k} = \mathbf{k}_R + \mathbf{k}_B$ est la somme des vecteurs d'ondes du laser à 795 nm et du laser à 475 nm utilisés pour l'excitation à deux photons et les positions des atomes sont données par les vecteurs \mathbf{r}_A et \mathbf{r}_B . Dans les expériences présentées dans ce chapitre, l'impulsion- $\pi/\sqrt{2}$ permettant de créer un tel état dure environ 70 ns.

Cependant, l'état $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$ met en jeu l'état de Rydberg qui n'est pas piégé, ce qui limite l'utilité de l'état intriqué créé. De plus, bien que l'état $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$ soit bien défini sur une expérience car le mouvement des atomes est négligeable sur une échelle de temps d'environ 70 ns, il est différent à chaque nouvelle réalisation expérimentale. En effet, les atomes ont une température finie et ont donc un mouvement résiduel d'une amplitude de plusieurs centaines de nm, donc de l'ordre de la longueur d'onde d'excitation. Par conséquent, les phases $\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}$ varient sur plus de 2π d'une expérience à l'autre et on ne crée donc pas un état intriqué bien déterminé.

Ces deux problèmes peuvent être résolus en transférant l'état $|r\rangle$ vers le sous-état du fondamental $|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f=1, m_f=1\rangle$. Pour mémoire, rappelons que nous savons manipuler le qubit $\{|\downarrow\rangle, |\uparrow\rangle\}$ (cf. chapitre II). Nous réalisons ce transfert

$$|r\rangle \longrightarrow |\downarrow\rangle \quad (\text{V.2})$$

en utilisant une transition à deux photons similaire à la transition V.1 : on garde le faisceau à 475 nm, mais on utilise un faisceau à 795 nm ayant une polarisation σ^+ et une fréquence plus grande de $\omega_{\text{HF}}/2\pi \approx 6,8$ GHz. En pratique, les deux lasers à 795 nm sont les mêmes que ceux servant à réaliser les transitions Ramans pour le qubit. Ils possèdent donc la même phase (cf. chapitre II) que nous supposons nulle dans les calculs qui suivent.

Notons :

- \mathbf{k}' le vecteur d'onde de la transition à deux photons associée ;
- $\hbar\Omega_{\downarrow r} = -\langle r | \hat{\mathbf{d}}_{A,B} \cdot \mathbf{E} | \downarrow \rangle$ la fréquence de Rabi.

Cette transition à deux photons « retour » va donc coupler les deux états intriqués $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$ et $1/\sqrt{2}(|\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle)$. Calculons le couplage entre ces deux états :

$$\begin{aligned} & - \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right)^2 \left(\langle \downarrow\uparrow | + \langle \uparrow\downarrow | \right) \left(\hat{\mathbf{d}}_A \cdot \mathbf{E} e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}_A} + \hat{\mathbf{d}}_B \cdot \mathbf{E} e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}_B} \right) \left(e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A} |\uparrow\uparrow\rangle + e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B} |\uparrow r\rangle \right) \\ &= -\frac{1}{2} \left(\langle \downarrow\uparrow | \hat{\mathbf{d}}_A \cdot \mathbf{E} e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}_A} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A} |\uparrow\uparrow\rangle + \langle \uparrow\downarrow | \hat{\mathbf{d}}_B \cdot \mathbf{E} e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}_B} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B} |\uparrow r\rangle \right) \\ &\approx \frac{\hbar}{2} (\Omega_{\downarrow r}^* + \Omega_{\downarrow r}^*) \\ &= \hbar\Omega_{\downarrow r}^*. \end{aligned} \quad (\text{V.3})$$

Nous passons de la deuxième à la troisième ligne en faisant deux hypothèses :

- premièrement $\mathbf{k}' = \mathbf{k}$. Cette approximation est très bien vérifiée car pour les deux impulsions, les lasers ont la même direction de propagation et la longueur d'onde associée au vecteur d'onde $\mathbf{k} - \mathbf{k}'$ ($\approx 4,4$ cm) est très grande devant la distance

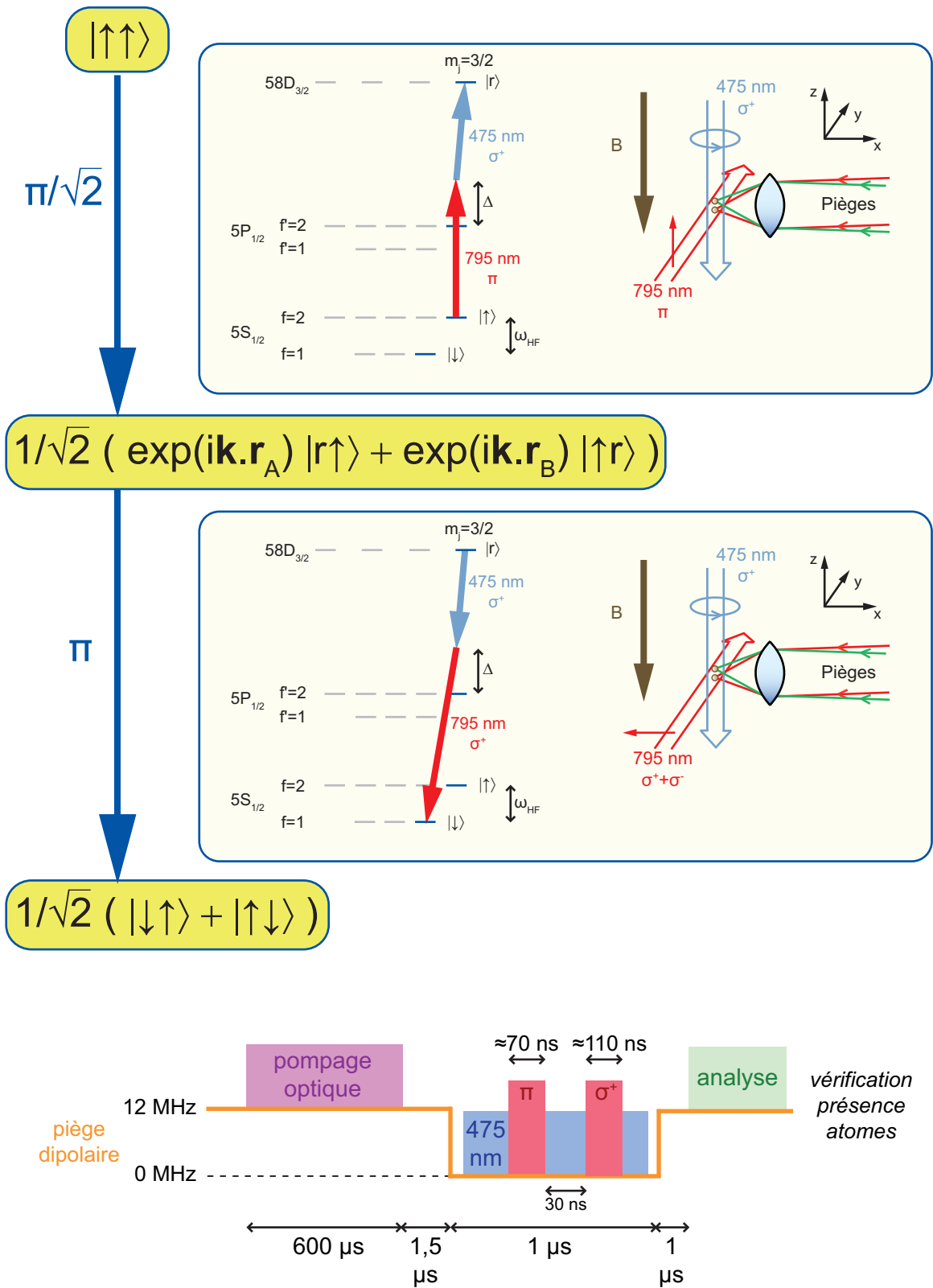


FIGURE V.1 – Séquence expérimentale utilisée pour intriquer les deux atomes.

typique entre les atomes $|\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A| \approx 4 \mu\text{m}$. Dans tout ce chapitre, nous supposons cette approximation vérifiée ;

- deuxièmement, nous supposons que le mouvement des atomes est gelé pendant la séquence, c'est-à-dire que \mathbf{r}_A et \mathbf{r}_B sont constants. Nous avons déjà discuté ce point dans le chapitre précédent. Pour une séquence de $\approx 200 \text{ ns}$, l'influence du mouvement est négligeable. Nous discuterons l'influence du mouvement pour une séquence plus longue dans la section V.4.

Au final, le couplage entre les deux états intriqués est le même que pour un atome seul. Par conséquent, partant de l'état $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$ et en réalisant une impulsion- π sur la transition $|r\rangle \rightarrow |\downarrow\rangle$, on crée l'état intriqué

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle). \quad (\text{V.4})$$

D'après le calcul que nous venons de faire, la phase des champs laser intervenant lors de l'impulsion- π « retour » est opposée à la phase lors de l'impulsion- $\pi/\sqrt{2}$ « aller ». Si la séquence est réalisée assez rapidement pour que le mouvement soit considéré comme gelé, les termes de phases sont absents¹ de l'état V.4. Donc, en transférant l'état $|r\rangle$ vers $|\downarrow\rangle$, on résout à la fois le problème de l'état de Rydberg non piégé et celui de la phase de l'état $|\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle$.

Finalement, la séquence que nous allons utiliser pour intriquer les deux atomes est la suivante :

$$|\uparrow\uparrow\rangle \xrightarrow{\pi/\sqrt{2}} |\Psi_{\text{dicke}}^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_A}|r\uparrow\rangle + e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_B}|\uparrow r\rangle) \xrightarrow{\pi} \frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle). \quad (\text{V.5})$$

Elle est résumée sur la figure V.1. Il faut donc en premier lieu être capable de réaliser une oscillation de Rabi sur la transition $|r\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$.

V.2 Oscillations de Rabi sur la transition $|r\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$

Comme nous l'avons dit précédemment, une telle oscillation de Rabi est réalisée à l'aide d'une transition à deux photons très similaire à celle permettant d'aller de $|\uparrow\rangle$ vers $|r\rangle$. Seule la fréquence et la polarisation du faisceau à 795 nm sont différentes, de manière à atteindre le niveau $|\downarrow\rangle$: on utilise en pratique le faisceau « Raman 2 », polarisé $\sigma^+ + \sigma^-$. Nous avons vu dans le chapitre II que ce faisceau avait une fréquence supérieure de $\omega_{\text{HF}}/2\pi$ à celle du faisceau « Raman 1 ».

Nous avons tout d'abord démontré que nous étions capables de réaliser une telle oscillation de Rabi sur un seul atome. La séquence utilisée est exactement la même que sur la figure V.1, mais seul le piège A est allumé. La durée de la première impulsion à deux

1. En toute rigueur, pendant les impulsions « aller » et « retour » les états $|\downarrow\rangle$, $|\uparrow\rangle$ et $|r\rangle$ accumulent des phases proportionnelles à leurs déplacements lumineux par les lasers des transitions à deux photons. Cependant, comme les deux atomes voient les mêmes intensités des faisceaux, ces phases se factorisent et ne jouent aucun rôle pour un état du type V.4.

photons est réglée de manière à réaliser une impulsion- π vers l'état de Rydberg (≈ 100 ns) et on mesure le taux de recapture en fonction de la durée de la seconde impulsion à deux photons. Le résultat d'une telle expérience est présenté sur la figure V.2. Les données sont ajustées avec le modèle basé sur les équations de Bloch optiques présenté dans le chapitre III. Pour l'expérience présentée, nous avons introduit des fluctuations de 10 % et 5 % sur les puissances des lasers bleu et rouge, et des fluctuations de fréquence sur une largeur de 6 MHz (courbe en trait plein). La courbe en pointillés correspond à une oscillation de Rabi sans fluctuations de puissance ou de fréquence. Les conditions initiales pour ces oscillations de Rabi sont données par le résultat de la résolution des équations de Bloch optiques après la première impulsion- π de $|\uparrow\rangle$ vers $|\text{r}\rangle$; en particulier, après cette première impulsion la probabilité pour l'atome d'être dans l'état de Rydberg est de 0,83.

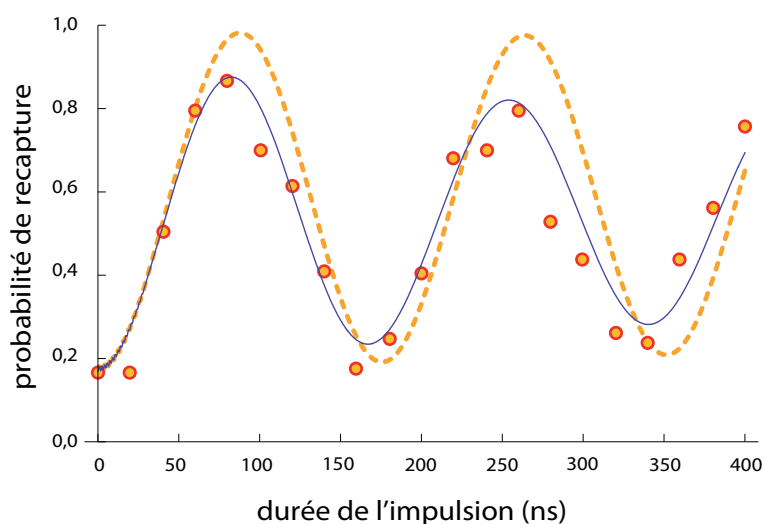


FIGURE V.2 – *Oscillations de Rabi sur la transition $|\text{r}\rangle \longleftrightarrow |\downarrow\rangle$. Les courbes en pointillés représentent les signaux obtenus à partir de la résolution des équations de Bloch optiques. En trait plein, les signaux attendus en prenant en plus en compte les fluctuations de puissance et de fréquence des lasers.*

Notons qu'à puissance des faisceaux laser constante, les oscillations de Rabi sur cette transition « retour » sont plus lentes que sur la transition « aller » présentée à la fin du chapitre III. Cela est dû au fait que le faisceau à 795 nm a une polarisation $\sigma^+ + \sigma^-$, donc seule la moitié de sa puissance contribue à la bonne polarisation σ^+ (bien que le coefficient de Clebsch-Gordan associé à la transition « retour », $-\sqrt{1/2}$, soit plus grand en valeur absolue que pour la transition « aller », $\sqrt{1/3}$, cf. annexe A).

De plus, notons que pour cette expérience, la différence de fréquence entre les deux faisceaux à 795 nm n'est pas exactement $\omega_{\text{HF}}/2\pi$. Premièrement, il faut prendre en compte l'effet Zeeman. Deuxièmement, les déplacements lumineux des niveaux $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ dus à ces faisceaux ne sont pas les mêmes. Par exemple, supposons que les puissances des deux faisceaux à 795 nm soient identiques. Lors de l'impulsion « aller », le niveau $|\uparrow\rangle$ subit un déplacement lumineux $\Omega_{\text{R}}^2/4\Delta$ où $\Delta/2\pi = 600$ MHz est le désaccord par rapport à l'état intermédiaire. En pratique nous avons vu dans le chapitre III que le déplacement

lumineux vaut plusieurs dizaines de MHz. Lors de l'impulsion « retour », le déplacement lumineux du niveau $|\downarrow\rangle$ est $\frac{\Omega_R^2}{4\Delta} \left(\frac{\sqrt{3}}{-\sqrt{2}}\right)^2 \frac{1}{2} = 0,75 \times \Omega_R^2/4\Delta$ d'après les considérations du paragraphe précédent. Il est donc plus faible d'un facteur 0,75, et ceci peut conduire à une différence de déplacements lumineux entre $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ de plusieurs MHz. Il faut donc faire attention à bien prendre cet effet en compte lorsqu'on règle la fréquence du second faisceau à 795 nm. Expérimentalement, nous avons choisi la fréquence qui maximise le taux de recapture après deux impulsions- π .

Enfin, on voit que lorsqu'on réalise une impulsion- π sur la transition retour, on recapture 83 % des atomes sur 100 expériences. Mais cela ne signifie pas que 83 % des atomes sont dans l'état $|\downarrow\rangle$. En fait, la solution des équations de Bloch optiques nous dit que parmi ces 83 %, seuls 75 % sont bien dans l'état $|\downarrow\rangle$; les autres atomes sont dans des sous-niveaux Zeeman de l'état $|5S_{1/2}, f = 2\rangle$ à cause de l'émission spontanée par le niveau intermédiaire lors de la transition à deux photons. Cette valeur est tout à fait satisfaisante et nous avons donc essayé de réaliser la séquence d'intrication à deux atomes.

V.3 Intrication des deux atomes

D'une manière générale nous voudrions comparer l'état que nous créons expérimentalement à l'aide de la séquence V.5 à l'état idéalement créé qui est l'état de Bell suivant :

$$|\Psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle \right). \quad (\text{V.6})$$

Comment décrire l'état créé expérimentalement à la fin de la séquence V.5 ? Sachant que nous voudrions éventuellement mettre en évidence la différence entre une *superposition*, par exemple V.6 et un *mélange statistique* (dû par exemple au problème des phases soulevé en conclusion du chapitre IV), il est nécessaire d'utiliser le formalisme de la *matrice densité*. Nous décrirons donc l'état créé expérimentalement par la matrice densité $\hat{\rho}$ dont la forme générale dans la base $\{|\downarrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\uparrow\uparrow\rangle\}$ est

$$\hat{\rho}_{\text{exp}} = \begin{pmatrix} P_{\downarrow\downarrow} & a^* & b^* & c^* \\ a & P_{\downarrow\uparrow} & \rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}^* & d^* \\ b & \rho_{\downarrow\downarrow,\uparrow\downarrow} & P_{\uparrow\downarrow} & e^* \\ c & d & e & P_{\uparrow\uparrow} \end{pmatrix}. \quad (\text{V.7})$$

Les éléments diagonaux représentent les *populations* de chaque état ; nous utiliserons la notation simplifiée $\hat{\rho}_{\downarrow\uparrow,\downarrow\uparrow} \hat{=} P_{\downarrow\uparrow}$. Certaines des cohérences sont notées a, b, c, d et e pour simplifier. Les éléments non diagonaux sont *a priori* complexes.

La matrice densité idéale, celle à laquelle nous souhaitons comparer notre résultat expérimental est

$$|\Psi^+\rangle\langle\Psi^+| = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{V.8})$$

Voyons à présent comment on peut quantifier la qualité de notre état intriqué.

V.3.1 Comment quantifier l'intrication ?

- Il existe plusieurs méthodes permettant de savoir si l'on a créé ou non un état intriqué :
- on peut tout d'abord effectuer un test des inégalités de Bell. Il s'agit de quantifier les corrélations entre les états des deux sous-systèmes *via* la mesure du paramètre de Bell-CHSH [139], qui est supérieur à 2 si l'on a affaire à des corrélations inexplicables par une théorie locale à variables cachées [2, 140]. Comme tout état non-intriqué peut être décrit par une théorie locale à variables cachées, cela prouve l'intrication. En pratique, si l'on prend l'exemple d'une paire de photons intriqués en polarisation, on peut mesurer ce paramètre en observant les corrélations dans différentes bases, ce qui revient à tourner la direction des polariseurs servant à l'analyse de chaque photon. Pour des atomes, un tel changement de base revient à effectuer une rotation entre les états $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ sur chaque atome ;
 - on peut aussi mesurer la valeur moyenne d'une observable appelée *témoin d'intrication* $T = \langle \hat{T} \rangle = \text{tr}(\hat{\rho}_{\text{exp}} \cdot \hat{T})$ qui sera supérieure à une valeur-seuil si et seulement si la paire d'atomes est intriquée. Il existe de nombreux témoins d'intrication et ils sont en général spécifiques à un état intriqué particulier. On les utilise plutôt pour des systèmes « macroscopiques » [25] ;
 - on peut réaliser la *tomographie de la matrice densité*, c'est-à-dire mesurer les différents éléments de $\hat{\rho}_{\text{exp}}$. Il existe alors différents critères permettant de quantifier l'intrication [141]. Notons qu'une tomographie *complète* de la matrice densité nécessite d'être capable de réaliser des rotations indépendamment sur les deux atomes ;
 - enfin, lorsqu'on ne peut pas effectuer une tomographie complète de la matrice densité, on peut mesurer la *fidélité* \mathcal{F} . Cette grandeur comprise entre 0 et 1 représente le recouvrement de l'état créé expérimentalement avec l'état cible. Ainsi, pour l'état $|\Psi^+\rangle$ que nous souhaitons créer, elle est définie par

$$\mathcal{F} = \langle \Psi^+ | \hat{\rho}_{\text{exp}} | \Psi^+ \rangle = \frac{P_{\downarrow\uparrow} + P_{\uparrow\downarrow}}{2} + \Re(\rho_{\uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow}) , \quad (\text{V.9})$$

où \Re désigne la partie réelle. La fidélité est supérieure à 0,5 si l'état est intriqué [142]. Pour prouver cela, montrons que cette fidélité vérifie $\mathcal{F} \leq 0,5$ pour tout état séparable. Considérons d'abord la forme générale d'un *état pur* séparable pour deux atomes A et B :

$$(a|\downarrow\rangle_A + b|\uparrow\rangle_A) \otimes (c|\downarrow\rangle_B + d|\uparrow\rangle_B) . \quad (\text{V.10})$$

Pour cet état la fidélité est $\mathcal{F} = \frac{1}{2}|ad + bc|^2$. Notons tout de suite que cette fidélité vérifie l'inégalité suivante (inégalité triangulaire) :

$$\mathcal{F} \leq \frac{1}{2}(|ad| + |bc|)^2 . \quad (\text{V.11})$$

Par définition, on $|a|^2 + |b|^2 \leq 1$ et $|c|^2 + |d|^2 \leq 1$. En combinant ces deux relations, on obtient

$$(|a| - |d|)^2 + 2|ad| + (|b| - |c|)^2 + 2|bc| \leq 2 , \quad (\text{V.12})$$

ce qui entraîne $|ad| + |bc| \leq 1$. En mettant cette dernière inégalité au carré et en la comparant à l'expression de la fidélité, on obtient directement $\mathcal{F} \leq 0,5$. Si l'on obtient une fidélité $\mathcal{F} > 0,5$, l'état est donc non-séparable, c'est-à-dire intriqué.

Ce résultat peut facilement être généralisé aux *états mixtes* séparables. Dans ce cas, on décrit l'état à deux atomes par la matrice densité $\hat{\rho}$. Celle-ci peut toujours s'écrire

$$\hat{\rho} = \sum_n p_n \hat{\rho}_n, \quad (\text{V.13})$$

avec $p_n > 0$ et $\sum_n p_n = 1$, et où les $\hat{\rho}_n$ correspondent à des états purs séparables. La fidélité est alors donnée par

$$\mathcal{F} = \langle \Psi^+ | \hat{\rho} | \Psi^+ \rangle = \sum_n p_n \langle \Psi^+ | \hat{\rho}_n | \Psi^+ \rangle. \quad (\text{V.14})$$

Comme le terme apparaissant dans cette somme est la fidélité associée à l'état pur séparable $\hat{\rho}_n$ qui est inférieure à 0,5, la fidélité totale vérifiera bien $\mathcal{F} \leq 0,5$.

D'une manière générale, il faut, pour vérifier l'intrication, remonter non-seulement aux populations de la matrice densité créée, mais aussi à ses cohérences. Expérimentalement, les seules quantités que nous pouvons mesurer *directement* sont les éléments diagonaux de la matrice densité, les populations. Mais, lorsqu'on effectue des rotations entre les états $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ sur les atomes, les populations sont progressivement transformées en cohérences et *vice-versa* : on peut alors avoir accès aux valeurs des cohérences. Nous avons vu dans le chapitre II que nous sommes capables d'effectuer de telles rotations par des transitions Raman (formule II.28, page 72). Par contre, ces rotations $R(\theta, \varphi)$ sont *globales*, c'est-à-dire avec le même angle et la même phase pour les deux atomes, car les faisceaux Raman couvrent les deux atomes. L'angle $\theta = \Omega_{\downarrow\uparrow} \tau$, où $\Omega_{\downarrow\uparrow}$ est la fréquence de Rabi de la transition Raman et τ sa durée, est identique pour les deux atomes car les faisceaux lasers ont des cols grands devant la distance interatomique et les atomes voient donc des intensités égales. La phase φ est identique pour les deux atomes car leur distance relative dans la direction de propagation des faisceaux (axe \hat{y}) est très petite devant la longueur d'onde associée à la transition Raman ($\approx c/6,8 \text{ GHz} = 4,4 \text{ cm}$). Des rotations *globales* ne permettent pas d'effectuer une tomographie complète de la matrice densité ou un test des inégalités de Bell. On peut par contre remonter à la fidélité \mathcal{F} de l'état intriqué [11]. Nous souhaitons donc mesurer la quantité V.9. Il faut bien noter que la fidélité ne dépend que de la valeur des quatre éléments centraux de la matrice densité V.7. Par conséquent, bien que nous ne fassions aucune hypothèse sur la forme de la matrice densité, nous n'obtenons qu'une information incomplète sur l'état créé.

V.3.2 Extraction de la fidélité

Nous avons vu dans le chapitre II que pour chacun des atomes, on peut discriminer l'état $|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$ de l'état $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ à l'aide de notre faisceau pousseur, qui n'éjecte un atome que s'il est dans l'état $|5S_{1/2}, f = 2\rangle$ (section II.2.2, page 50). Une première étape consiste donc à envoyer le faisceau pousseur juste après la séquence d'intrication. Sur le schéma de la séquence en bas de la figure V.1, cela revient à dire que *l'analyse* se réduit simplement à envoyer le faisceau pousseur. Nous

allons reprendre les notations du chapitre IV et associer 1 à un atome présent et 0 à un atome perdu :

$$\begin{aligned} 1 &\longrightarrow \text{atome recapturé} &\longrightarrow &|\downarrow\rangle \\ 0 &\longrightarrow \text{atome perdu} &\longrightarrow &|\uparrow\rangle. \end{aligned} \quad (\text{V.15})$$

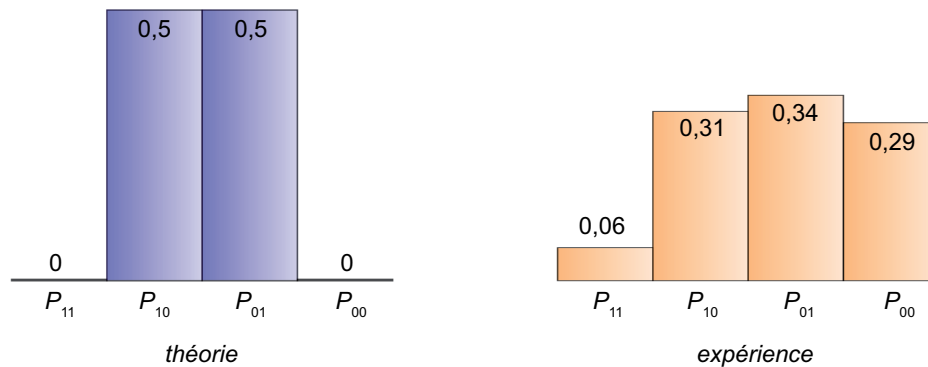
En répétant 100 fois la séquence V.1 en démarrant avec un atome par piège, on mesure la probabilité $P_{0,A}$ ($P_{0,B}$) de récupérer l'atome dans le piège A (piège B), ainsi que les probabilités jointes :

- P_{11} , probabilité de recapturer les deux atomes ;
- P_{10} , probabilité de recapturer l'atome A et de perdre l'atome B ;
- P_{01} , probabilité de perdre l'atome A et de recapturer l'atome B ;
- P_{00} , probabilité de perdre les deux atomes.

Si l'état de Bell $|\Psi^+\rangle$ est idéalement préparé, on doit trouver

$$P_{11} = 0 \quad P_{10} = 0,5 \quad P_{01} = 0,5 \quad P_{00} = 0. \quad (\text{V.16})$$

Les valeurs trouvées expérimentalement sont représentés sur l'histogramme V.3.



$$|\Psi^+\rangle = 1/\sqrt{2} (|\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle)$$

FIGURE V.3 – **Probabilités de recapture mesurées lorsqu'on envoie le faisceau pousseur à la fin de la séquence d'intrication.** 0 correspond à un atome perdu et 1 correspond à un atome recapturé.

On remarque immédiatement que la valeur de P_{00} , c'est-à-dire la probabilité de perdre les deux atomes, est particulièrement élevée. Mais cela ne signifie pas forcément qu'il y a un nombre important de paires d'atomes dans l'état $|\uparrow\uparrow\rangle$, qui ont été ensuite expulsés par le faisceau pousseur. En effet si les atomes sont perdus pour une raison différente, cela contribuera aussi à augmenter la probabilité P_{00} (l'origine des pertes est discutée plus en détail page 144). Pour quantifier cela, nous avons réalisé la séquence d'intrication, mais sans faisceau pousseur : nous trouvons une probabilité de *recapturer les deux atomes* de $0,62 \pm 0,03$. La matrice densité V.7 par laquelle nous décrivons l'état créé expérimentalement ne prend pas en compte ces pertes et a par conséquent une trace inférieure à l'unité $\text{tr}(\hat{\rho}_{\text{exp}}) < 1$ lorsqu'on restreint cette trace à la base $\{|\downarrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\uparrow\uparrow\rangle\}$.

La fidélité \mathcal{F} donnée par la formule V.9 caractérise tous les atomes présents *en début de séquence*. Comme nous souhaitons quantifier l'intrication de paires d'atomes *effectivement présentes en fin de séquence*, nous allons définir la fidélité par

$$\mathcal{F}_{\text{paires}} = \frac{\mathcal{F}}{\text{tr}(\hat{\rho}_{\text{exp}})} . \quad (\text{V.17})$$

Cette approche est similaire à celle utilisée dans les expériences de violation des inégalités de Bell avec des polariseurs à une voie [3, 4]. Dans ces expériences, on mesure d'abord le nombre de photons détectés en l'absence de polariseurs. Lorsqu'on effectue l'expérience proprement dite, seul un état de polarisation est détecté, l'autre est perdu. Nous allons donc dans un premier temps déterminer la fidélité \mathcal{F} puis discuter plus en détails les pertes avant de donner la fidélité $\mathcal{F}_{\text{paires}}$ des atomes présents *en fin de séquence*.

Détermination de la fidélité \mathcal{F} de l'opération d'intrication

Nous avons vu que notre méthode de détection de l'état d'un qubit à l'aide d'un faisceau pousseur nous empêche de discriminer une perte d'atome d'un atome dans l'état $|\uparrow\rangle$. Ceci signifie que nous surestimons la population de l'état $|\uparrow\rangle$. On a par conséquent $P_{10} > P_{\uparrow\uparrow}$; $P_{01} > P_{\uparrow\downarrow}$; $P_{00} > P_{\uparrow\uparrow}$. En revanche, pour la probabilité P_{11} , les deux atomes sont recapturés et les pertes n'interviennent donc pas :

$$P_{11} = P_{\downarrow\downarrow} . \quad (\text{V.18})$$

En écrivant cela, l'hypothèse que nous faisons consiste à supposer qu'un atome recapturé correspond à un atome dans l'état $|\downarrow\rangle$, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'atomes dans les sous-états Zeeman différents de $m_f = 1$. Nous utiliserons donc dans la suite la probabilité P_{11} pour déterminer le degré d'intrication.

Nous voulons dans un premier temps extraire la fidélité \mathcal{F} de l'opération d'intrication, donnée par la formule V.9. Comme nous l'avons dit dans la section précédente, il faut pour cela effectuer des rotations entre les deux états du qubit sur les atomes juste après avoir créé l'état intriqué, afin d'extraire des informations sur les cohérences de la matrice densité créée expérimentalement : lorsqu'on effectue une rotation, les populations sont progressivement transformées en cohérences et *vice-versa*. Dans la base $\{|\downarrow\rangle, |\uparrow\rangle\}$, la rotation sur un atome [80] est décrite par la matrice de rotation

$$R(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & i e^{i\varphi} \sin(\theta/2) \\ i e^{-i\varphi} \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} . \quad (\text{V.19})$$

Comme cette rotation se fait avec le même angle et la même phase pour les deux atomes, la rotation des deux atomes est décrite dans la base $\{|\downarrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\uparrow\uparrow\rangle\}$ par la matrice suivante :

$$\begin{aligned} R_{\text{glob}}(\theta, \varphi) &= R(\theta, \varphi) \otimes R(\theta, \varphi) \\ &= \begin{pmatrix} c^2 & i e^{i\varphi_S} \cdot c & i e^{i\varphi_S} \cdot c & -e^{2i\varphi_S^2} \\ i e^{-i\varphi_S} \cdot c & c^2 & -s^2 & i e^{i\varphi_S} \cdot c \\ i e^{-i\varphi_S} \cdot c & -s^2 & c^2 & i e^{i\varphi_S} \cdot c \\ -e^{-2i\varphi_S^2} & i e^{-i\varphi_S} \cdot c & i e^{-i\varphi_S} \cdot c & c^2 \end{pmatrix} , \end{aligned} \quad (\text{V.20})$$

avec $c = \cos(\theta/2)$ et $s = \sin(\theta/2)$. Lorsqu'on effectue la séquence d'intrication, on crée la matrice densité $\hat{\rho}_{\text{exp}}$. Après la rotation Raman, cette matrice densité se transforme en

$$\hat{\rho}_{\text{exp}}(\theta, \varphi) = R_{\text{glob}}(\theta, \varphi) \cdot \hat{\rho}_{\text{exp}} \cdot R_{\text{glob}}^{-1}(\theta, \varphi), \quad (\text{V.21})$$

où $R_{\text{glob}}^{-1}(\theta, \varphi) = R_{\text{glob}}(-\theta, \varphi)$. Comme nous l'avons précisé dans le paragraphe précédent, nous allons mesurer la probabilité de recapturer les deux atomes après la transition Raman

$$P_{11}(\theta, \varphi) = P_{\downarrow\downarrow}(\theta, \varphi) = \langle \downarrow\downarrow | \hat{\rho}_{\text{exp}}(\theta, \varphi) | \downarrow\downarrow \rangle \quad (\text{V.22})$$

qui est la seule à être insensible aux pertes. Enfin, il faut préciser un dernier point important : lorsque nous effectuons la rotation globale sur les atomes, nous n'avons aucun contrôle sur sa phase φ , car l'état intriqué V.4 créé ne fait pas intervenir la phase des lasers et chaque itération de l'expérience démarre à un instant aléatoire par rapport à la période de l'onde RF fixant la fréquence des transitions Raman ($\approx 6,8$ GHz). Par conséquent le signal mesuré est en fait moyenné sur cette phase (les résultats présentés sont obtenus à partir de 100 réalisations de l'expérience). On mesure donc en fait

$$\begin{aligned} S = \langle P_{11}(\theta, \varphi) \rangle_{\varphi} &= \frac{1}{8} (P_{\downarrow\uparrow} + P_{\uparrow\downarrow} + 2\Re(\rho_{\uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow}) + 3(P_{\downarrow\downarrow} + P_{\uparrow\uparrow})) \\ &+ \frac{1}{2} (P_{\downarrow\downarrow} - P_{\uparrow\uparrow}) \cos \theta \\ &+ \frac{1}{8} (P_{\downarrow\downarrow} + P_{\uparrow\uparrow} - P_{\downarrow\uparrow} - P_{\uparrow\downarrow} - 2\Re(\rho_{\uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow})) \cos(2\theta). \end{aligned} \quad (\text{V.23})$$

Nous omettrons dans la suite d'écrire la moyenne sur la phase ($\langle P_{11}(\theta, \varphi) \rangle_{\varphi} = P_{11}(\theta)$) et nous notons $P_{\downarrow\downarrow}(\theta = 0) = P_{\downarrow\downarrow}$ pour simplifier les notations. Cette expression peut être réécrite en fonction de la fidélité :

$$S = \frac{1}{8} (2\mathcal{F} + 3(P_{\downarrow\downarrow} + P_{\uparrow\uparrow})) + \frac{1}{2} (P_{\downarrow\downarrow} - P_{\uparrow\uparrow}) \cos \theta + \frac{1}{8} (P_{\downarrow\downarrow} + P_{\uparrow\uparrow} - 2\mathcal{F}) \cos(2\theta). \quad (\text{V.24})$$

Notons que le signal S ne fait intervenir que la cohérence $\rho_{\uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow}$ que nous souhaitons mesurer pour ensuite calculer la fidélité : ce ne serait pas le cas si le signal n'était pas moyenné sur la phase φ . Idéalement, si l'on a créé l'état $|\Psi^+\rangle = 1/\sqrt{2} (|\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle)$, les probabilités $P_{\downarrow\downarrow}$ et $P_{\uparrow\uparrow}$ sont nulles, la fidélité vaut $\mathcal{F} = 1$ et le signal S oscille donc entre 0 et 1/2 avec la pulsation $2\Omega_{\downarrow\uparrow}$ (car $\theta = \Omega_{\downarrow\uparrow}\tau$).

La figure V.4(a) représente le signal S mesuré expérimentalement (probabilité de recapturer les deux atomes en fonction de l'angle θ de la rotation Raman) en effectuant la séquence d'intrication V.1. L'analyse consiste à envoyer les faisceaux Raman pendant une durée τ pour effectuer la rotation (typiquement quelques μs), puis à envoyer le faisceau pousseur. On remarque que le signal mesuré possède deux fréquences d'oscillation. Ceci est en fait bien ce qu'on attend de la formule V.24 dans le cas non idéal où $P_{\downarrow\downarrow} \neq 0$; $P_{\uparrow\uparrow} \neq 0$. Le deuxième terme de la somme va donc « osciller » avec une amplitude $P_{\downarrow\downarrow} - P_{\uparrow\uparrow}$ et une pulsation $\Omega_{\downarrow\uparrow}$ et le dernier terme avec une amplitude $1/4(P_{\downarrow\downarrow} + P_{\uparrow\uparrow} - 2\mathcal{F})$ et une pulsation $2\Omega_{\downarrow\uparrow}$. Dans une expérience complémentaire (figure V.4(b)), nous avons vérifié que ces fréquences correspondent à la fréquence de Rabi $\Omega_{\downarrow\uparrow}$ en réalisant des oscillations de

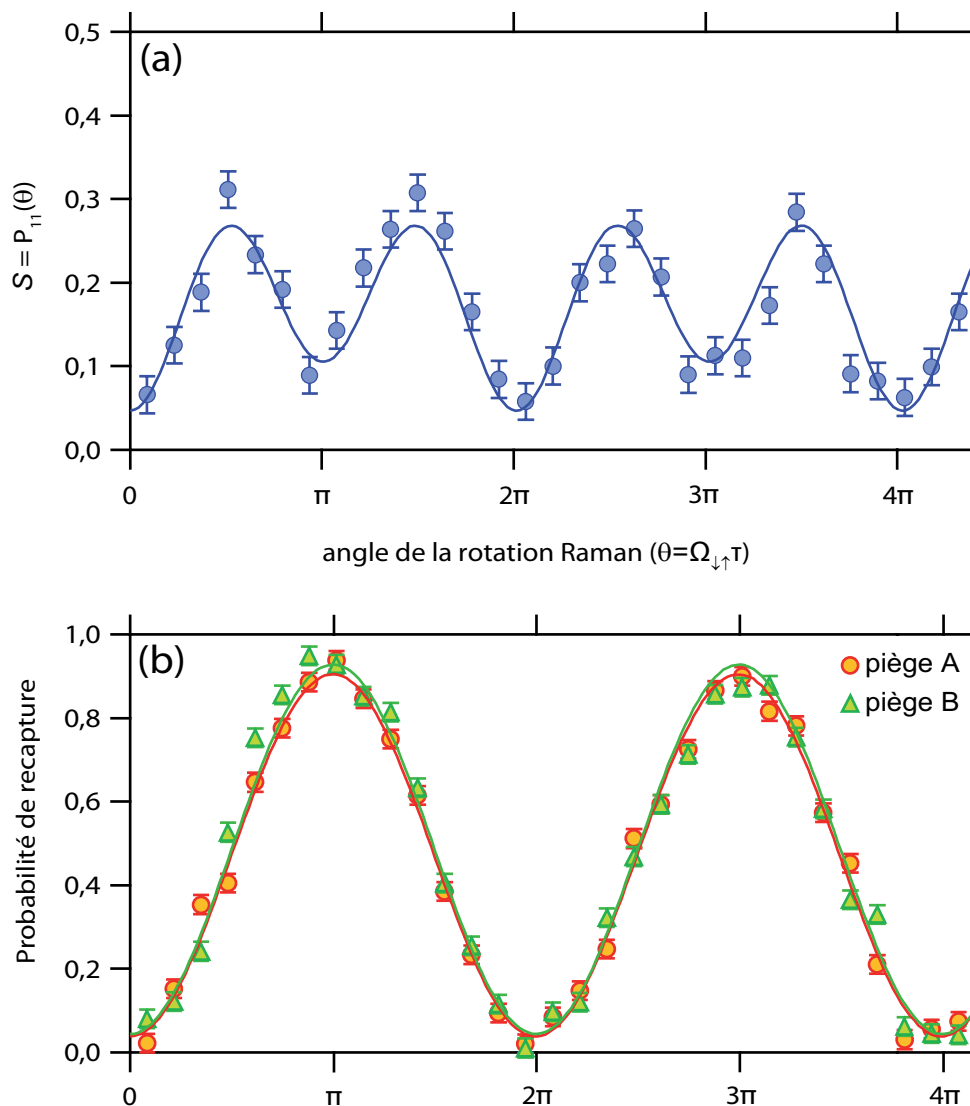


FIGURE V.4 – **Probabilités de recapture.** (a) Probabilité jointe de double recapture en fonction de l'angle de la rotation Raman après la séquence complète (intrication + rotation Raman + faisceau pousseur). Les données sont ajustées à l'aide de la fonction $y_0 + A\cos(\Omega_{\downarrow\uparrow}\tau) + B\cos(2\Omega_{\downarrow\uparrow}\tau)$. La valeur de la barre d'erreur sur chaque point est la même et a été obtenue en calculant l'écart-type des quatre points suivants : $\{P_{11}(\pi/2); P_{11}(3\pi/2); P_{11}(5\pi/2); P_{11}(7\pi/2)\}$. (b) Rotations Raman « simples » sur chaque piège, sans séquence d'intrication (rotation Raman + faisceau pousseur). On obtient bien sur chaque piège des oscillations de Rabi entre $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ avec la fréquence $\Omega_{\downarrow\uparrow}$. On remarque que le signal (a) possède une composante oscillant à $2\Omega_{\downarrow\uparrow}$. Il y a une petite différence de fréquence entre (a) et (b) car les données ont été prises successivement (environ 2 heures d'expériences) et la puissance des faisceaux Raman a entre temps fluctué.

Rabi « simples » entre $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ sur chaque piège pris indépendamment (cf. chapitre II). L'amortissement de ces oscillations de Rabi est très faible et nous supposons donc dans

la suite que les transitions Raman sont faites avec une efficacité de 100 %.

Quelle information peut-on extraire du signal S ? D'après la formule V.24, on a

$$P_{11}(\theta = 0) = P_{\downarrow\downarrow} \quad \text{et} \quad P_{11}(\theta = \pi) = P_{\uparrow\uparrow} . \quad (\text{V.25})$$

En utilisant les valeurs données par l'ajustement, on obtient $P_{\downarrow\downarrow} = 0,06 \pm 0,02$ et $P_{\uparrow\uparrow} = 0,09 \pm 0,02$ (les barres d'erreurs sont celles discutées dans la légende de la figure V.4). De plus, la valeur moyenne du signal S est

$$\langle S \rangle_\theta = \frac{1}{8} (2\mathcal{F} + 3(P_{\downarrow\downarrow} + P_{\uparrow\uparrow})) . \quad (\text{V.26})$$

On peut donc extraire la fidélité des paires d'atomes initialement présentes à partir de cette valeur moyenne et des deux valeurs trouvées précédemment. On obtient

$$\mathcal{F} = 0,46 \pm 0,04 . \quad (\text{V.27})$$

Discutons maintenant les pertes plus en détail.

Pertes au cours de l'expérience d'intrication

Nous avons déjà vu que la probabilité de recapturer les deux atomes après la séquence d'intrication sans faisceau pousseur est de $0,62 \pm 0,03$. Pour confirmer cela, nous allons regarder les probabilités de recapture sur chaque piège $P_{0,A}$ et $P_{0,B}$ lorsqu'on réalise la séquence complète à deux atomes (intrication + rotation Raman + faisceau pousseur). Idéalement, si l'on a créé l'état de Bell $|\Psi^+\rangle = 1/\sqrt{2}(|\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle)$, chacune de ces probabilités devrait être *constante* lorsqu'on varie l'angle θ de la rotation Raman et devrait valoir $1/2$ (si les faisceaux Raman ont une efficacité de 100 %). De manière plus générale, les *valeurs moyennes* de ces probabilités vérifieront $\langle P_{0,A} \rangle_\theta = \langle P_{0,B} \rangle_\theta = 1/2$ quelle que soit la superposition (ou le mélange statistique) des quatre états $\{|\downarrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\uparrow\uparrow\rangle\}$ qui est préparé. Les valeurs mesurées expérimentalement sont présentées sur la figure V.5 et on remarque que leurs moyennes sont inférieures à 0,5 : ceci est dû aux pertes.

Pour voir cela, considérons l'atome A. Notons L_A la probabilité de perdre cet atome après les impulsions d'intrication « aller » et « retour ». La valeur moyenne de la probabilité de recapture après l'envoi des faisceaux Raman et du faisceau pousseur sera alors $\langle P_{0,A} \rangle_\theta = (1 - L_A)/2$. Nous pouvons donc extraire ces probabilités de pertes $L_{A,B}$ des données de la figure V.5. À partir des valeurs moyennes, on obtient

$$L_A = 0,22 \pm 0,01 \quad \text{et} \quad L_B = 0,22 \pm 0,01 . \quad (\text{V.28})$$

Pour déterminer la barre d'erreur sur chacune de ces valeurs, nous avons réalisé un ajustement des points expérimentaux par une fonction constante : la barre d'erreur donnée ci-dessus est la barre d'erreur donnée par le programme. À cause des pertes, la probabilité d'avoir effectivement deux atomes à la fin de la séquence d'intrication (impulsions « aller » et « retour ») est inférieure à 1. En supposant que les pertes des atomes sont indépendantes, la probabilité de perdre un ou deux atomes est

$$L_{\text{tot}} = L_A(1 - L_B) + L_B(1 - L_A) + L_AL_B = L_A + L_B - L_AL_B . \quad (\text{V.29})$$

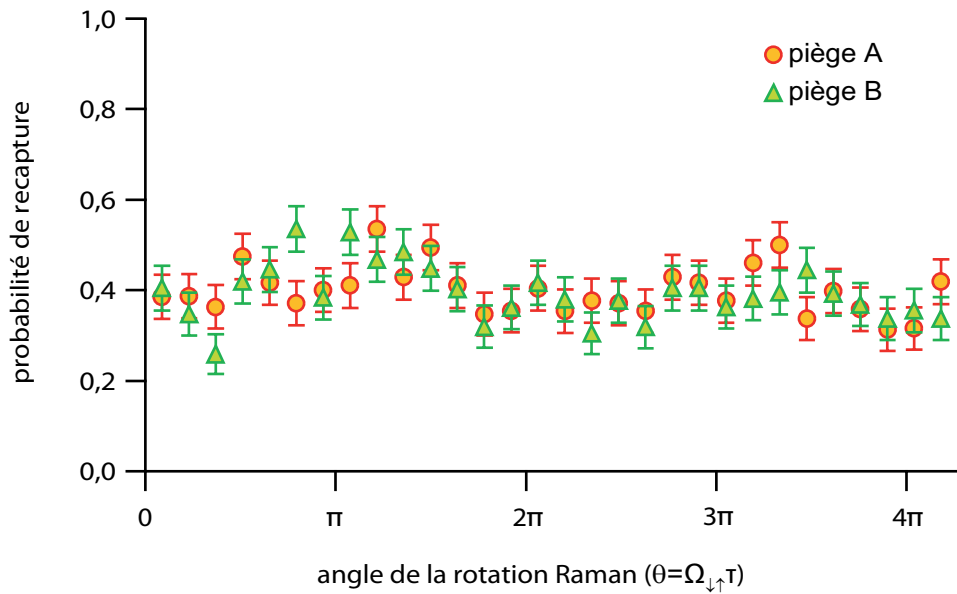


FIGURE V.5 – *Probabilités de recapture dans chaque piège $P_{0,A}$ et $P_{0,B}$ à la fin de la séquence d'intrication complète (intrication + rotation Raman + faisceau pousseur)*. Les barres d'erreurs sont statistiques.

On obtient une valeur de $L_{\text{tot}} = 0,39 \pm 0,01$, ce qui signifie que sur 100 expériences, seules 61 correspondent effectivement à une paire d'atomes présente. Cette valeur confirme notre mesure de la probabilité de recapture des deux atomes après la séquence d'intrication sans faisceau pousseur (0,62). En d'autres termes, la trace de la matrice densité V.7 restreinte à la base $\{|\downarrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\uparrow\uparrow\rangle\}$ n'est pas égale à l'unité et vaut $\text{tr}(\hat{\rho}_{\text{exp}}) = 0,61 \pm 0,01$ à cause de ces pertes.

Nous avons mesuré des pertes $L_{A,B} = 22\%$ sur chaque atome. Discutons à présent l'origine de ces pertes :

- l'atome peut retomber dans l'état $|5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$ par émission spontanée lors de l'impulsion « aller ». Il sera alors excité vers l'état de Rydberg par la seconde impulsion et sera donc perdu. En supposant que la seconde impulsion a une efficacité de 100 %, nous estimons cette contribution à 7 % à partir de notre modèle basé sur les équations de Bloch optiques ;
- l'atome peut être excité dans l'état de Rydberg par la première impulsion, mais la seconde peut être inefficace (à cause des fluctuations de puissance et de fréquence des lasers) et laisser l'atome dans l'état de Rydberg ; il sera alors perdu (contribution de 7 %) ;
- enfin, l'atome a une certaine probabilité d'être perdu à cause de la coupure du piège pendant 1 μs . Cette probabilité vaut environ 3 %.

Les pertes mesurées (22 %) sont donc un peu supérieures à la somme de ces contributions (7 % + 7 % + 3 % = 17 %). La différence peut être expliquée par d'éventuelles erreurs dans la détection de la présence de l'atome et par un pompage optique laissant parfois l'atome dans l'état $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = 1\rangle$ (l'atome est alors éjecté par le faisceau pousseur, mais

contrairement aux autres contributions, cette perte est due à la méthode de *mesure* de l'état de l'atome).

Fidélité des paires d'atomes présentes en fin de séquence

De la nouvelle condition de normalisation de la matrice densité $\text{tr}(\hat{\rho}_{\text{exp}}) = 0,61 \pm 0,01$, nous pouvons extraire la somme $P_{\downarrow\uparrow} + P_{\uparrow\downarrow}$ qui vaut

$$P_{\downarrow\uparrow} + P_{\uparrow\downarrow} = \text{tr}(\hat{\rho}_{\text{exp}}) - P_{\downarrow\downarrow} - P_{\uparrow\uparrow} = 0,46 \pm 0,03 . \quad (\text{V.30})$$

Connaissant \mathcal{F} , on peut déterminer la partie réelle de la cohérence associée à l'état de Bell $|\Psi^+\rangle$ à partir de la formule V.9. On trouve

$$\Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}) = 0,23 \pm 0,04 . \quad (\text{V.31})$$

Le tableau V.1 résume les éléments de la matrice densité que nous avons pu extraire de nos données. On ne peut pas tirer plus d'information à son sujet avec des rotations globales sans contrôle de la phase φ [143].

Élément de matrice	Valeur expérimentale
$P_{\downarrow\downarrow}$	$0,06 \pm 0,02$
$P_{\uparrow\uparrow}$	$0,09 \pm 0,02$
$P_{\downarrow\uparrow} + P_{\uparrow\downarrow}$	$0,46 \pm 0,03$
$\Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow})$	$0,23 \pm 0,04$

TABLE V.1 – **Valeurs expérimentales des éléments de la matrice densité $\hat{\rho}_{\text{exp}}$.** Ces valeurs représentent l'ensemble des informations sur $\hat{\rho}_{\text{exp}}$ qu'on peut extraire avec des rotations globales sans contrôle de la phase. La trace de la matrice densité $\text{tr}(\hat{\rho}_{\text{exp}}) = 0,61 \pm 0,01$ est inférieure à 1 à cause des pertes discutées dans le texte.

Enfin, nous pouvons à présent déterminer la fidélité des paires d'atomes *effectivement présentes en fin de séquence*. Celle-ci vaut

$$\mathcal{F}_{\text{paires}} = \frac{\mathcal{F}}{\text{tr}(\hat{\rho}_{\text{exp}})} = 0,75 \pm 0,07 . \quad (\text{V.32})$$

Cette valeur est supérieure à 0,5 et prouve l'existence de corrélations quantiques entre les paires d'atomes restantes. Elle est essentiellement limitée par deux choses. Premièrement, par le blocage dipolaire imparfait. Lorsque deux atomes sont excités dans l'état de Rydberg (probabilité de l'ordre de 10 %, cf. chapitre IV), ils seront la plupart du temps transférés dans l'état $|\downarrow\downarrow\rangle$ ce qui augmente la probabilité $P_{11} = P_{\downarrow\downarrow}$ (histogramme V.3). Deuxièmement, la valeur non nulle de $P_{\uparrow\uparrow}$ est due à l'émission spontanée au cours de la séquence d'intrication. Enfin, insistons sur le fait que cette fidélité est celle des paires d'atomes présentes *juste avant la mesure* (rotation Raman+faisceau pousseur). Nous trouverions la même valeur de la fidélité si nous avions une méthode de mesure non destructive de l'état du qubit.

V.3.3 Analyse du signal de parité $\Pi(\theta)$

Pour extraire la fidélité d'une paire d'atomes intriqués à partir de rotations globales, on utilise en général un signal nommé parité [83], qui vaut

$$\Pi(\theta) = P_{\downarrow\downarrow}(\theta) + P_{\uparrow\uparrow}(\theta) - P_{\downarrow\uparrow}(\theta) - P_{\uparrow\downarrow}(\theta) , \quad (\text{V.33})$$

où $\theta = \Omega_{\downarrow\uparrow}\tau$ est l'angle de la rotation Raman. Une fois de plus, nous omettons la phase des rotations Raman qui varie aléatoirement : les signaux sont donc moyennés sur la phase φ . Dans le cas idéal où l'on a créé l'état de Bell $|\Psi^+\rangle = 1/\sqrt{2}(|\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle)$, le signal de parité oscille entre -1 et 1 avec une pulsation $2\Omega_{\downarrow\uparrow}$. Dans notre expérience, nous pouvons mesurer le signal $\Pi(\theta) = P_{11}(\theta) + P_{00}(\theta) - P_{10}(\theta) - P_{01}(\theta)$. En présence de pertes, son analyse est très complexe. En effet, contrairement au signal $P_{11}(\theta)$ que nous avons utilisé pour déterminer la fidélité dans la section V.3.2, la parité *dépend* des pertes *via* les termes $P_{01}(\theta)$, $P_{10}(\theta)$ et $P_{00}(\theta)$ (cf. page 140).

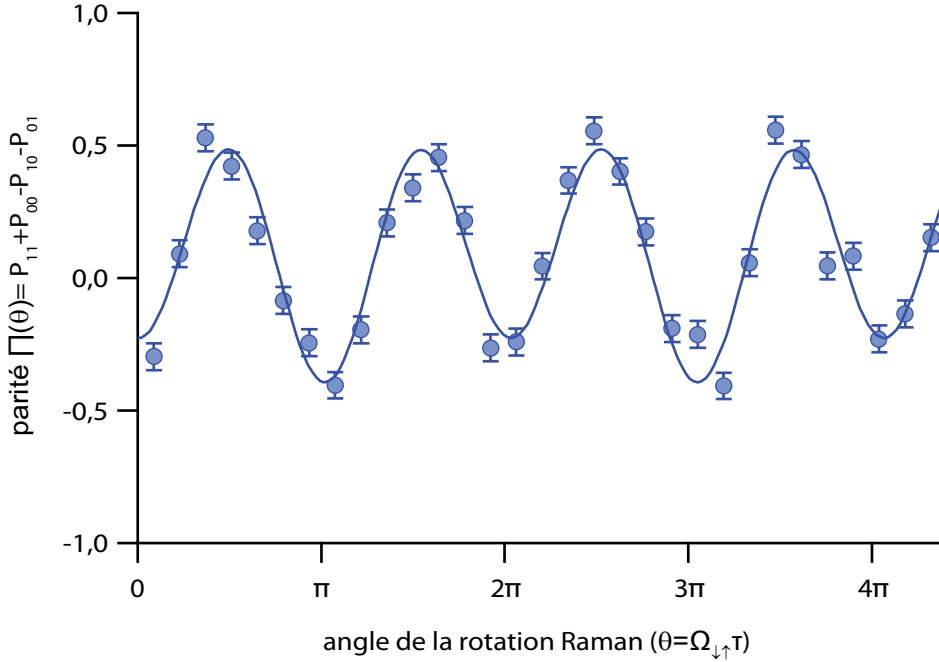


FIGURE V.6 – **Signal de parité $\Pi(\theta)$ en fonction de l'angle de la rotation Raman.** Les données sont ajustées à l'aide de la fonction $y_0 + A\cos(\Omega_{\downarrow\uparrow}\tau) + B\cos(2\Omega_{\downarrow\uparrow}\tau)$. Les barres d'erreurs ont été calculées de la même manière que pour la figure V.4(a).

La parité mesurée expérimentalement est présentée sur la figure V.6. On remarque qu'il y a des oscillations à la pulsation $2\Omega_{\downarrow\uparrow}$ comme dans le cas idéal, mais aussi des oscillations à la pulsation $\Omega_{\downarrow\uparrow}$. Ces dernières sont dues aux pertes. En effet, si au cours de la séquence, un des deux atomes sort de la base $\{|\downarrow\rangle, |\uparrow\rangle\}$ et que l'autre y reste, ce dernier va subir la rotation Raman et tourner entre les états $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ avec une pulsation $\Omega_{\downarrow\uparrow}$. Notons bien que pour le signal $P_{11}(\theta)$ présenté sur la figure V.4, la présence de deux fréquences d'oscillations n'était *pas* due aux pertes (cf. équation V.24).

Afin de quantifier cela, nous allons faire un modèle simple des pertes et nous extrairons du signal de parité la valeur de la cohérence $\Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow})$. Nous la comparerons simplement à la valeur obtenue dans la section précédente et n'irons pas plus loin dans notre analyse.

Nous allons premièrement supposer que nous pouvons décrire les paires d'atomes en introduisant un état supplémentaire que nous noterons $|x\rangle$: si l'atome est dans cet état, il est perdu en fin de séquence. L'état de chaque atome peut donc être décrit dans une base $\{|\downarrow\rangle, |\uparrow\rangle, |x\rangle\}$. L'état à deux atomes est donc décrit par une matrice densité qui s'écrit, dans la base $\{|\downarrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\uparrow\uparrow\rangle, |\downarrow x\rangle, |\uparrow x\rangle, |x\downarrow\rangle, |x\uparrow\rangle, |xx\rangle\}$,

$$\hat{\rho}_{\text{exp}} = \begin{pmatrix} P_{\downarrow\downarrow} & a^* & b^* & c^* & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a & P_{\downarrow\uparrow} & \rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}^* & d^* & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ b & \rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow} & P_{\uparrow\downarrow} & e^* & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c & d & e & P_{\uparrow\uparrow} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & P_{\downarrow x} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{\uparrow x} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{x\downarrow} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{x\uparrow} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{xx} \end{pmatrix}. \quad (\text{V.34})$$

Nous supposons qu'il n'y a pas de cohérences faisant intervenir l'état $|x\rangle$. Pour faire le parallèle avec le paragraphe précédent, la probabilité de double perte est $P_{xx} = L_A \times L_B$. Pour savoir quel signal de parité nous attendons à partir de l'état décrit par cette matrice densité, nous devons tout d'abord décrire l'action de la rotation Raman. Celle-ci n'agit pas sur l'état $|x\rangle$. Dans la même base, elle est donc décrite par la matrice

$$R(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} c^2 & i e^{i\varphi_S} \cdot c & i e^{i\varphi_S} \cdot c & -e^{2i\varphi_S^2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ i e^{-i\varphi_S} \cdot c & c^2 & -s^2 & i e^{i\varphi_S} \cdot c & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ i e^{-i\varphi_S} \cdot c & -s^2 & c^2 & i e^{i\varphi_S} \cdot c & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -e^{-2i\varphi_S^2} & i e^{-i\varphi_S} \cdot c & i e^{-i\varphi_S} \cdot c & c^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c^2 & i e^{i\varphi_S} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & i e^{-i\varphi_S} & c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c^2 & i e^{i\varphi_S} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & i e^{-i\varphi_S} & c^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{V.35})$$

avec $c = \cos(\theta/2)$ et $s = \sin(\theta/2)$. Après rotation, la matrice densité devient

$$\hat{\rho}_{\text{exp}}(\theta, \varphi) = R(\theta, \varphi) \cdot \hat{\rho}_{\text{exp}} \cdot R^{-1}(\theta, \varphi). \quad (\text{V.36})$$

Nous pouvons alors calculer le signal de parité $\Pi(\theta) = P_{11}(\theta) + P_{00}(\theta) - P_{10}(\theta) - P_{01}(\theta)$ attendu en présence de pertes. Rappelons que nous associons 1 à un atome recapturé (état $|\downarrow\rangle$) et 0 à une perte d'atome (états $|\uparrow\rangle$ ou $|x\rangle$) :

$$\begin{aligned} 1 &\longrightarrow \text{atome recapturé} &\longrightarrow &|\downarrow\rangle \\ 0 &\longrightarrow \text{atome perdu} &\longrightarrow &|\uparrow\rangle \text{ ou } |x\rangle. \end{aligned} \quad (\text{V.37})$$

On a par conséquent :

$$\begin{aligned}
 P_{11}(\theta) &= P_{\downarrow\downarrow}(\theta) \\
 P_{00}(\theta) &= P_{\uparrow\uparrow}(\theta) + P_{\uparrow x}(\theta) + P_{x\uparrow}(\theta) + P_{xx}(\theta) \\
 P_{10}(\theta) &= P_{\downarrow\uparrow}(\theta) + P_{\downarrow x}(\theta) \\
 P_{01}(\theta) &= P_{\uparrow\downarrow}(\theta) + P_{x\downarrow}(\theta) .
 \end{aligned} \tag{V.38}$$

Le signal de parité sera donc

$$\begin{aligned}
 \Pi(\theta) &= P_{11}(\theta) + P_{00}(\theta) - P_{10}(\theta) - P_{01}(\theta) \\
 &= \frac{P_{\downarrow\downarrow} + P_{\uparrow\uparrow} - P_{\downarrow\uparrow} - P_{\uparrow\downarrow}}{2} + P_{xx} + \Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}) \\
 &\quad + (P_{\uparrow x} + P_{x\uparrow} - P_{\downarrow x} - P_{x\downarrow}) \times \cos(\theta) \\
 &\quad + \left(\frac{P_{\downarrow\downarrow} + P_{\uparrow\uparrow} - P_{\downarrow\uparrow} - P_{\uparrow\downarrow}}{2} - \Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}) \right) \times \cos(2\theta) .
 \end{aligned} \tag{V.39}$$

Cette expression est relativement complexe, mais contentons nous de remarquer que sa valeur pour une rotation Raman d'angle $\theta = \pi/2$ est

$$\Pi(\pi/2) = P_{xx} + 2\Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}) . \tag{V.40}$$

Rappelons que nous avons par définition $P_{xx} = L_A \times L_B$. Nous avons déterminé la valeur de ce terme de double pertes dans la section précédente. À partir de la valeur expérimentale de la parité $\Pi(\theta/2) = 0,48 \pm 0,05$ (valeur donnée par l'ajustement), on peut déterminer la valeur de la cohérence :

$$\Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}) = 0,22 \pm 0,03 . \tag{V.41}$$

Nous trouvons donc bien une valeur compatible avec celle que nous avons déterminée précédemment (tableau V.1). Notre modèle simple supposant que nous pouvons introduire un nouvel état $|x\rangle$ semble donc expliquer correctement les données. Il permet de traiter les pertes de manière « générale » dans le cas de deux atomes intriqués. Notons tout de même que l'hypothèse de base du modèle est que tout atome sortant de la base $\{|\downarrow\rangle, |\uparrow\rangle\}$ est perdu.

V.4 Influence du mouvement des atomes

Nous avons jusqu'à présent supposé que le mouvement des atomes était gelé pendant la séquence d'intrication, c'est-à-dire pendant les impulsions « aller » et « retour » vers l'état de Rydberg. Cependant, nous avons vu au chapitre I que les atomes ont une température finie $T \approx 70 \mu\text{K}$. Pendant la séquence d'intrication de durée δt , les pièges sont éteints et les atomes effectuent un vol libre avec des vitesses que nous noteront $\mathbf{v}_{A,B}$. D'après les équations V.3 et V.5 et en supposant les vecteurs d'onde « aller » \mathbf{k} et « retour » \mathbf{k}' égaux, l'état créé sera

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\downarrow\uparrow\rangle + e^{i\phi} |\uparrow\downarrow\rangle \right) , \tag{V.42}$$

avec

$$\phi = \mathbf{k} \cdot (\mathbf{v}_B - \mathbf{v}_A) \delta t . \quad (\text{V.43})$$

Cette phase va fluctuer d'une répétition à l'autre de l'expérience et limiter la fidélité de l'état créé. Déterminons l'influence des fluctuations de la phase ϕ . Pour cela, rappelons que les atomes sont au fond de leurs pièges respectifs et voient donc un potentiel harmonique. En faisant l'hypothèse d'équipartition de l'énergie, chaque atome de masse m_A a une distribution de vitesse gaussienne d'écart-type $\sqrt{k_B T / m_A}$. Par conséquent, la distribution des phases est également gaussienne avec un écart-type

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{k_B T}{m_A}} |\mathbf{k}| \delta t \times \sqrt{2} , \quad (\text{V.44})$$

le facteur $\sqrt{2}$ venant du fait que nous faisons la convolution des distributions de vitesse des deux atomes. Comment cela va-t-il se refléter sur la fidélité ? Rappelons que la fidélité est

$$\mathcal{F} = \frac{P_{\downarrow\uparrow} + P_{\uparrow\downarrow}}{2} + \Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}) . \quad (\text{V.45})$$

Les fluctuations de phase ne vont rien changer aux deux premiers termes. Par contre, le dernier terme dépend de ϕ et la valeur mesurée est en fait sa moyenne sur la phase ϕ . Pour l'état V.42, on a

$$\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow} = \langle \uparrow\downarrow | \Psi \rangle \langle \Psi | \downarrow\uparrow \rangle = \frac{1}{2} e^{i\phi} . \quad (\text{V.46})$$

Sa valeur moyennée sur la phase ϕ est donc

$$\begin{aligned} \langle \Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}) \rangle_\phi &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta\phi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\phi \frac{1}{2} \cos\phi e^{-\frac{\phi^2}{2\Delta\phi^2}} \\ &= \frac{1}{2} e^{-\frac{\Delta\phi^2}{2}} . \end{aligned} \quad (\text{V.47})$$

Afin de mesurer l'influence du mouvement résiduel des atomes expérimentalement, nous avons refait l'expérience d'intrication (séquence V.1), mais avec un temps d'attente entre les impulsions « aller » et « retour » de 600 ns. La durée totale de la séquence, prenant en compte la durée des impulsions, est donc $\delta t = 780$ ns. Pour les expériences présentées jusqu'à présent, ce temps d'attente valait 30 ns (durée totale $\delta t = 210$ ns).

Pour une séquence de durée $\delta t = 780$ ns, on s'attend à avoir, d'après l'expression V.47, une diminution de $\Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow})$ d'un facteur 2,46 par rapport la séquence de durée $\delta t = 210$ ns. La figure V.7 présente le résultat de cette expérience. Nous avons représenté le signal de parité $\Pi(\theta)$, pour deux durées d'attente entre les deux impulsions (600 ns et 30 ns). On observe bien une diminution du contraste des oscillations pour la séquence plus longue, reflétant une diminution de la fidélité. En utilisant la méthode présentée dans les sections V.3.2 et V.3.3 pour extraire la valeur de $\Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow})$ des données, on obtient

$$\frac{\Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow})_{210 \text{ ns}}}{\Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow})_{780 \text{ ns}}} = \frac{0,22}{0,09} = 2,44 \pm 0,7 . \quad (\text{V.48})$$

Cette valeur est en accord avec la valeur théorique de 2,46. La diminution est donc bien expliquée par les fluctuations de la phase ϕ dues au mouvement des atomes.

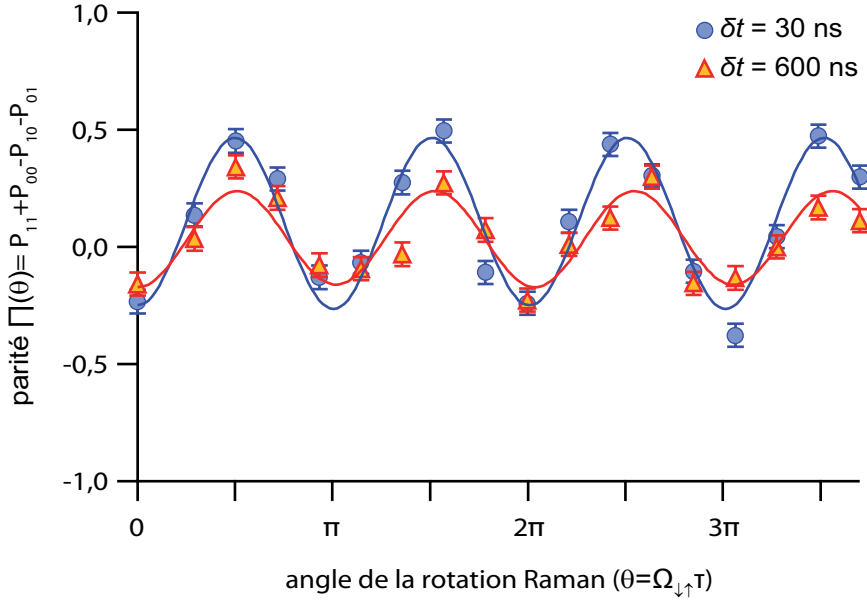


FIGURE V.7 – **Influence du mouvement résiduel des atomes sur le signal de parité $\Pi(\theta)$.** Les données sont ajustées à l’aide de la fonction $y_0 + A\cos(\Omega_{\downarrow\uparrow}\tau) + B\cos(2\Omega_{\downarrow\uparrow}\tau)$. Les barres d’erreurs sont les mêmes que pour la figure V.6. On observe bien une diminution du contraste lorsqu’on attend plus longtemps entre les deux impulsions de la séquence d’intrication.

Enfin, remarquons que si nous étions capable de réaliser une expérience sans pertes et avec un blocage parfaitement efficace, la fidélité serait limitée par le mouvement résiduel des atomes. Pour la séquence de la figure V.1 de durée $\delta t = 210$ ns, on trouve $\Re(\rho_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}) = 0,466$ d’où une fidélité théorique maximale $\mathcal{F}_{\max} = 0,97$. Pour obtenir une fidélité meilleure, il faudrait refroidir les atomes, mais ce n’est pas le facteur limitant dans les expériences que nous avons présentées.

V.5 Conclusion

Nous avons donc démontré dans ce chapitre l’intrication de deux atomes piégés indépendamment entre leurs deux sous-niveaux $|\downarrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$ et $|\uparrow\rangle = |5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ de l’état fondamental [143, 144]. Cette intrication est obtenue en tirant parti du blocage de Rydberg existant lorsque les deux atomes séparés de $\sim 4 \mu\text{m}$ sont excités vers l’état de Rydberg $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. L’état intriqué créé est l’état de Bell

$$|\Psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle \right). \quad (\text{V.49})$$

La qualité de l’état créé a été analysée à l’aide de rotations Raman globales. Bien que cette méthode d’analyse ne nous donne qu’une information partielle sur la matrice densité décrivant l’état créé expérimentalement, elle nous permet tout de même de mesurer sa fidélité $\mathcal{F}_{\text{paires}}$ par rapport à l’état de Bell $|\Psi^+\rangle$. Celle-ci vaut $\mathcal{F}_{\text{paires}} = 0,75 \pm 0,07$ et

caractérise les paires d'atomes effectivement présentes juste avant la détection. En effet, nous avons vu que nous avons des pertes au cours de l'expérience : sur 100 expériences, seules 61 correspondent à une paire d'atomes présente. Les hypothèses sous-jacentes à l'analyse ont été discutées (transitions Raman ayant une efficacité de 100 %, pertes indépendantes sur les deux pièges, aucun atome dans les états $|5S_{1/2}, f = 1, m_f = -1, 0\rangle$, mais aucune hypothèse sur la forme de la matrice densité créée.)

La fidélité mesurée est supérieure à 0,5, ce qui signifie qu'il existe des corrélations quantiques entre les états des deux atomes. Bien que cette valeur de la fidélité soit inférieure à ce qu'il est possible d'avoir aujourd'hui avec des ions piégés, le résultat est très encourageant. En effet, notre fidélité est essentiellement limitée par l'émission spontanée lors de la séquence d'intrication et par le blocage dipolaire imparfait. Avec une meilleure stabilisation des lasers utilisant une cavité de transfert stabilisée [111] et une puissance accrue du laser bleu pour limiter l'émission spontanée, on peut espérer atteindre une fidélité de 0,9. La fidélité serait alors limitée par l'efficacité du blocage dipolaire et en dernier recours par le mouvement résiduel des atomes.

Dans un avenir proche, nous voulons mesurer la durée de vie de l'état intriqué créé. Dans le chapitre II, nous avons vu que le temps de cohérence du qubit $\{|\downarrow\rangle, |\uparrow\rangle\}$, mesuré par interférométrie de Ramsey, est d'environ 50 μs . Il est limité par les fluctuations de champ magnétique. On pourrait d'abord penser que la durée de vie de l'état intriqué V.49 sera du même ordre de grandeur. Cependant, dans cet état, les deux termes de la somme ont la même énergie (car symétriques) et leurs phases évoluent de la même manière lorsque le champ magnétique fluctue, contrairement à une superposition $1/\sqrt{2}(|\downarrow\rangle + |\uparrow\rangle)$ sur un atome seul. La durée de vie de l'état intriqué serait alors limitée par un déphasage irréversible, indépendant de l'atome (A ou B). On peut par exemple penser au mouvement résiduel des atomes *via* le déplacement lumineux différentiel, qui conduirait à une durée de vie de l'ordre de la ms [53, 54, 55].

Une des caractéristiques de notre méthode d'intrication est sa rapidité : l'intrication est générée en quelques centaines de ns. On peut par exemple comparer cette durée au temps nécessaire pour intriquer deux ions, en général de l'ordre de quelques centaines de μs [11]. Pour cette raison, l'utilisation d'atomes de Rydberg peut être un avantage dans le cadre du calcul quantique et il a été proposé de réaliser des portes logiques quantiques rapides entre deux atomes [24, 145, 146].

Conclusion générale

Nous avons présenté dans ce manuscrit des expériences dans lesquelles deux atomes uniques piégés indépendamment interagissent lorsqu'ils sont portés vers un état de Rydberg. Chacun des atomes est piégé dans un micro-piège dipolaire. Ces pièges sont extrêmement confinants car nous les créons à l'aide d'un objectif de grande ouverture numérique ; nous pouvons ainsi étudier l'interaction entre deux atomes de Rydberg dans une géométrie bien déterminée.

Ce dispositif expérimental a été mis en place et étudié pendant les thèses de N. Schlosser [60], G.-O. Reymond [61], B. Darquié [62] et J. Beugnon [63]. Dans le premier chapitre, nous avons présenté des expériences de caractérisation du piège dipolaire (taille du col, fréquences d'oscillation, etc.) et de l'état *externe* de l'atome (« température », taux de chauffage, etc.) dont le principe avait été défini au cours des thèses précédentes. Le deuxième chapitre suit le travail de thèse de J. Beugnon et présente des expériences de manipulation de l'état *interne* de l'atome par des transitions Raman. Nous avons en particulier montré qu'il est possible de coder un « qubit » sur notre atome, c'est-à-dire que nous pouvons l'initialiser, effectuer une rotation de celui-ci et lire son état. L'efficacité combinée de ces trois opérations est compatible avec 100 %. Nous avons mesuré son temps de cohérence par une expérience de franges de Ramsey : celui-ci est de l'ordre de 60 μ s. Il est limité par les fluctuations du champ magnétique directeur et un meilleur asservissement de celui-ci devrait permettre d'allonger significativement ce temps.

Nous avons ensuite démontré (chapitre III) la possibilité d'exciter un atome unique vers l'état de Rydberg $|58D_{3/2}, m_j = 3/2\rangle$. Cet état a été choisi dans la perspective d'observer le blocage dipolaire entre deux atomes séparés de quelques μ m. Au cours de cette thèse, nous avons mis en place le système laser permettant l'excitation de l'atome par une transition à deux photons (795 nm et 475 nm). L'excitation cohérente de l'atome est mise en évidence par l'observation d'oscillations de Rabi entre l'état fondamental et l'état de Rydberg. L'efficacité est limitée par la qualité de l'asservissement du laser à 475 nm et nous travaillons en ce moment à la mise en place d'une cavité de transfert ultra-stable qui devrait améliorer cet asservissement.

Ainsi, notre dispositif expérimental permet d'étudier en détail l'interaction entre deux atomes de Rydberg « gelés » dans une géométrie précise. Ceci est un premier pas vers l'étude de systèmes composés de quelques atomes froids ayant de fortes interactions dipôle-dipôle. De tels systèmes ont de nombreuses applications. Il a été proposé de les utiliser pour réaliser des marches au hasard quantiques [147] et l'existence de phases mésoscopiques « exotiques » a été prédite lorsque ces interactions gouvernent la dynamique d'un ensemble

d'atomes froids [148]. Récemment, la dynamique d'un condensat de Bose de chrome, où les interactions dipôle-dipôle magnétiques sont fortes, a été mise en évidence expérimentalement [149]. Lorsque les interactions sont suffisamment fortes, on peut observer le blocage dipolaire, qui est un outil de choix pour contrôler l'état quantique de certains systèmes. Il permet entre autre de générer de l'intrication entre deux ou plus d'atomes [150, 151], de créer des sources d'atomes uniques et de photons uniques déterministes [152] et il a été proposé de l'utiliser dans le cadre de l'information quantique [24, 99, 146]. Dans ce contexte, nous avons présenté dans le chapitre IV des résultats démontrant l'observation du blocage de Rydberg entre deux atomes uniques [110]. Une telle observation a été réalisée simultanément à l'université du Wisconsin [124] et ces démonstrations constituent des premières expérimentales. Nous avons aussi pu observer des oscillations de Rabi collectives des deux atomes dont la fréquence de Rabi est augmentée d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport à celle d'un atome seul. Ceci est la preuve que le système à deux atomes oscille entre l'état fondamental et un état intriqué, mais ce dernier possède un terme de phase qui n'est pas le même à chaque réalisation expérimentale à cause du mouvement résiduel des atomes. En transférant l'état de Rydberg vers un sous-niveau de l'état fondamental par une impulsion- π , on crée un état intriqué des deux atomes piégés. Nous avons caractérisé la qualité de cet état intriqué en mesurant la fidélité des paires d'atomes présentes à la fin de l'expérience $\mathcal{F} = 0,75$. Il semble possible d'obtenir une fidélité de 0,9 en améliorant notre système laser : la fidélité serait alors limitée par la qualité du blocage dipolaire.

Une application directe de toutes ces expériences est le calcul quantique. Nous avons démontré dans ce manuscrit que nous pouvons réaliser des opérations à un qubit d'une très grande fidélité et l'intrication de deux atomes nous laisse présager de la possibilité de réaliser bientôt une porte logique quantique à deux atomes. Nous aurions alors en main les deux briques fondamentales du calcul quantique dans son approche « *circuit model* ». Notons que, très récemment, l'équipe de M. Saffman a démontré la réalisation d'une porte C-NOT à l'aide du blocage dipolaire [153]. De plus, l'intrication d'atomes en utilisant le blocage de Rydberg est directement généralisable à plus de deux atomes. Par exemple, si l'on a une matrice 3×3 de 9 pièges dipolaires tels que les pièges soient deux à deux dans le régime de blocage de Rydberg, la même séquence expérimentale que celle utilisée pour intriquer deux atomes conduira à la création d'un état W [25] :

$$|W\rangle = \frac{1}{\sqrt{9}} (|\downarrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\rangle + \dots + |\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow\rangle) .$$

Cet état met en jeu plus de particules que le plus grand état intriqué créé à l'heure actuelle, sur une chaîne de 8 ions à l'aide d'un protocole complexe [40]. La possibilité de créer de tels réseaux de pièges dipolaires à deux dimensions a déjà été démontrée sur notre dispositif expérimental en utilisant des techniques holographiques [154]. Une telle expérience semble donc réalisable dans un avenir proche.

Enfin, toutes les expériences présentées dans ce manuscrit ont été réalisées en régime d'atome unique. Mais rappelons que notre dispositif expérimental permet aussi de piéger plusieurs atomes dans une pince optique. Il suffit pour cela d'augmenter la profondeur du piège et d'augmenter le taux de chargement, par exemple en chargeant le piège à

partir d'un PMO plutôt qu'à partir d'une mélasse optique. À l'heure actuelle, un des défis expérimentaux à relever est d'observer l'excitation d'un seul atome de Rydberg dans un ensemble mésoscopique ; ceci constituerait également la brique élémentaire d'une approche au calcul quantique [155]. Notre système semble idéal pour réaliser une telle observation, puisque nous pouvons piéger jusqu'à une dizaine d'atomes dans un volume de l'ordre du μm^3 .

Annexe A

Données sur le rubidium 87

Cette annexe présente quelques données numériques sur le ^{87}Rb , en particulier pour les raies D1 à 795 nm ($5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{1/2}$) et D2 à 780 nm ($5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2}$). Ces valeurs sont issues de la référence [68].

m_A	masse atomique	$1,443 \times 10^{-25}$ kg
E_I	énergie d'ionisation	10 100 249 183(6) MHz

Γ	largeur naturelle (D1)	$2\pi \times 5,75$ MHz
ω_r	fréquence de recul (D1)	$2\pi \times 3,633$ kHz
$(j' = 1/2 er j = 1/2)$	élément de matrice dipolaire (D1)	$2.993 ea_0$

Γ	largeur naturelle (D2)	$2\pi \times 6,07$ MHz
ω_r	fréquence de recul (D2)	$2\pi \times 3,771$ kHz
$(j' = 3/2 er j = 1/2)$	élément de matrice dipolaire (D2)	$4.227 ea_0$

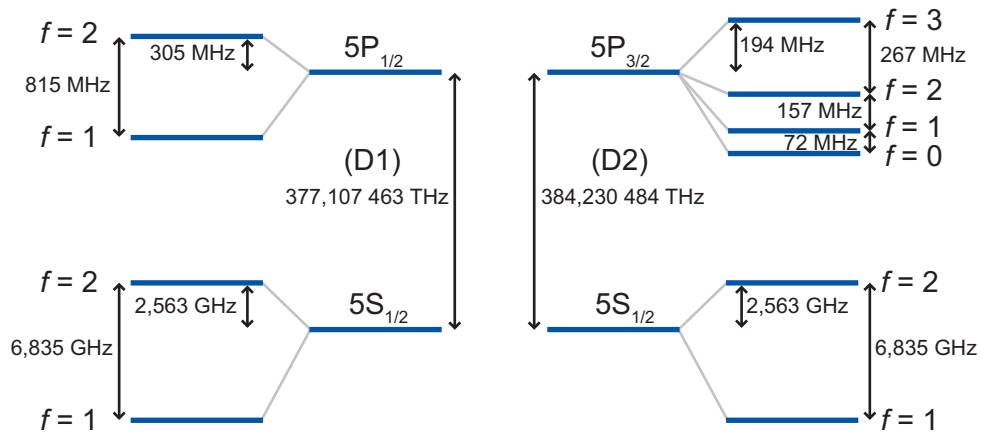


FIGURE A.1 – Structure hyperfine des raies D1 et D2 du ^{87}Rb .

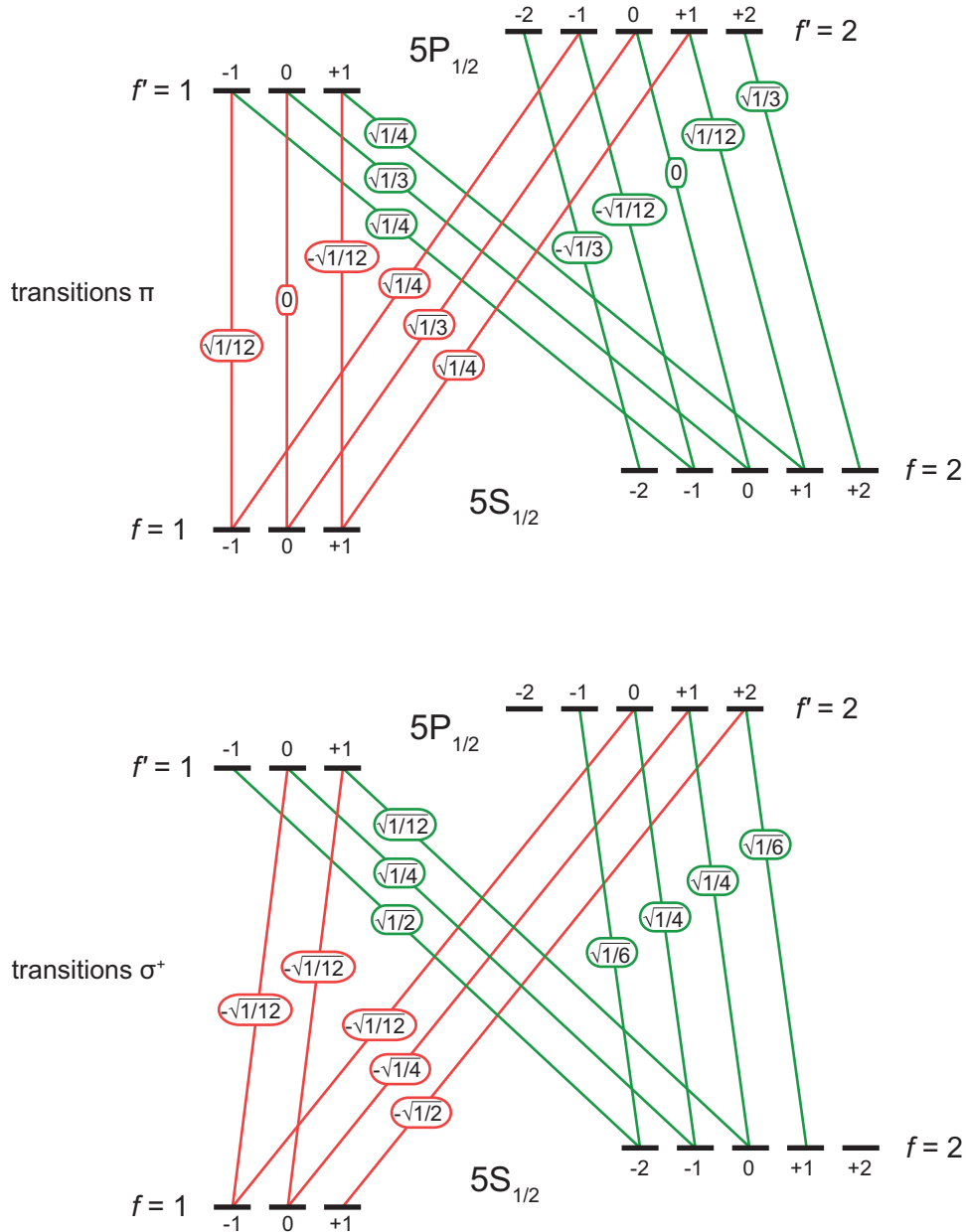


FIGURE A.2 – *Éléments de matrice angulaires pour les transitions hyperfines π et σ^+ de la raie D1. Il faut multiplier ces éléments de matrice angulaires par l'élément de matrice radial ($j' = 1/2 || er || j = 1/2$) donné page 157 pour obtenir l'élément de matrice dipolaire complet.*

Annexe B

Mesure du grandissement du système d'imagerie (CCD)

Pour les expériences de blocage de Rydberg entre deux atomes, il est important de connaître précisément la distance entre les deux atomes, car leur énergie d'interaction en est fortement dépendante. Dans le chapitre I, nous avons vu que la position *longitudinale* des pièges (figure B.1 axe \hat{x}) peut être réglée en donnant la même convergence aux deux faisceaux pièges. On peut placer les atomes à la même position selon l'axe \hat{x} avec une précision d'environ 50 nm (cf. section I.4.2, page 37).

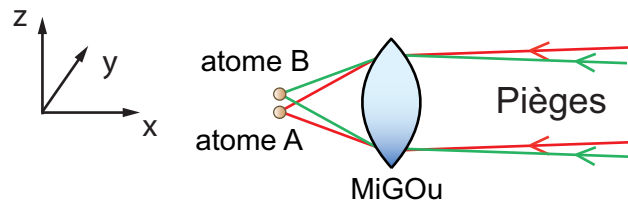


FIGURE B.1 – *Position des pièges pour les expériences de blocage dipolaire*

Concernant le positionnement transverse (directions \hat{y} et \hat{z}), nous avons vu que nous pouvons le régler en observant l'image des deux atomes sur notre caméra CCD (figure B.2). Pour placer les atomes à une distance relative donnée, il faut donc connaître précisément le grandissement transverse du système d'imagerie. Le principe de la mesure du grandissement transverse du système d'imagerie est le suivant :

- (i) nous mesurons la position de l'image de l'atome sur la caméra CCD en fonction de la position transverse du piège, qui est modifiée en translatant la fibre optique amenant le faisceau piège (810 nm) par rapport à l'objectif de microscope permettant de collimater ce faisceau : ceci nous donne la calibration *position sur la CCD/position de la fibre du piège* ;
- (ii) connaissant les optiques situées dans le chemin optique du piège dipolaire (l'objectif de microscope, un cube séparateur non représenté, et les neuf lentilles de MiGOu), on peut déterminer par le calcul la calibration *position de la fibre/position du piège dans le plan focal de MiGOu*.

En combinant ces deux calibrations, on peut déterminer le grandissement transverse du système d'imagerie vers la caméra CCD (*position sur la CCD/position du piège dans le plan focal de MiGOu*). Cette méthode est plus précise qu'un simple calcul du grandissement à partir de la position des optiques du système d'imagerie. En effet, le faisceau piège attaquant MiGOu est quasiment collimaté et nous connaissons parfaitement le profil des lentilles de MiGOu.

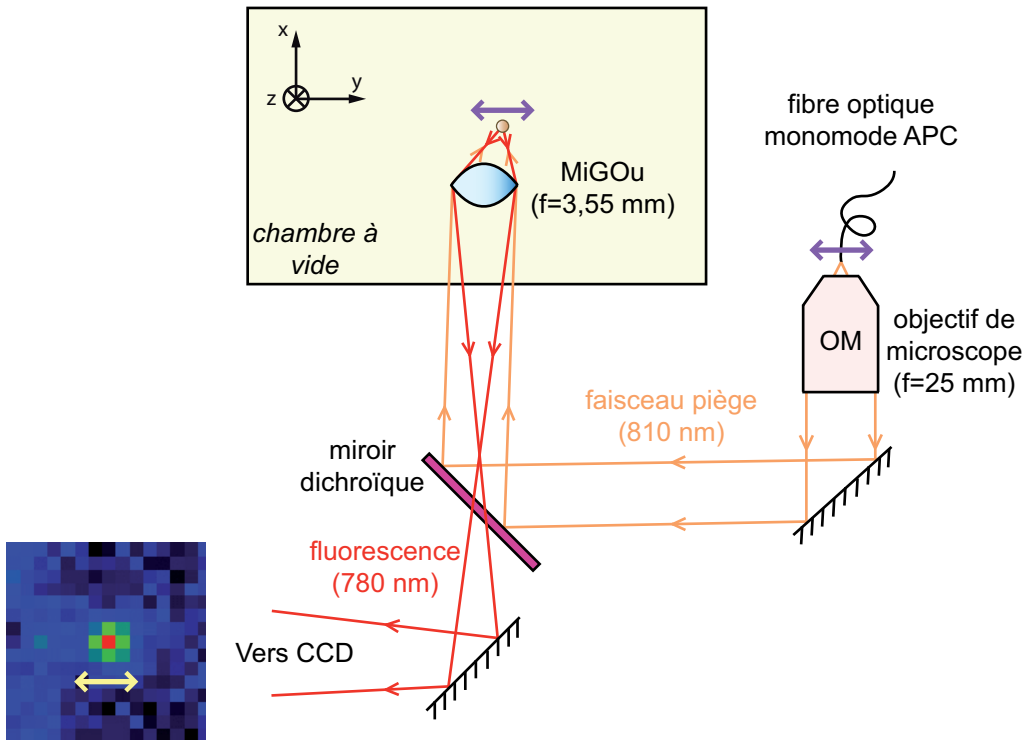


FIGURE B.2 – **Formation du piège dipolaire et imagerie CCD.** La distance focale de l'objectif de microscope est de 25 mm. La distance focale effective de MiGOu est de 3,55 mm. La fibre optique du piège dipolaire est fixée sur une monture micrométrique.

Le résultat de la mesure (i) est présenté sur la figure B.3 : on trouve une calibration de $(0,21 \pm 0,01)$ pixels/ μm en réalisant un ajustement linéaire des points mesurés. Le calcul (ii) nous dit qu'une translation de 1 μm de la fibre optique du piège dipolaire déplace le piège de 0,25 μm . On en déduit la calibration du système d'imagerie suivante :

$$1 \text{ pixel (CCD)} \iff 1,2 \mu\text{m (plan focal de MiGOu)} . \quad (\text{B.1})$$

Sachant qu'un pixel de la caméra mesure 25 μm , ceci revient à dire que le grandissement transverse du système d'imagerie est

$$\mathcal{G} = \frac{25}{1,2} = 20,8 . \quad (\text{B.2})$$

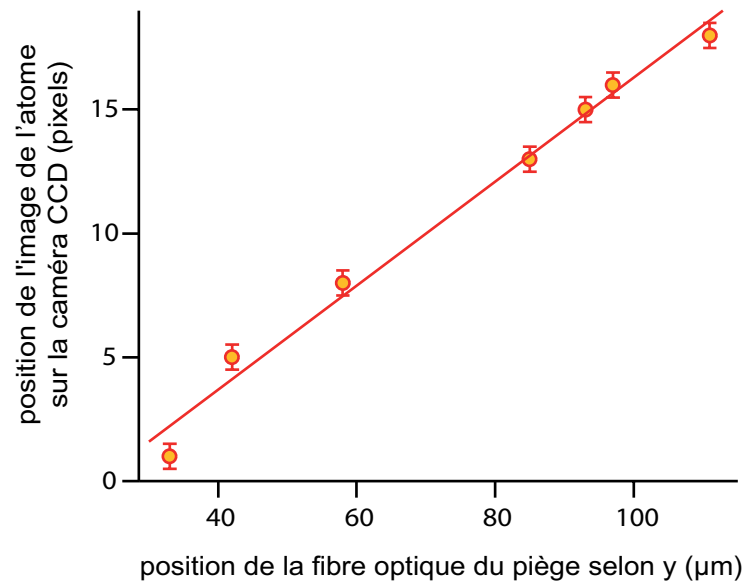


FIGURE B.3 – *Position de l'image de l'atome sur la caméra CCD en fonction de la position transverse (axe \hat{y}) de la fibre optique du piège dipolaire.*

Bibliographie

- [1] A. J. LEGGETT, Testing the limits of quantum mechanics : motivation, state of play, prospects, *J. Phys. : Condens. Matter* **14**, R415 (2002).
- [2] A. EINSTEIN, B. PODOLSKY, N. ROSEN, Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
- [3] S. J. FREEDMAN, J. F. CLAUSER, Experimental test of local hidden-variable theories, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 938 (1972).
- [4] A. ASPECT, P. GRANGIER, G. ROGER, Experimental tests of realistic local theories via Bell's theorem, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 460 (1981).
- [5] A. ASPECT, P. GRANGIER, G. ROGER, Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment : a new violation of Bell's inequalities, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 91 (1982).
- [6] A. ASPECT, J. DALIBARD, G. ROGER, Experimental test of Bell's theorem using time-varying analyzers, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804 (1982).
- [7] W. H. ZUREK, Decoherence and the transition from quantum to classical, *Physics Today* **44**, 36 (1991).
- [8] M. LAMEHI-RACHTI, W. MITTIG, Quantum mechanics and hidden variables : A test of Bell's inequality by the measurement of the spin correlation in low-energy proton-proton scattering, *Phys. Rev. D* **14**, 2543 (1976).
- [9] Y. HASEGAWA, R. LOIDL, G. BADUREK, M. BARON, H. RAUCH, Violation of a Bell-like inequality in single-neutron interferometry, *Nature* **425**, 45 (2003).
- [10] A. GO, Observation of Bell inequality violation in B mesons, *J. Mod. Opt.* **51**, 991 (2004).
- [11] Q. A. TURCHETTE, C. S. WOOD, B. E. KING, C. J. MYATT, D. LEIBFRIED, W. M. ITANO, C. MONROE, D. J. WINELAND, Deterministic entanglement of two trapped ions, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3631 (1998).
- [12] E. HAGLEY, X. MAÎTRE, G. NOGUES, C. WUNDERLICH, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND, S. HAROCHE, Generation of Einstein-Podolsky-Rosen pairs of atoms, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1 (1997).
- [13] B. JULSGAARD, A. KOZHEKIN, E. S. POLZIK, Experimental long-lived entanglement of two macroscopic objects, *Nature* **413**, 400 (2001).
- [14] C. W. CHOU, H. DE RIEDMATTEN, D. FELINTO, S. V. POLYAKOV, S. J. VAN ENK, H. J. KIMBLE, Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles, *Nature* **438**, 828 (2005).

- [15] D. N. MATSUKEVICH, T. CHANELIÈRE, S. D. JENKINS, S.-Y. LAN, T. A. B. KENNEDY, A. KUZMICH, Entanglement of remote atomic qubits, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 030405 (2006).
- [16] M. STEFFEN, M. ANSMANN, R. C. BIALCZAK, N. KATZ, E. LUCERO, R. MCDERMOTT, M. NEELEY, E. M. WEIG, A. N. CLELAND, J. M. MARTINIS, Measurement of the entanglement of two superconducting qubits via state tomography, *Science* **313**, 1423 (2006).
- [17] B. B. BLINOV, D. L. MOEHRING, L.-M. DUAN, C. MONROE, Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon, *Nature* **428**, 153 (2004).
- [18] J. VOLZ, M. WEBER, D. SCHLENK, W. ROSENFELD, J. VRANA, K. SAUCKE, C. KURTSIEFER, H. WEINFURTER, Observation of entanglement of a single photon with a trapped atom, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 030404 (2006).
- [19] D. L. MOEHRING, P. MAUNZ, S. OLMSCHENK, K. C. YOUNGE, D. N. MATSUKEVICH, L.-M. DUAN, C. MONROE, Entanglement of single-atom quantum bits at a distance, *Nature* **449**, 68 (2007).
- [20] J. BEUGNON, M. P. A. JONES, J. DINGJAN, B. DARQUIÉ, G. MESSIN, A. BROWAEYS, P. GRANGIER, Quantum interference between two single photons emitted by independently trapped atoms, *Nature* **440**, 779 (2006).
- [21] O. MANDEL, M. GREINER, A. WIDERA, T. ROM, T. W. HÄNSCH, I. BLOCH, Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms, *Nature* **425**, 937 (2003).
- [22] M. ANDERLINI, P. J. LEE, B. L. BROWN, J. SEBBY-STRABLEY, W. D. PHILLIPS, J. V. PORTO, Controlled exchange interaction between pairs of neutral atoms in an optical lattice, *Nature* **448**, 452 (2007).
- [23] D. JAKSCH, H.-J. BRIEGEL, J. I. CIRAC, C. W. GARDINER, P. ZOLLER, Entanglement of atoms via cold controlled collisions, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1975 (1999).
- [24] D. JAKSCH, J. I. CIRAC, P. ZOLLER, S. L. ROLSTON, R. CÔTÉ, M. D. LUKIN, Fast quantum gates for neutral atoms, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208 (2000).
- [25] V. VEDRAL, Quantifying entanglement in macroscopic systems, *Nature* **453**, 1004 (2008).
- [26] S. F. HUELGA, C. MACCHIAVELLO, T. PELLIZZARI, A. K. EKERT, Improvement of frequency standards with quantum entanglement, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3865 (1997).
- [27] C. F. ROOS, M. CHWALLA, K. KIM, M. RIEBE, R. BLATT, "Designer atoms" for quantum metrology, *Nature* **443**, 316 (2006).
- [28] J. PRESKILL, *Lecture notes on quantum computation*. [en ligne], 1997-2009. Disponible sur internet : < <http://www.theory.caltech.edu/people/preskill/ph229> >
- [29] C. H. BENNETT, G. BRASSARD, Quantum cryptography : public key distribution and coin tossing, *Proceedings of the IEEE international conference on computers, systems, and signal processing*. New York : IEEE Computer Society Press, 175 (1984).
- [30] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden, Quantum cryptography, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145 (2002).

-
- [31] N. J. CERF, P. GRANGIER, From quantum cloning to quantum key distribution with continuous variables : a review, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 324 (2007).
- [32] L.-M. DUAN, M. D. LUKIN, J. I. CIRAC, P. ZOLLER, Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics, *Nature* **414**, 413 (2001).
- [33] R. P. FEYNMAN, Simulating physics with computers, *Int. J. Theor. Phys.* **21**, 467 (1982).
- [34] D. DEUTSCH, Quantum theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer, *Proc. R. Soc. Lond. A* **400**, 97 (1985).
- [35] P. W. SHOR, Algorithms for quantum computation : discrete logarithms and factoring, *Proceedings of the 35th annual symposium on the foundations of computer science*. Los Alamitos : IEEE Computer Society Press, 124 (1994).
- [36] L. K. GROVER, Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 325 (1997).
- [37] D. P. DIVINCENZO, Two-bit gates are universal for quantum computation, *Phys. Rev. A* **51**, 1015 (1995).
- [38] H. J. BRIEGEL, D. E. BROWNE, W. DÜR, R. RAUSSENDORF, M. VAN DEN NEST, Measurement-based quantum computation, *Nature Phys.* **5**, 19 (2009).
- [39] L. M. K. VANDERSYPEN, M. STEFFEN, G. BREYTA, C. S. YANNONI, M. H. SHERWOOD, I. L. CHUANG, Experimental realization of Shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance, *Nature* **414**, 883 (2001).
- [40] R. BLATT, D. J. WINELAND, Entangled states of trapped atomic ions, *Nature* **453**, 1008 (2008).
- [41] R. MAIWALD, D. LEIBFRIED, J. BRITTON, J. C. BERGQUIST, G. LEUCHS, D. J. WINELAND, Stylus ion trap for enhanced access and sensing, *Nature Phys.* **5**, 551 (2009).
- [42] E. KNILL, R. LAFLAMME, G. J. MILBURN, A scheme for efficient quantum computation with linear optics, *Nature* **409**, 46 (2001).
- [43] P. WALTHER, K. J. RESCH, T. RUDOLPH, E. SCHENCK, H. WEINFURTER, V. VEDRAL, M. ASPELMEYER, A. ZEILINGER, Experimental one-way quantum computing, *Nature* **434**, 169 (2005).
- [44] M. S. TAME, R. PREVEDEL, M. PATERNOSTRO, P. BÖHI, M. S. KIM, A. ZEILINGER, Experimental realization of Deutsch's algorithm in a one-way quantum computer, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 140501 (2007).
- [45] J. H. PLANTENBERG, P. C. DE GROOT, C. J. P. M. HARMANS, J. E. MOOIJ, Demonstration of controlled-NOT quantum gates on a pair of superconducting quantum bits, *Nature* **447**, 836 (2007).
- [46] L. DICARLO, J. M. CHOW, J. M. GAMBETTA, L. S. BISHOP, B. R. JOHNSON, D. I. SCHUSTER, J. MAJER, A. BLAIS, L. FRUNZIO, S. M. GIRVIN, R. J. SCHOELKOPF, Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor, *Nature* **460**, 240 (2009).

- [47] J. WRACHTRUP, F. JELEZKO, Processing quantum information in diamond, *J. Phys. : Condens. Matter* **18**, S807 (2006).
- [48] R. HANSON, D. D. AWSCHALOM, Coherent manipulation of single spins in semiconductors, *Nature* **453**, 1043 (2008).
- [49] I. BLOCH, Quantum coherence and entanglement with ultracold atoms in optical lattices, *Nature* **453**, 1016 (2008).
- [50] W. S. BAKR, J. I. GILLEN, A. PENG, S. FÖLLING, M. GREINER, A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice, *Nature* **462**, 74 (2009).
- [51] P. J. LEE, M. ANDERLINI, B. L. BROWN, J. SEBBY-STRABLEY, W. D. PHILLIPS, J. V. PORTO, Sublattice addressing and spin-dependent motion of atoms in a double-well lattice, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 020402 (2007).
- [52] N. LUNDBLAD, J. M. OBRECHT, I. B. SPIELMAN, J. V. PORTO, Field-sensitive addressing and control of field-insensitive neutral-atom qubits, *Nature Phys.* **5**, 575 (2009).
- [53] D. D. YAVUZ, P. B. KULATUNGA, E. URBAN, T. A. JOHNSON, N. PROITE, T. HENAGE, T. G. WALKER, M. SAFFMAN, Fast ground state manipulation of neutral atoms in microscopic optical traps, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 063001 (2006).
- [54] M. P. A. JONES, J. BEUGNON, A. GAËTAN, J. ZHANG, G. MESSIN, A. BROWAEYS, P. GRANGIER, Fast quantum state control of a single trapped neutral atom, *Phys. Rev. A* **75**, 040301 (2007).
- [55] 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, Two-dimensional transport and transfer of a single atomic qubit in optical tweezers, *Nature Phys.* **3**, 696 (2007).
- [56] L. TIAN, P. RABL, R. BLATT, P. ZOLLER, Interfacing quantum-optical and solid-state qubits, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 247902 (2004).
- [57] P. RABL, D. DEMILLE, J. M. DOYLE, M. D. LUKIN, R. J. SCHOELKOPF, P. ZOLLER, Hybrid quantum processors : molecular ensembles as quantum memory for solid state circuits, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 033003 (2006).
- [58] A. ASPURU-GUZI, A. D. DUTOI, P. J. LOVE, M. HEAD-GORDON, Simulated quantum computation of molecular energies, *Science* **309**, 1704 (2005).
- [59] 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.
- [60] N. SCHLOSSER, *Étude et réalisation de micro-pièges dipolaires optiques pour atomes neutres*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2001. Disponible sur internet : < <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00001195> >
- [61] G.-O. REYMOND, *Études expérimentales d'atomes dans un piège dipolaire microscopique*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2002. Disponible sur internet : < <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00002178> >

- [62] 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 internet : < <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00011604> >
- [63] J. 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*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2007. Disponible sur internet : < <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00185446> >
- [64] A. ASHKIN, Acceleration and trapping of particles by radiation pressure, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 156 (1970).
- [65] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC, G. GRYNBERG, *Processus d'interaction entre photons et atomes*. Paris : InterEditions, 1988.
- [66] T. PUPPE, I. SCHUSTER, A. GROTHE, A. KUBANEK, K. MURR, P. W. H. PINKSE, G. REMPE, Trapping and observing single atoms in a blue-detuned intracavity dipole trap, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 013002 (2007).
- [67] R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER, Y. B. OVCHINNIKOV, Optical dipole traps for neutral atoms, *Adv. At. Mol. Phys.* **42**, 95 (2000).
- [68] D. A. STECK, *Rubidium 87 D line data*. [en ligne], 2009. Disponible sur internet : < <http://steck.us/alkalidata> >
- [69] N. SCHLOSSER, G. REYMOND, I. PROTSENKO, P. GRANGIER, Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap, *Nature* **411**, 1024 (2001).
- [70] S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, M. MÜLLER, V. GOMER, D. MESCHÉDE, Deterministic delivery of a single atom, *Science* **293**, 278 (2001).
- [71] M. WEBER, J. VOLZ, K. SAUCKE, C. KURTSIEFER, H. WEINFURTER, Analysis of a single-atom dipole trap, *Phys. Rev. A* **73**, 043406 (2006).
- [72] Y. R. P. SORTAIS, H. MARION, C. TUCHENDLER, A. M. LANCE, M. LAMARE, P. FOURNET, C. ARMELLIN, R. MERCIER, G. MESSIN, A. BROWAEYS, P. GRANGIER, Diffraction-limited optics for single atom manipulation, *Phys. Rev. A* **75**, 013406 (2007).
- [73] C. TUCHENDLER, A. M. LANCE, A. BROWAEYS, Y. R. P. SORTAIS, P. GRANGIER, Energy distribution and cooling of a single atom in an optical tweezer, *Phys. Rev. A* **78**, 033425 (2008).
- [74] H. ENGLER, T. WEBER, M. MUDRICH, R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER, Very long storage times and evaporative cooling of cesium atoms in a quasidelectrostatic dipole trap, *Phys. Rev. A* **62**, 031402 (2000).
- [75] C. G. TOWNSEND, N. H. EDWARDS, C. J. COOPER, K. P. ZETIE, C. J. FOOT, A. M. STEANE, P. SZRIFTGISER, H. PERRIN, J. DALIBARD, Phase-space density in the magneto-optical trap, *Phys. Rev. A* **52**, 1423 (1995).
- [76] B. H. BRANSDEN, C. J. JOACHAIN, *Physics of atoms and molecules*, Prentice Hall, 2003.
- [77] K. D. BONIN, T. J. MCILRATH, Two-photon electric-dipole selection rules, *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 52 (1984).

- [78] D. SCHRADER, I. DOTSENKO, M. KHUDAVERDYAN, Y. MIROSHNYCHENKO, A. RAUSCHENBEUTEL, D. MESCHÉDE, Neutral atom quantum register, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 150501 (2004).
- [79] 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, D. J. WINELAND, Hyperfine coherence in the presence of spontaneous photon scattering, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 030403 (2005).
- [80] S. HAROCHE, *Cours du collège de France*. [en ligne], 2001-2009. Disponible sur internet : < <http://www.cqed.org/college/collegeparis.html> >
- [81] S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, I. DOTSENKO, Y. MIROSHNYCHENKO, A. RAUSCHENBEUTEL, D. MESCHÉDE, Analysis of dephasing mechanisms in a standing-wave dipole trap, *Phys. Rev. A* **72**, 023406 (2005).
- [82] W. M. ITANO, J. C. BERGQUIST, J. J. BOLLINGER, J. M. GILLIGAN, D. J. HEINZEN, F. L. MOORE, M. G. RAIZEN, D. J. WINELAND, Quantum projection noise : population fluctuations in two-level systems, *Phys. Rev. A* **47**, 3554 (1993).
- [83] C. E. LANGER, *High fidelity quantum information processing with trapped ions*. Thèse de doctorat, Université du Colorado, 2006. Disponible sur internet : < http://tf.nist.gov/ion/qucomp/papers/clthesis/langer_phdthesis.pdf >
- [84] R. ZHAO, Y. O. DUDIN, S. D. JENKINS, C. J. CAMPBELL, D. N. MATSUKEVICH, T. A. B. KENNEDY, A. KUZMICH, Long-lived quantum memory, *Nature Phys.* **5**, 100 (2009).
- [85] B. ZHAO, Y.-A. CHEN, X.-H. BAO, T. STRASSEL, C.-S. CHUU, X.-M. JIN, J. SCHMIEDMAYER, Z.-S. YUAN, S. CHEN, J.-W. PAN, A millisecond quantum memory for scalable quantum networks, *Nature Phys.* **5**, 95 (2009).
- [86] M. REETZ-LAMOUR, T. AMTHOR, J. DEIGLMAYR, M. WEIDEMÜLLER, Rabi oscillations and excitation trapping in the coherent excitation of a mesoscopic frozen Rydberg gas, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 253001 (2008).
- [87] T. A. JOHNSON, E. URBAN, T. HENAGE, L. ISENHOWER, D. D. YAVUZ, T. G. WALKER, M. SAFFMAN, Rabi oscillations between ground and Rydberg states with dipole-dipole atomic interactions, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 113003 (2008).
- [88] T. F. GALLAGHER, *Rydberg atoms*. Cambridge Univ. Press, 1994.
- [89] W. LI, I. MOURACHKO, M. W. NOEL, T. F. GALLAGHER, Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap : quantum defects of the ns, np, and nd series, *Phys. Rev. A* **67**, 052502 (2003).
- [90] J. HAN, Y. JAMIL, D. V. L. NORUM, P. J. TANNER, T. F. GALLAGHER, Rb *nf* quantum defects from millimeter-wave spectroscopy of cold ⁸⁵Rb Rydberg atoms, *Phys. Rev. A* **74**, 054502 (2006).
- [91] R. HEIDEMANN, *Rydberg excitation of Bose-Einstein condensates : coherent collective dynamics*. Thèse de doctorat, Université de Stuttgart, 2008. Disponible sur internet : < <http://www.pi5.uni-stuttgart.de/dissertations/heidemann2008.pdf> >
- [92] T. VOGT, M. VITEAU, A. CHOTIA, J. ZHAO, D. COMPARAT, P. PILLET, Electric-field induced dipole blockade with Rydberg atoms, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 073002 (2007).

- [93] P. PILLET, R. KACHRU, N. H. TRAN, W. W. SMITH, T. F. GALLAGHER, Radiative Rydberg-atom — Rydberg-atom collisions in the strong-field regime, *Phys. Rev. A* **36**, 1132 (1987).
- [94] T. FÖRSTER, Intermolecular energy migration and fluorescence, *Ann. Phys. (Leipzig)* **2**, 55 (1948).
- [95] T. RITZ, A. DAMJANOVIC, K. SCHULTEN, The quantum physics of photosynthesis, *ChemPhysChem* **3**, 243 (2002).
- [96] T. VOGT, M. VITEAU, J. ZHAO, A. CHOTIA, D. COMPARAT, P. PILLET, Dipole blockade at Förster resonances in high resolution laser excitation of Rydberg states of Cesium atoms, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 083003 (2006).
- [97] T. G. WALKER, M. SAFFMAN, Consequences of Zeeman degeneracy for the van der Waals blockade between Rydberg atoms, *Phys. Rev. A* **77**, 032723 (2008).
- [98] S. D. HOGAN, C. SEILER, F. MERKT, Rydberg-state-enabled deceleration and trapping of cold molecules, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 123001 (2009).
- [99] M. SAFFMAN, 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).
- [100] J. H. HOOGENRAAD, L. D. NOORDAM, Rydberg atoms in far-infrared radiation fields. I. Dipole matrix elements of H, Li, and Rb, *Phys. Rev. A* **57**, 4533 (1998).
- [101] F. GOUNAND, Calculation of radial matrix elements and radiative lifetimes for highly excited states of alkali atoms using the Coulomb approximation, *J. Phys. (Paris)* **40**, 457 (1979).
- [102] D. TONG, S. M. FAROOQI, J. STANOJEVIC, S. KRISHNAN, Y. P. ZHANG, R. CÔTÉ, E. E. EYLER, P. L. GOULD, Local blockade of Rydberg excitation in an ultracold gas, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 063001 (2004).
- [103] K. SINGER, M. REETZ-LAMOUR, T. AMTHOR, L. G. MARCASSA, M. WEIDEMÜLLER, Suppression of excitation and spectral broadening induced by interactions in a cold gas of Rydberg atoms, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 163001 (2004).
- [104] K. AFROUSHEH, P. BOHLOULI-ZANJANI, D. VAGALE, A. MUGFORD, M. FEDOROV, J. D. D. MARTIN, Spectroscopic observation of resonant electric dipole-dipole interactions between cold Rydberg atoms, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 233001 (2004).
- [105] T. CUBEL LIEBISCH, A. REINHARD, P. R. BERMAN, G. RAITHEL, Atom counting statistics in ensembles of interacting Rydberg atoms, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 253002 (2005); *erratum* **98**, 109903 (2007).
- [106] C. S. E. VAN DITZHUIJZEN, A. F. KOENDERINK, J. V. HERNÁNDEZ, F. ROBICHEAUX, L. D. NOORDAM, H. B. VAN LINDEN VAN DEN HEUVELL, Spatially resolved observation of dipole-dipole interaction between Rydberg atoms, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 243201 (2008).
- [107] T. CUBEL, B. K. TEO, V. S. MALINOVSKY, J. R. GUEST, A. REINHARD, B. KNUFFMAN, P. R. BERMAN, G. RAITHEL, Coherent population transfer of ground-state atoms into Rydberg states, *Phys. Rev. A* **72**, 023405 (2005).

- [108] J. DEIGLMAYR, M. REETZ-LAMOUR, T. AMTHOR, S. WESTERMANN, A. L. DE OLIVEIRA, M. WEIDEMÜLLER, Coherent excitation of Rydberg atoms in an ultracold gas, *Opt. Comm.* **264**, 293 (2006).
- [109] Y. MIROSHNYCHENKO, A. GAËTAN, C. EVELLIN, P. GRANGIER, D. COMPARAT, P. PILLET, T. WILK, A. BROWAEYS, Coherent excitation of a single atom to a Rydberg state, *Phys. Rev. A* [sous presse].
- [110] A. GAËTAN, Y. MIROSHNYCHENKO, T. WILK, A. CHOTIA, M. VITEAU, D. COMPARAT, P. PILLET, A. BROWAEYS, P. GRANGIER, Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime, *Nature Phys.* **5**, 115 (2009).
- [111] B. BURGHARDT, W. JITSCHIN, G. MEISEL, Precise rf tuning for cw dye lasers, *Appl. Phys.* **20**, 141 (1979).
- [112] B. G. LINDSAY, K. A. SMITH, F. B. DUNNING, Control of long-term output frequency drift in commercial dye lasers, *Rev. Sci. Instr.* **62**, 1656 (1991).
- [113] B. E. A. SALEH, M. C. TEICH, *Fundamentals of photonics*. JohnWiley & Sons, 1991.
- [114] C. GABBANINI, S. GOZZINI, A. LUCCHESINI, Photoionization cross section measurement in a Rb vapor cell trap, *Opt. Com.* **141**, 25 (1997).
- [115] S. A. LEE, J. HELMCKE, J. L. HALL, Doppler-free two-photon transitions to Rydberg levels : convenient, useful, and precise reference wavelengths for dye lasers, *Opt. Lett.* **3**, 141 (1978).
- [116] T. A. FULTON, G. J. DOLAN, Observation of single-electron charging effects in small tunnel junctions, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 109 (1987).
- [117] K. ONO, D. G. AUSTING, Y. TOKURA, S. TARUCHA, Current rectification by Pauli exclusion in a weakly coupled double quantum dot system, *Science* **297**, 1313 (2002).
- [118] R. LETURCQ, C. STAMPFER, K. INDERBITZIN, L. DURRER, C. HIEROLD, E. MARIANI, M. G. SCHULTZ, F. VON OPPEN, K. ENSSLIN, Franck-Condon blockade in suspended carbon nanotube quantum dots, *Nature Phys.* **5**, 327 (2009).
- [119] K. M. BIRNBAUM, A. BOCA, R. MILLER, A. D. BOOZER, T. E. NORTHUP, H. J. KIMBLE, Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom, *Nature* **436**, 87 (2005).
- [120] P. CHEINET, S. TROTZKY, M. FELD, U. SCHNORRBERGER, M. MORENO-CARDONER, S. FÖLLING, I. BLOCH, Counting atoms using interaction blockade in an optical superlattice, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 090404 (2008).
- [121] J. M. RAIMOND, G. VITRANT, S. HAROCHE, Spectral line broadening due to the interaction between very excited atoms : the dense Rydberg gas, *J. Phys. B* **14**, L655 (1981).
- [122] R. HEIDEMANN, U. RAITZSCH, V. BENDKOWSKY, B. BUTSCHER, R. LÖW, L. SANTOS, T. PFAU, Evidence for coherent collective Rydberg excitation in the strong blockade regime, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 163601 (2007).
- [123] R. HEIDEMANN, U. RAITZSCH, V. BENDKOWSKY, B. BUTSCHER, R. LÖW, T. PFAU, Rydberg excitation of Bose-Einstein condensates, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 033601 (2008).

-
- [124] E. URBAN, T. A. JOHNSON, T. HENAGE, L. ISENHOWER, D. D. YAVUZ, T. G. WALKER, M. SAFFMAN, Observation of Rydberg blockade between two atoms, *Nature Phys.* **5**, 110 (2009).
- [125] R. G. DEVOE, R. G. BREWER, Observation of superradiant and subradiant spontaneous emission of two trapped ions, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2049 (1996).
- [126] T. AMTHOR, M. REETZ-LAMOUR, S. WESTERMANN, J. DENSKAT, M. WEIDEMÜLLER, Mechanical effect of van der Waals interactions observed in real time in an ultracold Rydberg gas, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 023004 (2007).
- [127] T. G. WALKER, M. SAFFMAN, Zeros of Rydberg-Rydberg Förster interactions, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **38**, S309 (2005).
- [128] R. H. DICKE, Coherence in spontaneous radiation processes, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
- [129] C. H. GREENE, A. S. DICKINSON, H. R. SADEGHPOUR, Creation of polar and nonpolar ultra-long-range Rydberg molecules, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2458 (2000).
- [130] C. BOISSEAU, I. SIMBOTIN, R. CÔTÉ, Macrodimers : Ultralong range Rydberg molecules, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 133004 (2002).
- [131] I. C. H. LIU, J. STANOJEVIC, J. M. ROST, Ultra-long-range Rydberg trimers with a repulsive two-body interaction, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 173001 (2009).
- [132] S. M. FAROOQI, D. TONG, S. KRISHNAN, J. STANOJEVIC, Y. P. ZHANG, J. R. ENSHER, A. S. ESTRIN, C. BOISSEAU, R. CÔTÉ, E. E. EYLER, P. L. GOULD, Long-range molecular resonances in a cold Rydberg gas, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 183002 (2003).
- [133] V. BENDKOWSKY, B. BUTSCHER, J. NIPPER, J. P. SHAFFER, R. LÖW, T. PFAU, Observation of ultralong-range Rydberg molecules, *Nature* **458**, 1005 (2009).
- [134] K. R. OVERSTREET, A. SCHWETTMANN, J. TALLANT, D. BOOTH, J. P. SHAFFER, Observation of electric-field-induced Cs Rydberg atom macrodimers, *Nature Phys.* **5**, 581 (2009).
- [135] H. B. G. CASIMIR, D. POLDER, The influence of retardation on the London-van der Waals forces, *Phys. Rev.* **73**, 360 (1948).
- [136] T. J. CARROLL, K. CLARINGBOULD, A. GOODSSELL, M. J. LIM, M. W. NOEL, Angular dependence of the dipole-dipole interaction in a nearly one-dimensional sample of Rydberg atoms, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 153001 (2004).
- [137] A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, J. M. RAIMOND, S. HAROCHE, Coherent operation of a tunable quantum phase gate in cavity QED, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5166 (1999).
- [138] A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND, S. HAROCHE, Step-by-step engineered multiparticle entanglement, *Science* **288**, 2024 (2000).
- [139] J. F. CLAUSER, M. A. HORNE, A. SHIMONY, R. A. HOLT, Proposed experiment to test local hidden-variable theories, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880 (1969).
- [140] J. S. BELL, On the Einstein Podolsky Rosen paradox, *Physics* **1**, 195 (1964).

- [141] S. J. VAN ENK, N. LÜTKENHAUS, H. J. KIMBLE, Experimental procedures for entanglement verification, *Phys. Rev. A* **75**, 052318 (2007).
- [142] C. A. SACKETT, D. KIELPINSKI, B. E. KING, C. LANGER, V. MEYER, C. J. MYATT, M. ROWE, Q. A. TURCHETTE, W. M. ITANO, D. J. WINELAND, C. MONROE, Experimental entanglement of four particles, *Nature* **404**, 256 (2000).
- [143] A. GAËTAN, C. EVELLIN, J. WOLTERS, P. GRANGIER, T. WILK, A. BROWAEYS, Analysis of the entanglement between two individual atoms using global Raman rotations, *New J. Phys.* **12**, 065040 (2010).
- [144] T. WILK, A. GAËTAN, C. EVELLIN, J. WOLTERS, Y. MIROSHNYCHENKO, P. GRANGIER, A. BROWAEYS, Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010502 (2010).
- [145] I. E. PROTSENKO, G. REYMOND, N. SCHLOSSER, P. GRANGIER, Operation of a quantum phase gate using neutral atoms in microscopic dipole traps, *Phys. Rev. A* **65**, 052301 (2002).
- [146] M. MÜLLER, I. LESANOVSKY, H. WEIMER, H. P. BÜCHLER, P. ZOLLER, Mesoscopic Rydberg gate based on electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 170502 (2009).
- [147] R. CÔTÉ, A. RUSSELL, E. E. EYLER, P. L. GOULD, Quantum random walk with Rydberg atoms in an optical lattice, *New J. Phys.* **8**, 156 (2006).
- [148] G. PUPILLO, A. MICHELI, M. BONINSEGNI, I. LESANOVSKY, P. ZOLLER, Strongly correlated gases of Rydberg-dressed atoms : quantum and classical dynamics, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 223002 (2010).
- [149] T. LAHAYE, J. METZ, B. FRÖHLICH, T. KOCH, M. MEISTER, A. GRIESMAIER, T. PFAU, H. SAITO, Y. KAWAGUCHI, M. UEDA, *d*-wave collapse and explosion of a dipolar Bose-Einstein condensate, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 080401 (2008).
- [150] D. MØLLER, L. B. MADSEN, K. MØLMER, Quantum gates and multiparticle entanglement by Rydberg excitation blockade and adiabatic passage, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 170504 (2008).
- [151] M. SAFFMAN, K. MØLMER, Efficient multiparticle entanglement via asymmetric Rydberg blockade, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 240502 (2009).
- [152] M. SAFFMAN, T. G. WALKER, Creating single-atom and single-photon sources from entangled atomic ensembles, *Phys. Rev. A* **66**, 065403 (2002).
- [153] L. ISENHOWER, E. URBAN, X. L. ZHANG, A. T. GILL, T. HENAGE, T. A. JOHNSON, T. G. WALKER, M. SAFFMAN, Demonstration of a neutral atom controlled-NOT quantum gate, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010503 (2010).
- [154] S. BERGAMINI, B. DARQUIÉ, M. JONES, L. JACUBOWIEZ, A. BROWAEYS, P. GRANGIER, Holographic generation of microtrap arrays for single atoms by use of a programmable phase modulator, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1889 (2004).
- [155] M. D. LUKIN, M. FLEISCHHAUER, R. COTE, L. M. DUAN, D. JAKSCH, J. I. CIRAC, P. ZOLLER, Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).

Résumé

Considérons un système quantique constitué de deux sous-systèmes : on dit qu'il est dans un état intriqué s'il existe des corrélations quantiques entre les états de ces derniers. La compréhension et la mise en œuvre d'états intriqués ont de nombreuses applications (métrologie quantique, étude des systèmes fortement corrélés, traitement quantique de l'information, etc.) et constituent le contexte général de ce travail de thèse.

Plus en détail, nous démontrons la réalisation d'un état intriqué de deux atomes neutres piégés indépendamment. Pour cela, nous exploitons le phénomène de blocage de Rydberg : lorsqu'on essaie d'exciter simultanément deux atomes séparés de quelques micromètres vers un état de Rydberg donné, la forte interaction entre atomes de Rydberg peut empêcher cette excitation simultanée. Dans ce cas, seul un des deux atomes est excité et l'on génère ainsi des corrélations quantiques entre les états des deux atomes, c'est-à-dire de l'intrication.

Dans notre expérience, deux atomes de ^{87}Rb dans l'état fondamental $5\text{S}_{1/2}$ sont piégés chacun dans une pince optique microscopique, à une distance relative de 4 micromètres. En réalisant des transitions entre l'état $5\text{S}_{1/2}$ et l'état de Rydberg $58\text{D}_{3/2}$ par des transitions à deux photons, nous obtenons un état intriqué des deux atomes dans les sous-niveaux $|5\text{S}_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$ et $|5\text{S}_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$. Afin de quantifier l'intrication, nous mesurons la fidélité par rapport à l'état-cible en réalisant des transitions Raman entre ces deux sous-niveaux. La fidélité des paires d'atomes présentes à la fin de l'expérience est supérieure à la valeur seuil de 0,5, ce qui prouve la création d'un état intriqué.

Mots-clés : intrication, manipulations d'atomes uniques, atomes de Rydberg, information quantique, corrélations quantiques, oscillation de Rabi, transitions Raman, pince optique.

Abstract

Consider a quantum system composed of two sub-systems : this system is said to be entangled if there are quantum correlations between the states of the latter. The understanding and the engineering of entanglement have implications in quantum metrology, quantum information processing and in the study of strongly correlated systems, and constitute the general context of this work.

In this thesis, we demonstrate the realisation of an entangled state of two independently trapped atoms. We generate entanglement using the Rydberg blockade. This phenomenon occurs when two atoms are close enough so that the interaction between two Rydberg atoms is strong : in this case the simultaneous excitation of the two atoms by the same driving pulse may be prevented. Thus, only one atom is excited and this creates quantum correlations between their states, namely entanglement.

In our experiment, two ground state ($5\text{S}_{1/2}$) ^{87}Rb atoms are independently trapped in optical tweezers, with a relative separation of 4 micrometers. By driving two-photon transitions between the $5\text{S}_{1/2}$ state and the $58\text{D}_{3/2}$ Rydberg state, we entangle the two atoms in the $|5\text{S}_{1/2}, f = 1, m_f = 1\rangle$ and $|5\text{S}_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle$ sublevels. To quantify the amount of entanglement, we measure the fidelity with respect to the target state by driving Raman transitions between those two sublevels. The fidelity of the pairs of atoms present at the end of the experiment is higher than the threshold value of 0.5, proving the creation of an entangled state of the two atoms.

Keywords : entanglement, single atom manipulation, Rydberg atoms, quantum information, quantum correlations, Rabi oscillation, Raman transitions, optical tweezers.