Département de Physique
de l'École Normale Supérieure

Laboratoire Kastler Brossel



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité : **Physique Quantique**

présentée par

Raul CELISTRINO TEIXEIRA

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris VI

Sujet :

Effets mécaniques de l'interaction dipolaire des atomes de Rydberg sondés par spectroscopie microonde

Soutenue le 17/09/2014 devant le jury composé de :

Dr.	Antoine Browaeys	Rapporteur
Dr.	Michel Brune	Directeur de thèse
Pr.	Gwendal Fève	
Dr.	Sébastien Gleyzes	Co-directeur de thèse
Dr.	Robin Kaiser	
Pr.	Matthias Weidemüller	Rapporteur

Table des matières

Introduction **1**

I Les atomes de Rydberg alcalins en interaction **9**

I.1 Le Hamiltonien de l'atome de Rydberg. Le défaut quantique 10
I.2 Le temps de vie des atomes de Rydberg 13
I.2.1 Temps de vie du niveau 60S à température nulle 14
I.2.2 Temps de vie du niveau 60S à température finie 14
I.3 Interaction dipolaire 16
I.3.1 Des antennes qui se parlent 16
I.3.2 Le niveau 60S-60S 17
I.3.3 Les autres niveaux nS-nS 21
I.3.4 Les niveaux 60S-nS 21
I.4 Blocage dipolaire 23
I.4.1 Le Hamiltonien du système 23
I.4.1.a La limite sans interactions 24
I.4.1.b La limite du blocage complet 25
I.4.1.c Le rayon de blocage 26
I.4.2 L'extension spatiale d'un condensat de Bose-Einstein 27
I.4.3 Simuler le blocage dipolaire dans un petit BEC 30

II Le montage expérimental : piéger et refroidir des atomes de ^{87}Rb **37**

II.1 Le cryostat 38
II.2 La puce à atomes 41
II.2.1 Dessin de la puce 41
II.2.1.a Le piège de Ioffe-Pritchard avec fil en forme de Z 42
II.2.1.b Définition de la géométrie du fil Z 46
II.2.1.c Le champ quadrupolaire du fil en U 49
II.3 La séquence expérimentale de piégeage et refroidissement 49
II.3.1 Pièges magnéto-optiques pour le ^{87}Rb 49
II.3.1.a Le 2D-MOT 50
II.3.1.b Le 3D-MOT miroir de la bobine quadrupolaire 52
II.3.1.c Le 3D-MOT miroir du fil U 55
II.3.2 La mélasse optique 56

II.3.3 Le pompage optique . . . 56
II.3.4 Le refroidissement évaporatif. Le condensat de Bose-Einstein 56
II.3.5 L'évaporation des atomes piégés dans le sous-niveau $m_F = +1$ . . . 59
II.4 L'imagerie atomique . . . 62
II.4.1 Système optique de l'imagerie par absorption . . . 63
II.4.2 Détermination du nombre d'atomes à partir de la densité optique . 65

III Excitation et détection d'atomes de Rydberg dans des nuages froids 71

III.1 Excitation et détection des atomes de Rydberg . . . 71
III.1.1 L'excitation à deux photons . . . 72
III.1.2 La détection des atomes de Rydberg . . . 74
III.1.2.a La détection par ionisation . . . 74
III.1.2.b L'ionisation diabatique et adiabatique . . . 76
III.1.2.c Effets d'interaction dipolaire sur les signaux d'ionisation . 78
III.1.2.d Linéarité de la détection . . . 81
III.1.3 Les premiers spectres . . . 82
III.1.3.a L'effet Stark . . . 85
III.2 Contrôle des champs électriques . . . 87
III.2.1 Dépôt de ^{87}Rb sur la surface de la puce . . . 87
III.2.2 Mesure des champs électriques par spectroscopie micro-onde 89
III.2.3 Spectroscopie Ramsey . . . 92
III.2.4 Échos de spin . . . 94
III.3 Mesure du temps de vie des atomes de Rydberg . . . 95
III.4 Excitations de Rydberg dans le BEC . . . 97
III.4.1 L'interaction de champ moyen 5S-60S . . . 97
III.4.2 Préparation d'un BEC à petit nombre d'atomes . . . 99

IV Mouvement et distribution d'énergie des atomes de Rydberg en interaction 103

IV.1 Panorama de l'étude d'excitation d'atomes de Rydberg en forte interaction dans des nuages froids . . . 104
IV.1.1 La saturation de l'excitation Rydberg à résonance dans un nuage dense 104
IV.1.2 L'excitation de Rydberg dans un nuage dense à différents désaccords laser . . . 105
IV.2 Spectroscopie micro-onde d'atomes de Rydberg en forte interaction 109
IV.2.1 Hamiltonien du système avec couplage micro-onde entre niveaux de Rydberg . . . 111
IV.2.1.a Le cas simple N = 2 . . . 112
IV.2.1.b Les états à zéro ou une excitation – cas général à N atomes 116
IV.2.1.c Modélisation Monte Carlo de l'excitation laser d'atomes 60S dans un nuage dense . . . 118

IV.2.1.d Calcul du spectre des transitions 60S → 57S et 60S → 61S 119
IV.2.2 La séquence expérimentale 121
IV.2.3 Spectres micro-onde 60S → 57S et 60S → 61S dans le régime de fortes interactions 124
IV.2.3.a L'ionisation par collision 60S-57S 126
IV.2.4 Distributions d'énergie à différents désaccords laser 127
IV.2.4.a Distribution spatiale des atomes de Rydberg excités à résonance 127
IV.2.4.b Estimation des effets d'excitation collective au centre du nuage 129
IV.2.4.c Excitation de Rydberg à désaccord positif 130
IV.3 Mouvement des atomes de Rydberg 131
IV.3.1 Mouvement d'une paire d'atomes par interaction de Van der Waals 132
IV.3.2 Mouvement d'un ensemble d'atomes 60S 133
IV.4 Spectroscopie 5S → 60S à différentes durées d'impulsion laser 139
IV.4.1 Spectres laser à différentes durées d'impulsion 141

Conclusion **145**

Annexes **150**

A Fabrication de la puce et caractérisation résistive des matériaux **151**
A.1 Étapes de fabrication 151
A.2 Caractérisation résistive des matériaux 153

B Effet Zeeman quadratique dans les pièges magnétiques **159**

C Largeur et stabilité spectrale des lasers **163**
C.1 Table d'optique des lasers d'excitation 163
C.2 Interférométrie hétérodyne décalée en temps 165

D Décomprimer et déplacer le piège magnétique **173**
D.1 Un critère d'adiabaticité 174
D.2 La décompression : s'éloigner de la puce 176
D.3 La correction du mouvement sur la direction x 177

Bibliographie **181**

Table des figures

I.1 Fonction radiale de l'atome de Rydberg 13
I.2 Coefficients d'Einstein pour le calcul du temps de vie du niveau 60S . . . 15
I.3 Partie radiale du dipôle électrique entre niveaux $\left|n\mathrm{P}_{1/2}\right\rangle$ et $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$ . . . 18
I.4 Spectre des énergies des paires d'atomes autour du niveau $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$ comme fonction de la distance 19
I.5 Énergie du niveau $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$ comme fonction de la distance 20
I.6 Interaction dipolaire entre $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$ et $\left|61\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$ 22
I.7 Représentation en sphère de Bloch d'un spin de dimension $N+1$; Schéma général des états d'un système à N atomes à deux niveaux 25
I.8 Blocage dipolaire à deux atomes 26
I.9 Dimensions spatiales d'un BEC comme fonction du nombre d'atomes . . 31
I.10 Simulation de l'évolution de l'excitation atomique vers le niveau $|60\mathrm{S}\rangle$ dans un BEC 33
I.11 Tirage au sort de la position des atomes pour simuler le blocage 35

II.1 Vue schématique du cryostat 39
II.2 Coeur de l'expérience 40
II.3 Photo et vue 3D de la puce 42
II.4 Champ magnétique créé par un fil infini plus un champ perpendiculaire de biais 44
II.5 Champ magnétique du piège de Ioffe-Pritchard sur la direction x 46
II.6 Pièges magnétiques comme fonction de la longueur du fil Z et de la distance à la puce 47
II.7 Transitions électroniques utilisées pour le piégeage du ^{87}Rb 50
II.8 Schéma du 2D-MOT 51
II.9 3D-MOT miroir 53
II.10 Champ magnétique créé par la bobine quadrupolaire plus des champs de biais 54
II.11 Séquence expérimentale 57
II.12 Refroidissement évaporatif 58

II.13 BEC 59
II.14 Image par absorption d'un BEC avec reste d'évaporation dans le sous-niveau $m_F = +1$ 60
II.15 Sous-niveaux Zeeman pour l'évaporation micro-onde. Schéma de l'antenne micro-onde. 61
II.16 Système optique de l'imagerie atomique par absorption 62
II.17 Schéma des faisceaux sonde réfléchis sur la surface de la puce 64
II.18 Image de la mélasse optique par absorption de côté 65
II.19 Calibration du nombre d'atomes par imagerie d'absorption 69

III.1 Schéma d'excitation à deux photons du niveau 60S 72
III.2 Schéma d'excitation et détection des atomes de Rydberg 74
III.3 Circuit de contrôle des électrodes d'ionisation 75
III.4 Diagramme Stark des niveaux de Rydberg à grands champs électriques . 77
III.5 Rampe de tension d'ionisation et signaux d'ionisation du niveau 60s . . . 78
III.6 Signaux d'ionisation d'excitation 5S $\rightarrow$ 60S à résonance 79
III.7 Signaux d'ionisation d'excitation 5S $\rightarrow$ 60S avec désaccord de 2,4 MHz . . 81
III.8 Calibration de la linéarité de la détection d'ions 82
III.9 Spectres laser de la transition 5S-60S avant dépôt de rubidium 83
III.10 Diagramme Stark pour le niveau 60S 86
III.11 Version finale du coeur de l'expérience 88
III.12 Spectre laser après dépôt de rubidium sur la surface 89
III.13 Niveaux d'énergie adressés pendant les transitions micro-onde 90
III.14 Mesure de champ électrique par spectroscopie micro-onde 93
III.15 Spectre laser après dépôt de rubidium sur la surface 94
III.16 Mesure de la décohérence de la transition 60S $\rightarrow$ 61S par interférométrie Ramsey 95
III.17 Mesure de la décohérence de la transition 60S $\rightarrow$ 61S par écho de spin . . 96
III.18 Mesure du temps de vie d'atomes dans l'état 60S 97
III.19 Spectre laser dans un BEC 98
III.20 Excitation de Rydberg dans un BEC à peu d'atomes 100

IV.1 Saturation de l'excitation d'atomes de Rydberg comme fonction de la durée de l'impulsion laser 104
IV.2 Spectres d'excitation et statistiques de comptage pour nuages à différentes densités 106
IV.3 Différents processus d'excitation d'une paire d'atomes en interaction . . . 107

IV.5 Spectres micro-onde des transitions 60S → 57S et 60S → 61S 110
IV.6 Schéma de l'interaction dipolaire entre niveaux S différents 115
IV.7 Spectre de la transition 5S → 60S, dans un piège dilué 118
IV.8 Spectres micro-ondes théoriques à grande interaction 120
IV.9 Séquence expérimentale de spectroscopie micro-onde à forte interaction . 122
IV.10 Signaux d'ionisation 60S, 61S, 61P avec rampe d'ionisation lente 123
IV.11 Oscillations de Rabi 60S → 57S pour étalonnage de la fréquence de Rabi 124
IV.12 Spectres micro-onde 60S → 57S et 60S → 61S 125
IV.13 Transition 60S → 57S à plusieurs désaccords de l'excitation laser 128
IV.14 Mouvement d'une paire d'atomes de Rydberg en interaction 132
IV.15 Mouvement des atomes de Rydberg préparés avec laser résonant 134
IV.16 Évolution de l'énergie moyenne des atomes de Rydberg créés à résonance en fonction du temps 135
IV.17 Mouvement des atomes de Rydberg préparés avec laser désaccordé de 1 MHz 136
IV.18 Mouvement des atomes de Rydberg préparés avec laser désaccordé de 2 MHz 137
IV.19 Évolution de l'énergie moyenne des atomes de Rydberg pendant le mouvement répulsif 138
IV.20 Balayage de la durée d'impulsion pour plusieurs désaccords laser 140
IV.21 Excitation 5S → 60S comme fonction de la durée de l'impulsion laser . . 141

A.1 Schéma de fabrication de la puce 154
A.2 Courant critique versus largeur des pistes de niobium 155
A.3 Tests sur échantillons avec pistes de Nb + miroir d'or 156

B.1 Effet Zeeman et effet Paschen-Back 160

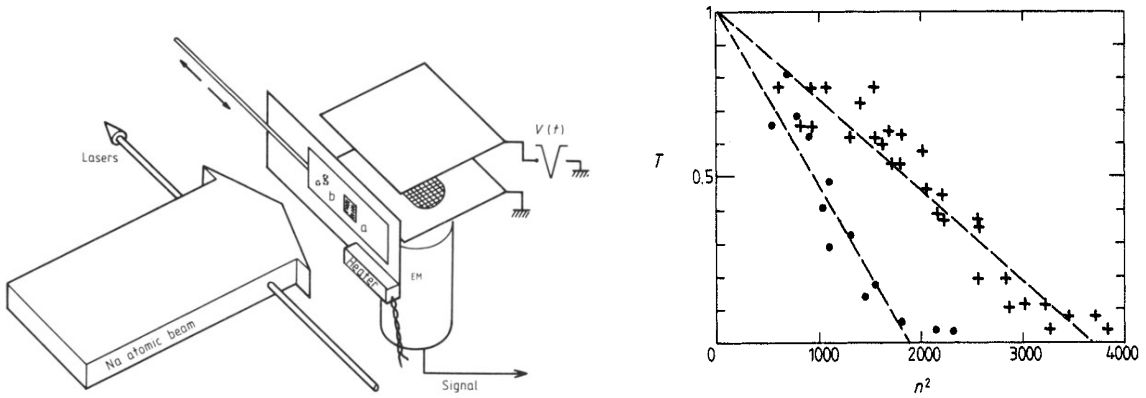
C.1 Table optique des lasers d'excitation 164
C.2 Schéma de la mesure de la largeur laser par interférométrie hétérodyne . 168

D.1 Rampes de décompression du piège magnétique après évaporation 175
D.2 Correction pour l'oscillation du piège selon x pendant la rampe de décompression 178

Introduction

Les atomes de Rydberg alcalins sont des atomes alcalins dont l'électron de valence est dans une couche électronique de grand nombre quantique principal n. Ces atomes ont été utilisés dans les dernières décennies pour explorer une très grande diversité de phénomènes physiques fondamentaux. Une expérience de 1983 [1], d'autant plus parlante que son idée est simple, sert d'illustration aux rapprochements d'échelle rendus possibles par l'étude de ces objets. Elle consistait à comparer directement la taille de ces atomes à celle de trous percés sur une plaque recouverte d'or. Des atomes de Sodium ont ainsi été préparés dans des états avec nombre quantique principal n entre 23 et 65 , et envoyés sur des trous de 2 µm d'ouverture. La quantité d'atomes dans le niveau dans lequel ils ont été préparés est mesurée après le passage par le trou, par ionisation sélective de l'état atomique. Le taux de transmission est montré sur la figure 1, extraite de la référence [1]. Le rayon moyen de l'orbitale de Rydberg étant de l'ordre de n^2, la réduction de la transmission comme fonction de n s'interprète comme un effet de l'ionisation – qu'on ose appeler mécanique – des atomes de Rydberg à leur passage par le trou. Ce résultat établit une comparaison directe entre la dimension spatiale de ces atomes et celle d'un objet visible simplement par microscopie optique. L'expérience établit ainsi un pont fascinant entre deux univers, le microscopique et le macroscopique, en exploitant les propriétés extraordinaires des atomes de Rydberg. Dans la suite, la combinaison des grands moments de transition dipolaire de l'atome de Rydberg avec une cavité micro-onde supraconductrice de grand temps de vie a ouvert la voie à la manipulation d'états quantiques d'une très grande importance fondamentale, à l'échelle d'un seul atome et des photons uniques [2]. Cela a permis de vérifier plusieurs aspects de la mécanique quantique. Parmi les résultats de cette série d'expériences, nous citons : la vérification directe de la quantification du nombre de photons dans la cavité [3], le suivi en temps réel de la décohérence d'états non-classiques du champ électromagnétique [4, 5], la détection non-destructive du nombre de photons dans une cavité [6, 7], l'observation de sauts quantiques entre différents états de Fock du champ [8, 9], la reconstruction de la fonction de Wigner d'états non-classiques du champ électromagnétique [10].

L'interaction entre atomes de Rydberg constitue une autre grande spécificité de ces objets. Elle établit des échelles spatiales et d'énergie de plusieurs ordres de grandeur plus importantes que celles qui caractérisent l'interaction d'atomes dans l'état fondamental. Les premières évidences de l'interaction dipolaire apparaissent dans l'élargissement des



(a) (b)

FIGURE 1 – L'« expérience de la passoire ». (a) Schéma de principe de l'expérience. Un faisceau d'atomes de sodium est excité par un laser à des niveaux de Rydberg, de nombres quantiques principaux compris entre 23 et 65. Ils traversent ensuite des trous percés sur une plaque d'épaisseur 3 µm, soit des grands trous millimétriques ou une série de trous de 2 µm de largeur. Les grands trous sont utilisés pour calibrer la transmission totale. Les atomes sont ensuite détectés par ionisation sélective de l'état atomique. (b) Taux de détection d'atomes de Rydberg, dans le même niveau dans lesquels ils ont été préparés, après passage par les trous de 2 µm, comme fonction du carré du nombre quantique principal n. Figure extraite de [1]. Les croix correspondent au film perpendiculaire au flux atomique, les cercles à la plaque tourné de 20°. Les lignes pointillées sont des calculs avec un modèle de sphère dure.

spectres des transitions laser vers des niveaux de Rydberg, dans des gaz d'atomes chauds à des densités d'atomes de Rydberg de $2 \times 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$ [11, 12]. Des processus collisionnels résonants par interaction dipolaire ont été étudiés par la suite [13, 14, 15, 16, 17, 18]. Ces expériences ont été faites dans des gaz d'atomes chauds, et dans des jets atomiques de vitesse sélectionnée par pompage optique.

Le développement du domaine des atomes froids et de son ensemble de techniques de piégeage et refroidissement [19, 20, 21, 22, 23] a mis à disposition de l'expérimentateur de nouveaux régimes de vitesse et de densité spatiale des gaz atomiques. Grâce à ces avancées techniques, la science de l'interaction dipolaire entre atomes de Rydberg a évolué vers l'étude de ces interactions dans le régime de « gaz gelé » [24, 25]. Dans ce régime, le mouvement interatomique est négligeable pour des impulsions laser de l'ordre de la µs, et les atomes se comportent comme dans un solide sans structure, à positions atomiques bien définies. L'excitation d'atomes de Rydberg dans le régime de gaz gelé donne naissance au phénomène de blocage dipolaire [26]. Lors de l'excitation résonante d'atomes de Rydberg à partir d'un ensemble dense d'atomes dans le niveau fondamental, le Hamiltonien d'interaction dipolaire décale la résonance des états qui contiennent des excitations de Rydberg spatialement proches. Ces états ne sont pas accessibles par l'excitation laser.

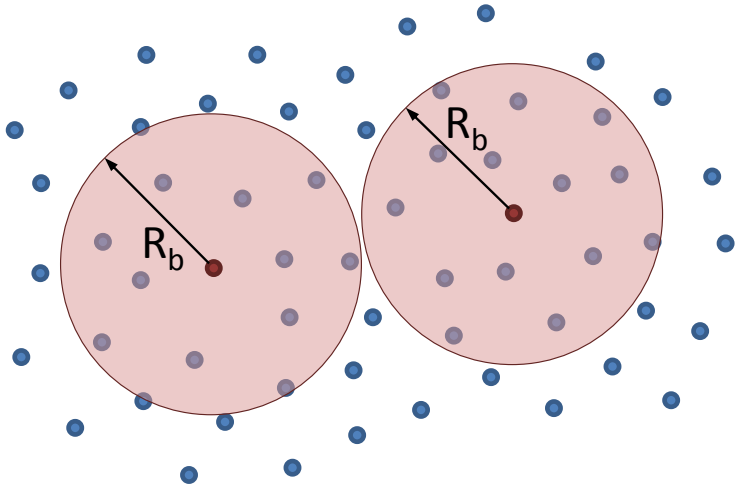


FIGURE 2 – Image illustrant le blocage dipolaire. L'apparition d'une excitation de Rydberg (représentée en rouge) bloque l'excitation d'autres atomes (représentés en bleu) dans un volume déterminé par le rayon de blocage R_b, représenté en rose. Le rayon de blocage est fonction du potentiel d'interaction dipolaire et de la largeur de la transition vers le niveau de Rydberg.

L'image qui nous est utile ici est celle du volume de blocage dipolaire, montré sur la figure 2 : l'apparition d'un premier atome de Rydberg bloque l'excitation des atomes proches, dans une sphère de rayon déterminé par le potentiel d'interaction dipolaire et par la largeur de la transition, appelé rayon de blocage. Dans un de ces volumes de blocage, nous ne pouvons pas proprement parler d'une excitation localisée sur un atome. L'état excité par couplage cohérent avec la lumière laser est une superposition cohérente d'états à un atome excité dans le volume de blocage. Cela veut dire que le blocage dipolaire induit des corrélations spatiales au sein du nuage, de longueur caractéristique égale au rayon de blocage.

Dans le domaine de l'information quantique, l'implémentation de portes quantiques basés sur cet effet a été envisagé [27, 26, 28]. L'obtention d'une source d'atomes uniques déterministe [29] a aussi été proposée, en considérant l'excitation de Rydberg dans un nuage de dimensions plus petites que le rayon de blocage dipolaire. La création d'une telle source d'atomes unique est un des objectifs des expériences décrites dans cette thèse. Une grande diversité de dispositifs expérimentaux existent aujourd'hui, qui préparent des ensembles atomiques froids et piégés sur les trois directions de l'espace. Parmi eux, le piégeage magnétique sur puce [30] a permis l'obtention de pièges magnétiques confinants sur toutes les directions [31]. Dans ces dispositifs, l'obtention de condensats de Bose-Einstein d'atomes neutres [32, 33] est maîtrisée [34]. L'environnement cryogénique dans lequel nous réalisons nos expériences, très adapté à la manipulation d'atomes de Rydberg sensibles à la radiation thermique à température ambiante, nécessite l'utilisation d'une puce à atomes supraconductrice pour éviter la dissipation dans les fils [35]. La première fabrication et

la caractérisation de ce nouvel outil a été l'objet des thèses précédentes [36, 37, 38]. En particulier, la condensation de Bose-Einstein sur puce supraconductrice a été obtenue en 2008 [39, 37]. Il a aussi été montré pendant ces travaux que l'utilisation de pistes supraconductrices présente des avantages pour la manipulation d'atomes froids à proximité de la surface de la puce : le bruit de courant de ces pistes est réduit par rapport au bruit dans un fil résistif [36, 37], ce qui entraîne des conditions exceptionnellement favorables de temps de vie de nuages froids.

L'effet de suppression d'excitations par blocage dipolaire a été d'abord vérifiée dans des nuages pouvant contenir plusieurs excitations de Rydberg [40, 41, 42]. La présence d'un champ électrique peut changer la magnitude de l'interaction dipolaire, et alors aussi l'efficacité du blocage dipolaire, par induction de dipôles électriques permanents sur les atomes [43] ou par transferts d'énergie dipolaire résonants entre niveaux aux résonances de Förster [44]. Le comportement collectif de l'excitation d'atomes dans un seul volume de blocage a aussi été observé [45, 46, 47]. En particulier, l'émergence d'une fréquence de Rabi collective, qui varie avec la racine du nombre total d'atomes dans un volume de blocage, a été directement mesurée [48, 49]. Le blocage dipolaire a été utilisé pour créer expérimentalement des états intriqués à deux atomes [50], piégés dans des pinces optiques de distance contrôlable à l'échelle sub-micrométrique. Dans le même dispositif expérimental, une mesure directe de la magnitude de l'interaction dipolaire comme fonction de la distance interatomique a été réalisée [51]. Les corrélations entre les excitations de Rydberg induites par interaction dipolaire ont un effet sur la statistique du nombre d'atomes de Rydberg produits par l'impulsion laser d'excitation. En présence de blocage dipolaire, la statistique du nombre d'excitations créé à résonance devient sub-Poissonnienne [52, 53, 54].

L'excitation hors résonance établit aussi des corrélations entre les atomes de Rydberg ; d'autres ingrédients sont néanmoins nécessaires pour les comprendre. Si l'interaction dipolaire entre les atomes de Rydberg est répulsive, la condition de résonance pour l'excitation d'un atome de Rydberg proche d'un autre est décalée vers les désaccords positifs. Un désaccord laser positif peut alors favoriser l'excitation d'atomes de Rydberg proches, car le laser sera en résonance avec l'énergie d'une paire d'atomes en interaction. Plusieurs références, de nos jours, confirment théoriquement ce résultat par des calculs numériques dans des petits nuages, ou des simulations Monte Carlo de l'excitation dans des grands ensembles atomiques [55, 56, 57, 58]. Ils prédisent la formation d'agrégats d'atomes de Rydberg spatialement corrélés, de distances caractéristiques qui sont fonction du désaccord de la lumière laser. La création d'agrégats d'atomes doit avoir un effet sur la statistique du nombre d'excitations créé, qui devient sur-Poissonnienne [57]. Cela a été vérifié expérimentalement [59, 54]. La forte dépendance de l'interaction en la distance interatomique a été aussi explorée dans des études théoriques sur la cristallisation des excitations de Rydberg [60]. La fonction de corrélation spatiale des atomes de Rydberg créés par excitation laser a été depuis mesurée, dans des pièges thermiques [61] et dans

des réseaux optiques [62, 63].

Lors de l'excitation d'ensembles d'atomes de Rydberg en forte interaction, le potentiel d'interaction dipolaire peut induire un mouvement relatif entre ces atomes. L'énergie d'interaction entre les atomes de Rydberg peut être bien plus importante que l'énergie moyenne due à la température que les atomes avaient au départ, ce qui peut limiter la validité de l'approximation de gaz gelé. Cet effet a été négligé dans la plupart des analyses des résultats expérimentaux mentionnés. Jusqu'à présent, à notre connaissance, le mouvement des atomes de Rydberg induit par interaction dipolaire a été seulement considéré dans l'auto-ionisation résonante de paires d'atomes de Rydberg par collision [64, 17, 65, 66].

C'est dans ce contexte de blocage dipolaire d'excitations dans des petits nuages, et d'étude d'interactions entre atomes de Rydberg dans des nuages denses et froids, que cette thèse s'inscrit. Elle s'est articulée autour de deux objectifs principaux. Le premier objectif a été de mesurer la distribution d'énergies d'interaction dipolaire d'ensembles denses d'atomes de Rydberg créés par excitation laser, à résonance ou désaccordée, à partir de la spectroscopie des transitions micro-onde vers d'autres niveaux de Rydberg proches en énergie. Ces mesures apportent des informations sur la distribution spatiale d'atomes de Rydberg ainsi créés, et s'inscrivent dans l'effort théorique et expérimental récent pour comprendre les processus d'excitation d'atomes de Rydberg en forte interaction. Grâce à la mesure de la distribution d'énergies d'interaction, nous avons aussi observé directement le mouvement d'éloignement des atomes de Rydberg en raison de leur interaction répulsive, en mesurant la diminution de l'énergie moyenne d'interaction du nuage en fonction du temps.

Le deuxième objectif a été de réaliser, à partir d'un condensat de Bose-Einstein piégé magnétiquement devant notre puce à atomes supraconductrice, une source déterministe d'atomes de Rydberg individuels, en utilisant pour cela le blocage dipolaire d'excitations dans un nuage à petites dimensions. Selon la discussion précédente, l'état ainsi préparé présente une excitation délocalisée sur tout le nuage. Il constitue alors un état non-classique à plusieurs corps, très intéressant d'un point de vue fondamental et pour le domaine de l'information quantique [26]. Par ailleurs, la production d'un tel état ouvrirait la voie au couplage d'atomes de Rydberg individuels avec des structures supraconductrices gravées sur la puce, comme par exemple des cavités coplanaires [67], de façon analogue au couplage entre un atome de Rydberg et une cavité micro-onde à deux miroirs utilisé lors des expériences décrites au début de cette introduction. Dans ce manuscrit nous montrons que, pour l'instant, nous n'avons pas réussi à atteindre ce but, en raison surtout des difficultés expérimentales à préparer un condensat de grande pureté à petit nombre d'atomes.

Une grande difficulté rencontrée pendant cette thèse a été la dérive temporelle, et la forte inhomogénéité, des champs électriques à proximité de la surface de la puce, en raison d'un dépôt lent d'atomes de ^{87}Rb pendant les répétitions de la séquence expérimentale de piégeage atomique. Ces champs électriques élargissaient fortement les transitions de Rydberg par effet Stark. Cette même difficulté a été rencontrée par plusieurs autres groupes [68, 69] qui produisent des atomes de Rydberg proches d'une surface. La description de la solution apportée à ce problème, qui a consisté dans le dépôt d'une couche de rubidium de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur sur la surface de la puce, est présentée en détails dans la thèse de Carla Hermann et a fait l'objet d'un article soumis pour publication. Cette couche a saturé le dépôt lent et inévitable de rubidium lors des réalisations de la séquence expérimentale, et a homogénéisé les gradients de champ électrique. Actuellement, l'élargissement Stark n'est plus un facteur limitant pour la largeur de notre raie.

Le chapitre I de cette thèse présente des éléments théoriques importants pour la compréhension de nos résultats. Tout d'abord, nous rappelons la théorie des défauts quantiques, qui permettent d'accéder aux énergies propres et aux états propres des atomes de Rydberg. Ensuite, nous détaillons le calcul de l'interaction dipolaire pour une paire d'atomes de Rydberg dans des niveaux S. Nous finissons le chapitre sur la modélisation numérique de l'excitation d'atomes de Rydberg dans un condensat de Bose-Einstein à petit nombre d'atomes et petites dimensions spatiales.

Le chapitre II décrit les étapes expérimentales de piégeage et refroidissement des atomes de ^{87}Rb. Un premier paragraphe discute en détails l'optimisation du design d'une nouvelle puce à atomes supraconductrice, et sa fabrication, qui ont rempli la moitié de la première année de cette thèse. Ensuite, nous décrivons le piégeage magnéto-optique, le piégeage magnétique, le refroidissement évaporatif, autant d'étapes expérimentales qui amènent à la préparation de nuages thermiques de volume, position et température contrôlés, ou à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein, selon le but de l'expérience à mener.

Le chapitre III traite du dispositif expérimental d'excitation des atomes de ^{87}Rb vers des niveaux de Rydberg, et de la détection des excitations par ionisation sélective de l'état atomique. Nous rappelons brièvement dans ce chapitre les mesures de champ électrique qui montrent que les effets Stark inhomogènes ne sont plus un facteur limitant pour nos expériences, suite au dépôt de rubidium sur la surface de la puce. Finalement, nous montrons des résultats expérimentaux partiels sur le blocage dipolaire d'excitations dans un condensat de Bose-Einstein, et nous analysons les raisons qui nous ont empêchés pour l'instant de réaliser la source déterministe d'atomes uniques.

Dans le chapitre IV, nous présentons les résultats de cette thèse sur la spectroscopie micro-onde des atomes de Rydberg excités en forte interaction. Nous déduisons d'abord le Hamiltonien qui décrit l'ensemble d'atomes, en présence d'interaction dipolaire et du couplage avec la micro-onde. Cette description sera utile afin de déterminer les conditions

expérimentales intéressantes pour nos mesures. Elle établira aussi les éléments nécessaires à l'interprétation des spectres micro-onde enregistrés. Ces spectres sont réalisés pour les atomes de Rydberg excités à plusieurs désaccords de la lumière laser. Ensuite, l'observation de l'évolution avec le temps de l'énergie moyenne d'interaction interatomique sera reliée au mouvement d'éloignement de ces atomes, en raison de leur interaction répulsive. Cela nous permettra de mesurer l'explosion mécanique de l'ensemble d'atomes de Rydberg. Finalement, nous analysons des observations expérimentales d'excitation laser d'atomes de Rydberg comme fonction de la durée de l'impulsion laser et de son désaccord, à la lumière des mesures faites sur le mouvement des atomes de Rydberg. Nous déduisons de cela une limite pour la validité de l'approximation de gaz gelé, utilisée couramment dans l'interprétation des observations expérimentales de l'excitation d'atomes de Rydberg dans des régimes à forte interaction.

Chapitre I

Les atomes de Rydberg alcalins en interaction

Nous ne cherchons la vérité que quand nous sommes déterminés à le faire en fonction d'une situation concrète, quand nous subissons une sorte de violence qui nous pousse à cette recherche. Qui cherche la vérité ? C'est le jaloux, sous la pression des mensonges de l'aimé. Il y a toujours la violence d'un signe qui nous force à chercher, qui nous ôte la paix. La vérité ne se trouve pas par affinité, ni bonne volonté, mais se trahit *par des signes involontaires.*

Gilles Deleuze, *Proust et les signes*

Un atome de Rydberg est un atome dont au moins un électron occupe un état de grand nombre quantique principal n. L'atome de Rydberg est un objet physique très étonnant pour ses différentes grandeurs physiques surdimensionnées par rapport à un atome trouvé dans la matière ordinaire, ce qui se note déjà sur leur taille : un atome de Rb dans le niveau $n = 110$ a un rayon de $\sim 1\,\mu\text{m}$! Avec son électron excité à de telles distances du coeur positif, l'atome de Rydberg présente de très grands moments de transition dipolaire électrique entre des états de Rydberg voisins. Ce phénomène est à l'origine du très grand couplage entre ces atomes et la lumière résonnante avec ces transitions [70] ; il donne lieu aussi à un très grand couplage entre deux atomes de Rydberg via l'interaction dipolaire, de plusieurs ordres de grandeur plus important que l'interaction de deux atomes dans le niveau fondamental. Cette interaction dipolaire entre atomes de Rydberg est le phénomène physique au coeur des expériences menées dans le cadre de cette thèse, et ce premier chapitre vise à établir quelques repères théoriques qui nous seront utiles pour la compréhension des résultats présentés dans ce manuscrit.

Ce chapitre comporte une première partie qui décrit la théorie des défauts quantiques [71], qui nous permet de calculer les énergies propres des états de Rydberg et leurs fonctions d'onde radiales dans la région loin du coeur positif. Cela permet de calculer la valeur de l'opérateur dipôle électrique entre deux niveaux de Rydberg, ce qui sera utilisé dans la deuxième partie du chapitre, où nous discuterons en détails le calcul des potentiels d'interaction dipolaire entre deux de ces atomes, en particulier pour les niveaux qui nous intéresseront dans la suite.

La troisième partie discutera un effet particulier de cette interaction, le blocage dipolaire d'excitations vers des niveaux de Rydberg dans un nuage atomique dense. Ce phénomène a attiré une grande attention depuis déjà dix ans [26] [29], car il permet de faire évoluer un tel nuage atomique vers des états très non-classiques à plusieurs corps intriqués, qui interagissent avec une portée de l'ordre de la dizaine de µm pour des énergies d'interaction de l'ordre du MHz. Ces états présentent un grand intérêt en information quantique, pour la réalisation de portes quantiques rapides à l'échelle du temps de vie du système [27], et éventuellement extrapolables à plusieurs qubits, en mettant plusieurs de ces nuages côté à côte, à des distances micrométriques. Le blocage dipolaire change radicalement la statistique des excitations dans ces nuages [53, 59, 72] et peut créer, dans des conditions extrêmes de blocage, une source d'atomes uniques déterministe [29]. C'est dans ce contexte particulier que nous décrirons, dans cette troisième partie, des calculs numériques avec des paramètres réalistes de notre système expérimental, en visant la réalisation d'une telle source d'atomes unique.

I.1 Le Hamiltonien de l'atome de Rydberg. Le défaut quantique

Un atome de Rydberg alcalin a un seul électron dans un niveau de grand nombre quantique principal. L'essentiel de la fonction d'onde de cet électron est localisé dans des régions atomiques de coordonnée sphérique r plus grande que le rayon du coeur de cet atome (considéré comme le coeur protonique et neutronique, plus les couches électroniques intérieures). De ce point de vue, il ressemble assez à l'atome d'Hydrogène, dont le seul électron voit un coeur protonique positif simple, de charge totale $+q$ =1,602 176 565(35) $\times 10^{-19}$ C [73]. Dans le cas de l'Hydrogène, ce coeur est plusieurs ordres de grandeur plus petit que la taille typique de son orbite : le niveau électronique 1S a un « rayon » $a_0 = 0{,}529\ 177\ 210\ 92(17)$ Å [73], alors que le proton a un rayon de $r_p = 0{,}8775(51)$ fm [73]. Il y a donc 5 ordres de grandeur entre les deux, et le potentiel vu par l'électron est parfaitement Coulombien sur virtuellement toute la région de l'espace. L'atome d'hydrogène, les énergies propres sont données par

$$E(n,l,j) = -\frac{E_I}{n^2} \tag{I.1}$$

avec

$$E_I = \frac{1}{1+\frac{m_e}{M}} \frac{m_e q^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \tag{I.2}$$

l'énergie d'ionisation pour l'électron dans le niveau 1S dans le modèle de l'atome d'Hydrogène corrigée de la masse du coeur M, la masse protonique pour l'hydrogène, la masse atomique m_{Rb87} pour le ^{87}Rb dans un état de Rydberg. n est le nombre quantique principal. m_e est la masse de l'électron, ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide, $\hbar$ la constante de Planck divisée par 2π. Les états propres de ce modèle sont écrits comme un produit d'une fonction de r par une fonction des coordonnées angulaires θ et φ, [74]

$$\psi(r,\theta,\varphi) = R_{nl}(r).Y_l^{m_l}(\theta,\varphi) \tag{I.3}$$

Le nombre l est le nombre quantique azimutal, et m_l est le nombre quantique associé à la projection du moment angulaire orbital de l'électron sur la direction de quantification. Cette description ne comprend pas les correction aux énergies dues au couplage entre le spin de l'électron et son moment magnétique orbital (le couplage fin), ni au couplage entre le moment magnétique de l'électron et le moment magnétique du coeur (le couplage hyperfin) [75]. En présence de couplage fin, les bons nombres quantiques deviennent n, l, j, m_j, avec $j = l + s$ et $s = 1/2$ le spin total de l'électron. Le couplage hyperfin est très petit pour les niveaux de Rydberg, et la base avec moment cinétique total j reste la bonne base pour décrire ces états.

Le coeur positif de l'atome de Rydberg alcalin, en comparaison à celui de l'Hydrogène, comporte une structure d'extension spatiale bien plus importante [71]. Dans la région des couches électroniques inférieures, le potentiel est plus profond que le potentiel Coulombien car l'écrantage partiel de la charge positive totale du coeur par les électrons internes disparaît à l'intérieur de ces orbites : c'est l'effet de pénétration du coeur. Ensuite, la distribution spatiale des charges positives et négatives fait que ce coeur composé a une polarisabilité : l'électron de Rydberg interagit avec cette distribution de charge, décrite par ses moments dipolaire, quadrupolaire, ..., ce qui modifie sa fonction d'onde et son énergie propre. Ces deux effets peuvent être décrits par un seul terme de correction apportée aux énergies propres de ces états, qu'on appelle le défaut quantique δ_{nlj} [71]. Il apparaît comme une correction au nombre quantique principal dans l'équation des énergies propres des niveaux électroniques, qui devient

$$E(n,l,j) = \frac{E_I}{(n-\delta_{nlj})^2} \tag{I.4}$$

avec

$$\delta_{nlj} = \delta_{lj,0} + \frac{\delta_{lj,2}}{(n-\delta_{lj,0})^2} + \frac{\delta_{lj,4}}{(n-\delta_{lj,0})^4} + \frac{\delta_{lj,6}}{(n-\delta_{lj,0})^6} + \cdots \tag{I.5}$$

La série (I.5) développe le défaut quantique en puissances de $1/(n-\delta_{lj,0}) = 1/n^*$. n^* est le nombre quantique principal corrigé du défaut quantique. Ses coefficients sont

	$\delta_{lj,0}$	$\delta_{lj,2}$
$n\mathrm{S}_{1/2}$	3,131 180 4(10)	0,1784(6)
$n\mathrm{P}_{1/2}$	2,654 884 9(10)	0,2900(6)
$n\mathrm{P}_{3/2}$	2,641 673 7(10)	0,2950(7)
$n\mathrm{D}_{3/2}$	1,348 091 71(40)	−0,602 86(26)
$n\mathrm{D}_{5/2}$	1,346 465 72(30)	−0,596 00(18)
$n\mathrm{F}_{5/2}$	0,016 519 2(9)	−0,085(9)
$n\mathrm{F}_{7/2}$	0,016 543 7(7)	−0,086(7)

TABLE I.1 – Défauts quantiques mesurés dans [80] et [81] pour des niveaux $n \geq 20$ du Rb.

extraits de façon commode des mesures des fréquences de transition entre niveaux de Rydberg voisins [76, 77, 78], et la série dans cette forme converge rapidement [79] : pour des niveaux de $n > 40$, les deux premiers termes suffisent pour un résultat plus précis que le kHz sur une large gamme de valeurs de n. Les coefficients de la série sont fonctions de l et j, ainsi que de l'espèce atomique. Les valeurs des défauts quantiques utilisées pour tous les calculs présentés dans ce manuscrit sont publiées dans [80] et [81] et rapportées dans le tableau I.1. Les fréquences des transitions atomiques entre les niveaux de Rydberg voisins sont ainsi obtenues avec une précision meilleure que ∼50 kHz. Les défauts quantiques des niveaux $l > 3$ sont petits, et ils n'ont pas été directement sondés au cours des expériences ici décrites : leurs défauts quantiques ont donc été négligés.

Dans la suite, nous nous intéresserons au calcul des éléments de matrice de l'opérateur de transition dipolaire $\mathbf{d} = q\mathbf{r}$ entre niveaux de Rydberg, qui apparaîtra dans le terme de couplage des atomes avec le rayonnement et dans le couplage dipolaire entre deux niveaux de Rydberg $|n, l, j, m_j\rangle$ et $\left|n', l', j', m'_j\right\rangle$. Ces éléments de matrice s'écrivent

$$\langle n, l, j, m_j | q\mathbf{r} | n', l', j', m'_j \rangle = q \langle n, l, j, m_j | r \, \frac{\mathbf{r}}{r} | n', l', j', m'_j \rangle \tag{I.6}$$

$$= q. \int r^2 \, dr \, R^*_{nl}(r) \, r \, R_{n'l'}(r) \, \langle l, j, m_j | \mathbf{r} | l', j', m'_j \rangle \tag{I.7}$$

$$= q.\mathcal{R}.\mathcal{A} \tag{I.8}$$

Ces éléments de matrice s'écrivent comme le produit d'un terme radial $\mathcal{R}$ et d'un terme angulaire $\mathcal{A}$. Or, la partie radiale $R_{n,l}(r)$ de la fonction d'onde change aussi à cause des corrections à la pénétration du coeur [71]. Le calcul numérique de $\mathcal{R}$ est fait avec par une méthode dite de Numerov [71, pp. 10-24]. Elle s'appuie sur le fait qu'à l'extérieur du coeur de l'atome le potentiel reste Coulombien, et donc que la fonction d'onde peut y être calculée à partir de la même équation pour le terme radial, avec les mêmes conditions au

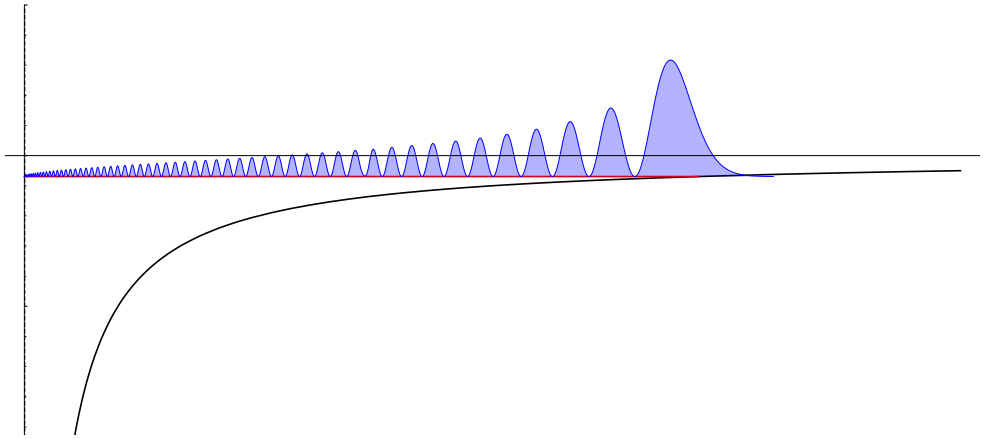


FIGURE I.1 – Le potentiel vu par un état de Rydberg est Coulombien sur presque toute son extension, à part proche du coeur. Sur ce graphique le potentiel Coulombien est montré en noir. Le niveau de Rydberg représenté est le niveau 60S. La taille du coeur positif d'un atome de Rb, avec les couches électroniques internes, est montré en pointillés noirs. En pointillés rouges il est indiqué la limite d'occupation classique du potentiel $E_I/n^2 = V(r)$. La fonction d'onde est essentiellement localisée loin du coeur positif.

bord à $r \to \infty$ mais une énergie totale différente (fonction des défauts quantiques). La méthode marche car la fonction d'onde est essentiellement loin du coeur, comme le montre la figure I.1.

Le calcul de la partie radiale de l'opérateur dipôle entre deux niveaux de nombres quantiques principaux n similaires donne $\mathcal{R} \sim a_0 \cdot n^{*2}$. Le rayon moyen d'un niveau de Rydberg est un cas particulier du calcul de la partie radiale de l'opérateur dipôle,

$$\left\langle r_{|n,l,j,m_j\rangle} \right\rangle = \int r^2 . \mathrm{d}\, r . R_{nl}(r) . r . R_{nl}(r) \tag{I.9}$$

Le niveau 60S a ainsi un rayon $< r >= 4850 a_0 = 256{,}5\,\mathrm{nm}$.

I.2 Le temps de vie des atomes de Rydberg

Deux processus jouent un rôle dans le calcul du temps de vie d'un atome dans un niveau de Rydberg à température finie : les transitions par émission spontanée, et les transitions par émission stimulée par la radiation de corps noir de l'environnement. Les transitions entre niveaux de Rydberg proches en énergie tombent dans le domaine des micro-ondes millimétriques : la fréquence associée à la transition $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle \to \left|59\mathrm{P}_{3/2}\right\rangle$ vaut $E/h = 18{,}5132\,\mathrm{GHz}$. La température associée à cette fréquence vaut $T = \hbar\omega/k_B = 0{,}89\,\mathrm{K}$. L'occupation d'un mode du rayonnement électromagnétique de pulsation ω est exprimée par la distribution de Bose-Einstein pour un gaz de bosons [82]

$$\bar{n}(\omega) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{\mathrm{k_B}T}} - 1} \tag{I.10}$$

Pour une fréquence spécifique, si la température est telle que $T \gg \hbar\omega/\mathrm{k_B}$, ce taux d'occupation devient

$$\bar{n}(\omega) \sim \frac{1}{\frac{\hbar\omega}{\mathrm{k_B}T}} = \frac{\mathrm{k_B}T}{\hbar\omega} \tag{I.11}$$

Le nombre de photons par mode varie linéairement avec la température dans ce régime, et ces photons stimulent des transitions vers des niveaux proches et changent le temps de vie des niveaux de Rydberg. La température de 0,89 K associée à la transition $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle \rightarrow \left|59\mathrm{P}_{3/2}\right\rangle$ montre que les niveaux de Rydberg sont sensibles à cette radiation thermique déjà à partir de quelques Kelvin. Nous dédions les quelques paragraphes qui suivent à un calcul de l'effet de la radiation de corps noir sur le temps de vie des niveaux de Rydberg proches du niveau 60S, ainsi que l'effet de cette radiation sur la décohérence de l'état atomique constitué par une superposition de deux de ces niveaux.

I.2.1 Temps de vie du niveau 60S à température nulle

Le temps de vie d'un atome excité à température nulle est calculé à partir des coefficients d'Einstein pour l'émission spontanée [83]. Un électron dans un niveau excité est couplé aux niveaux de plus basse énergie par les modes électromagnétiques du vide, et le taux de désexcitation d'un niveau initial $|i\rangle$ vers un niveau final $|f\rangle$ d'énergie relative $E_f - E_i = -\hbar\omega_{if} < 0$ est donné par le coefficient d'Einstein A [84]

$$A_{if} = \frac{2}{3} q^2 \frac{\omega_{if}^3}{\epsilon_0 c^3 h} . |\langle i|r|j\rangle|^2 \tag{I.12}$$

Ce coefficient est un produit entre la densité de modes de la radiation électromagnétique autour de la fréquence de résonance $\nu = \omega_{if}/(2\pi)$ et le moment de transition dipolaire entre les niveaux ainsi couplés. Le temps de vie de l'état excité est calculé en sommant ces taux de transition sur tous les niveaux de plus basse énergie couplés à lui par l'interaction dipolaire avec la lumière. Les transitions dipolaires par émission d'un photon respectent la règle de sélection $\Delta l = \pm 1$, ce qui limite la quantité de termes à considérer. La figure I.2 montre ainsi, pour chaque n, la somme des coefficients d'Einstein d'émission spontanée du niveau 60S vers les niveaux $n\mathrm{P}_j$, $j \in \{1/2, 3/2\}$.

I.2.2 Temps de vie du niveau 60S à température finie

Les modes de la radiation électromagnétique en équilibre thermodynamique à une température $T > 0$ sont occupés selon l'eqn.(I.10). Le coefficient d'Einstein d'émission stimulée B_{if} s'écrit

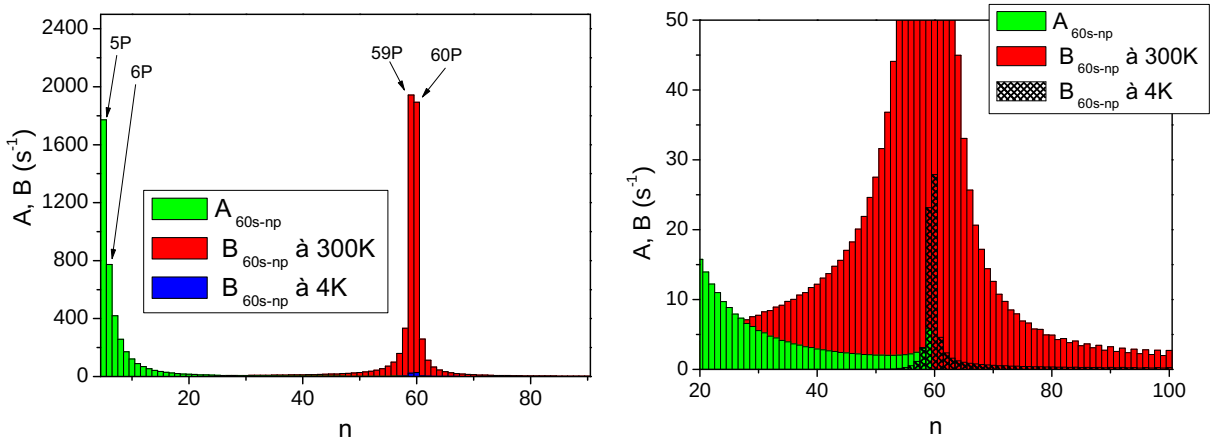


FIGURE I.2 – (a) : Coefficients d'Einstein pour l'émission spontanée (A), et pour l'émission stimulée par la radiation de corps noir (B), entre le niveau 60S et les niveaux $n\mathrm{P}_j$. Pour chaque n nous montrons la somme des coefficients vers $n\mathrm{P}_{1/2}$ et vers $n\mathrm{P}_{3/2}$. L'émission stimulée par la radiation de corps noir à 300 K contribue presque autant que l'émission spontanée à la réduction du temps de vie du niveau 60S, alors que la radiation de corps noir à 4,2 K a un petit effet. (b) : même graphique que (a), mais à une autre échelle pour mettre en évidence l'effet de la radiation à 4,2 K. Figure inspirée de [85].

Temps de vie (µs)									
n	$n\mathrm{S}_{1/2}$, 0 K	$n\mathrm{S}_{1/2}$, 4,2 K	$n\mathrm{S}_{1/2}$, 300 K	$n\mathrm{P}_{1/2}$, 0 K	$n\mathrm{P}_{1/2}$, 4,2 K	$n\mathrm{P}_{1/2}$, 300 K	$n\mathrm{P}_{3/2}$, 0 K	$n\mathrm{P}_{3/2}$, 4,2 K	$n\mathrm{P}_{3/2}$, 300 K
57	208,8	204,9	87,6	447,2	434,1	119,2	414,2	403,3	117,1
58	220,3	216,1	91,3	471,3	457,3	124,3	436,0	425,2	122,1
59	232,3	227,8	95,5	496,5	481,5	129,1	459,8	447,3	126,9
60	244,5	239,8	99,4	522,2	506,2	133,8	483,6	470,2	131,5
61	257,3	252,2	103,3	548,2	531,2	138,6	507,7	493,4	136,2
62	270,2	264,9	107,4	575,4	557,4	143,4	532,8	517,7	146,1
63	283,7	278,1	111,5	602,9	583,8	148,4	558,2	542,1	141,0

TABLE I.2 – Temps de vie de niveaux de Rydberg $n\mathrm{S}_{1/2}$, $n\mathrm{P}_{1/2}$, $n\mathrm{P}_{3/2}$, à 0 ; 4,2 et 300 K, calculés à partir des coefficients d'Einstein pour l'émission spontanée et l'émission stimulée par la radiation de corps noir.

$$B_{if} = A_{if}\,\bar{n}(\omega_{if}) \tag{I.13}$$

Les transitions stimulées peuvent amener les atomes vers les niveaux plus hauts ou plus bas en énergie. Le taux de désexcitation total du niveau 60S vers les niveaux $n\mathrm{P}_j$, $j \in \{1/2, 3/2\}$ est montré dans la figure I.2 comme fonction de n, pour la radiation de corps noir à 4,2 K et à 300 K. Nous voyons qu'à 4,2 K ces coefficients sont assez petits par rapport à l'émission spontanée vers les niveaux plus bas en énergie. La radiation à 300 K, par contre, diminue considérablement la durée de vie, en stimulant des transitions vers des niveaux proches. Le tableau I.2 synthétise les résultats des calculs de temps de vie à 0 ; 4,2 et 300 K pour des états autour du niveau 60S.

Les taux de transition partiels entre deux niveaux spécifiques représentent l'inverse de la largeur naturelle de la transition entre ces niveaux. Les différents coefficients montrés dans la figure I.2 représentent alors le temps de cohérence des superpositions des niveaux de Rydberg, à différentes températures. A 300 K, le taux d'émission spontanée du niveau 60S vers le niveau $59\mathrm{P}_{3/2}$ monte à $1{,}29\,\mathrm{ms}^{-1}$. A 4 K, au contraire, ces taux tombent à moins de $0{,}04\,\mathrm{ms}^{-1}$.

I.3 Interaction dipolaire

Pendant cette thèse nous avons cherché à caractériser l'interaction entre atomes de Rydberg dans le même niveau, ou dans des niveaux proches en énergie. Ce paragraphe est consacrée à discuter le calcul de ces énergies d'interaction, avec application aux cas qui nous ont intéressés pendant nos expériences.

I.3.1 Des antennes qui se parlent

Il a été dit que l'opérateur de moment dipolaire calculé entre deux états de Rydberg d'extension spatiale similaire varie comme n^{*2}. Cela montre que ces atomes se comportent comme de très bonnes antennes pour le rayonnement électromagnétique lors qu'il en résonance avec la fréquence des transitions entre niveaux proches en énergie. Les différences d'énergie entre niveaux de Rydberg successifs varie comme $(n^* + 1)^{-2} - n^{*-2} \sim n^{*^{-3}}$, et pour le Rubidium, la transition $|n = 60\rangle \rightarrow |n = 61\rangle$ est à 34,8532 GHz.

Ces grands moments de transition dipolaire sont aussi responsables d'une grande amplification des énergies d'interaction entre ces objets, par rapport aux atomes ordinaires. Les atomes de Rydberg étant neutres, le premier terme de couplage électronique à considérer entre deux de ces atomes est le terme de couplage dipolaire. Sa formule en électromagnétisme classique s'écrit [86]

$$V_{dd}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\, r^3}.\left(\mathbf{d}_1 \cdot \mathbf{d}_2 - (\mathbf{d_1} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r})\,(\mathbf{d_2} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r})\right) \tag{I.14}$$

Dans cette formule, $\mathbf{d}_1$ décrit le premier dipôle, $\mathbf{d}_2$ décrit le deuxième, et r la distance entre eux. On écrit alors, par analogie avec le terme classique, le Hamiltonien d'interaction entre atomes en remplaçant les dipôles par les opérateurs dipôles électriques sur chaque atome. La distance entre les atomes, en toute rigueur elle aussi un opérateur qui agit sur cet espace de Hilbert, est traitée de façon classique, en supposant que l'extension spatiale de la fonction d'onde atomique soit bien plus petite que les distances entre atomes. Ce potentiel d'interaction à deux corps s'écrit

$$\hat{V}_{dd}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\, r^3}.\left(\hat{\mathbf{d}}_1\cdot\hat{\mathbf{d}}_2 - (\hat{\mathbf{d}}_1\cdot\frac{\mathbf{r}}{r})\,(\hat{\mathbf{d}}_2\cdot\frac{\mathbf{r}}{r})\right) = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\, r^3}.\left(\hat{\mathbf{r}}_1\cdot\hat{\mathbf{r}}_2 - (\hat{\mathbf{r}}_1\cdot\frac{\mathbf{r}}{r})\,(\hat{\mathbf{r}}_2\cdot\frac{\mathbf{r}}{r})\right) \quad \text{(I.15)}$$

Remarquons que ce terme dépend du produit des opérateurs de transition dipolaire électrique agissant sur chaque atome. L'interaction entre les niveaux de Rydberg doit alors varier comme $(n^{*2})^2 = n^{*4}$. Ces bonnes antennes micro-ondes, pour les mêmes raisons, s'écoutent d'autant mieux !

I.3.2 Le niveau 60S-60S

Calculer l'énergie d'interaction entre deux atomes de Rydberg revient à diagonaliser le Hamiltonien total du système des deux atomes dans l'espace de Hilbert des états possibles pour la paire. Cet espace possède une base produit tensoriel $|R_1\rangle\otimes|R_2\rangle$ des états de chaque atome. Dans cet espace le Hamiltonien s'écrit

$$\hat{H} = \hat{H}_{0,1} + \hat{H}_{0,2} + \hat{V}_{dd}(r) \quad \text{(I.16)}$$

où le Hamiltonien $\hat{H}_{0,i}$ n'agit que sur l'atome i.

En l'absence de champs magnétique ou électrique, la direction de quantification pour la base de chaque atome n'est pas déterminée. Par symétrie il est naturel de choisir pour cette direction le vecteur qui les joint. Dans cette base, le potentiel s'écrit

$$\hat{V}_{dd}(r) = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0}\,\frac{\hat{r}_1\hat{r}_2}{r^3}\,\frac{4\pi}{3}\left(\hat{\mathrm{Y}}_1^1(\theta_1,\phi_1)\hat{\mathrm{Y}}_1^{-1}(\theta_2,\phi_2) + \hat{\mathrm{Y}}_1^{-1}(\theta_1,\phi_1)\hat{\mathrm{Y}}_1^1(\theta_2,\phi_2) + 2\hat{\mathrm{Y}}_1^0(\theta_1,\phi_1)\hat{\mathrm{Y}}_1^0(\theta_2,\phi_2)\right) \quad \text{(I.17)}$$

Dans cette base, l'opérateur $\hat{V}_{dd}(r)$ préserve le nombre quantique principal total $M = m_{j1} + m_{j2}$ (Lors qu'un champ électrique ou magnétique est présent, un tel choix n'est en général pas possible) Ce sous-espace des niveaux de même M pour la paire d'atomes a une dimension infinie. Pour calculer l'énergie d'interaction d'un niveau spécifique nous tronquons cet espace de Hilbert, et nous diagonalisons dans cet espace tronqué le Hamiltonien (I.16) pour chaque distance interatomique r.

A partir de maintenant nous nous intéressons au niveau spécifique $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$, dont l'interaction a été étudié dans les expériences décrites dans ce manuscrit. Les états

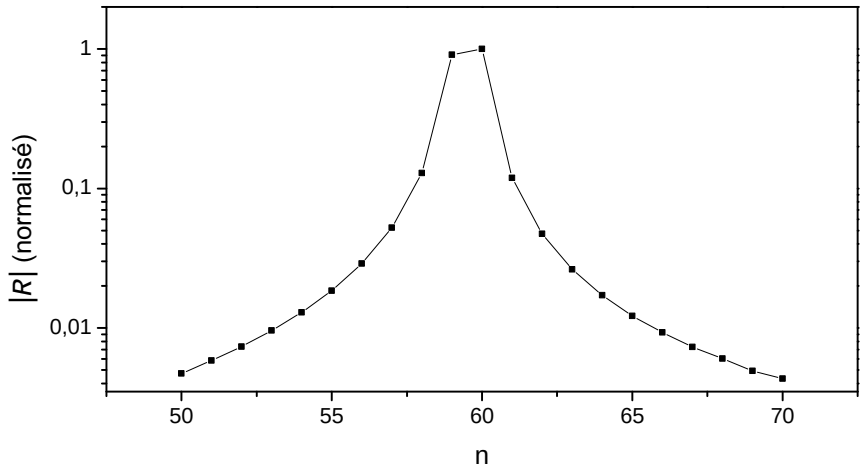


FIGURE I.3 – Partie radiale de l'opérateur de transition dipolaire électrique entre les niveaux $\left|n\mathrm{P}_{1/2}\right\rangle$ et $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$, normalisés à la valeur pour $n = 60$, en échelle logarithmique. Ces éléments de matrice deviennent négligeables dès que les nombres quantiques principaux des niveaux sont différents de quelques unités.

$n\mathrm{S} - n'\mathrm{S}$ interagissent de façon isotrope même en présence d'un champ magnétique ou électrique [87], ce qui n'est pas le cas en général pour les niveaux à $l > 0$. Le choix de l'espace de Hilbert est fait comme il suit : nous ne gardons que les niveaux de $l \leq 2$; de nombre quantique principal n tel que $|n - n_0| \leq 4$, avec $n_0 = 60$ le niveau-cible du calcul ; et une différence d'énergie avec le $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$ plus petite que 40 GHz. Le critère sur les nombres quantiques principaux n est bon car la superposition entre les parties radiales des fonctions d'onde varie vite en fonction de $n - n_0$, et donc le couplage devient négligeable. La figure I.3 montre clairement cet effet. Les autres critères ont été vérifiés en incluant plus de niveaux dans la base du départ, et en comparant le résultat avec le choix initial de la base. La différence relative entre les décalages en énergie trouvés est plus petite que 0,01. L'espace ainsi choisi comporte 523 niveaux.

Les énergies propres sont calculées en fonction de la distance. Une coupe au voisinage du niveau $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$ est montrée dans la figure I.4. Le graphique I.5 montre l'énergie du niveau qui nous intéresse en échelle logarithmique (plus précisément, l'énergie du niveau qui devient le $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$ en éloignant adiabatiquement les atomes jusqu'à l'infini. Ces graphiques présentent deux régions distinctes :

Le comportement en $1/r^6$ à grandes distances. Quand ils sont à des distances supérieures à 3 µm, l'interaction présente une variation claire en $1/r^6$, à l'ordre deux donc dans le terme d'interaction dipolaire (I.14). En théorie des perturbations, ce couplage à l'ordre deux pour le niveau $|R_1\rangle|R_2\rangle$ s'écrit comme

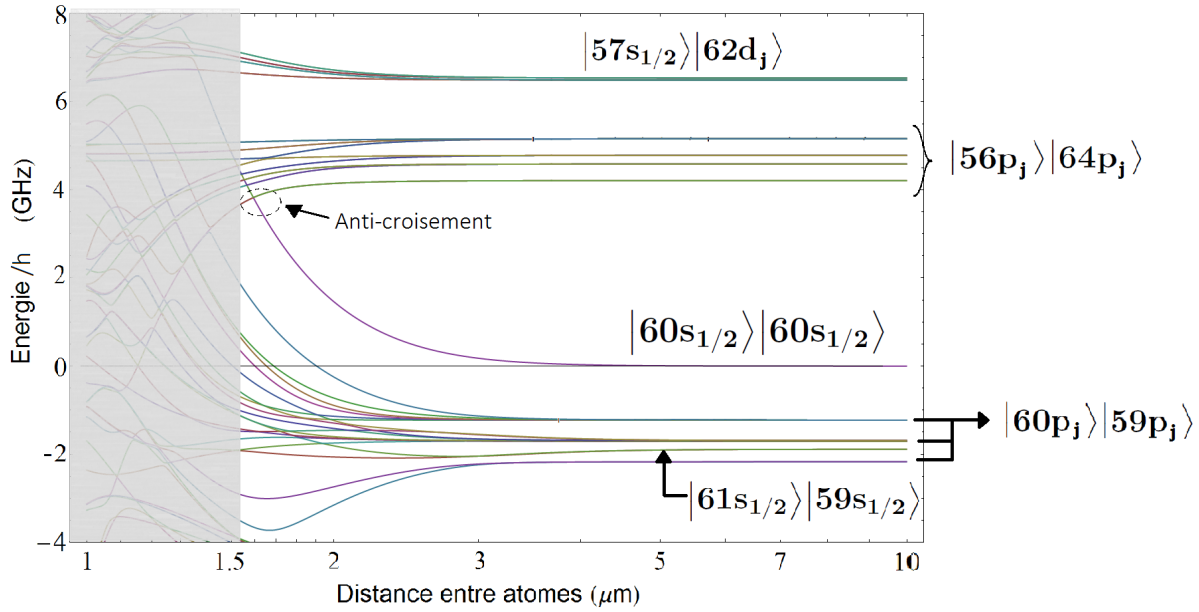


FIGURE I.4 – Spectre des énergies des paires d'atomes comme fonction de la distance. Les niveaux voisins au niveau $|60S_{1/2}\rangle|60S_{1/2}\rangle$ sont identifiés. Le zéro de l'énergie est défini comme l'énergie du niveau $|60S_{1/2}\rangle|60S_{1/2}\rangle$ à l'infini. Dans la région grise du graphique, les niveaux sont très mélangés car les énergies d'interaction deviennent plus grandes que leur séparation en énergie, et les hypothèses faites pour tronquer l'espace de Hilbert ne sont plus valables. Ces domaines de distance ne sont pas bien décrits par le calcul.

$$W^{(2)} = \sum_{R_1', R_2'} \frac{\langle R_1|\langle R_2|\hat{V}_{dd}|R_2'\rangle|R_1'\rangle\langle R_1'|\langle R_2'|\hat{V}_{dd}|R_2\rangle|R_1\rangle}{E(R_1) + E(R_2) - E(R_1') - E(R_2')} \tag{I.18}$$

Sur le graphique I.4, nous avons identifié les niveaux voisins en énergie qui y figurent. Les niveaux S sont couplés par V_{dd} aux niveaux P, et ce couplage varie rapidement avec n, comme montré sur la figure I.3. Les niveaux $|59P_j\rangle|60P_j\rangle$ sont proches en énergie et aussi en nombre quantique principal, et représentent les états qui contribuent le plus dans la somme (I.18) au calcul du terme d'énergie d'interaction à l'ordre deux pour le niveau $|60S_{1/2}\rangle|60S_{1/2}\rangle$. Le coefficient de ce potentiel de Van der Waals vaut $C_{6,60S-60S}$ =137,5 GHz µm^6 ; A 5 µm, le déplacement en fréquence correspondant vaut 8,8 MHz. L'expression (I.18) nous permet aussi d'établir une loi d'échelle pour la variation du coefficient d'interaction de Van der Waals $C_{6,nS-nS}$ avec n^* : chaque élément de matrice du potentiel d'interaction dipolaire varie en n^{*4} et la différence d'énergie entre niveaux de Rydberg voisins varie comme n^{*-3}, ce qui établit une dépendance en $(n^{*4})^2/n^{*-3} = n^{*11}$ pour le coefficient de Van der Waals.

Tant que ce couplage est bien plus petit que la séparation en énergie entre les états

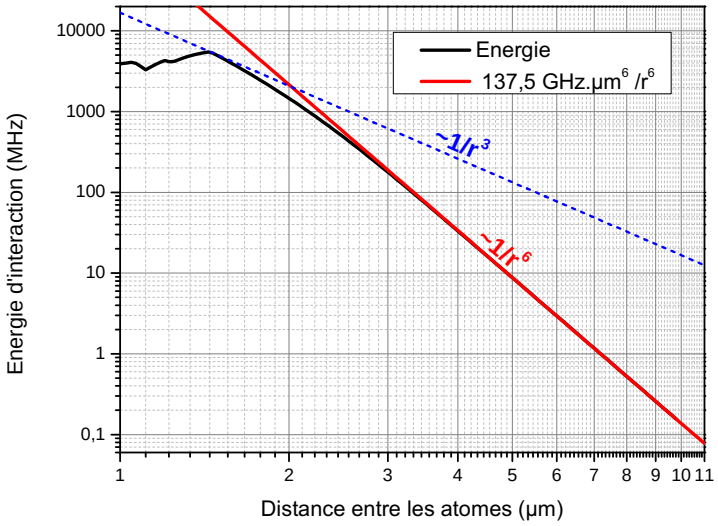


FIGURE I.5 – Énergie du niveau $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$ comme fonction de la distance, en échelle logarithmique. De façon précise, pour les distances r <3 µm l'état propre auquel correspond cette énergie commence à être mélangé avec d'autres états qui interagissent fortement avec lui, et en toute rigueur on ne peut plus lui attribuer un caractère pur $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$. Néanmoins, dans le cas où les atomes seraient approchés depuis l'infini adiabatiquement, leur énergie suivrait la courbe en noir. La courbe en $1/r^3$ est tracée pour guider les yeux, mais le premier anti-croisement arrive avant que le comportement en $1/r^3$ ne devienne clair.

$|59\mathrm{P}_j\rangle|60\mathrm{P}_j\rangle$ et $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$, comprise entre 1 et 2,5 GHz, le couplage reste d'ordre deux, et les vecteurs propres du Hamiltonien restent très proches des vecteurs propres du Hamiltonien à l'infini : ces niveaux ne sont donc pas « mélangés ».

Du couplage en $1/r^6$ au couplage en $1/r^3$. A une distance de 3 µm, l'énergie d'interaction est de 180 MHz et commence à devenir importante par rapport à la séparation entre les niveaux. A la mesure que la distance entre atomes diminue, le caractère de l'interaction change d'une interaction à l'ordre deux à une interaction à l'ordre un, et la dépendance de l'énergie avec la distance tend à une dépendance en $1/r^3$. L'état $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$ n'est plus un état propre du Hamiltonien. Le niveau propre $|v\rangle$ qu'on obtient en suivant adiabatiquement la courbe de l'énergie du niveau $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$ à partir de l'infini perd son « caractère » $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$: a 1,6 µm, $\left|\langle v|60\mathrm{S}_{1/2}, 60\mathrm{S}_{1/2}\rangle\right|^2 < 0,4$.

A partir de 1,6 µm, les niveaux se mélangent complètement et les approximations que nous avons fait au début du calcul ne sont plus valables. Le graphique I.4 montre cette région en gris. Elle présente plusieurs anticroisements, des régions où les courbes d'énergie

	$C_6(\mathrm{GHz\,\mu m^6})$	$C_6(60\mathrm{S}).(n-\delta_{n,l,j})^{11}/(60-\delta_{60,l,j})^{11}$ $(\mathrm{GHz\,\mu m^6})$
$\left\|57\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left\|57\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$	73,8	75,8
$\left\|58\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left\|58\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$	92,93	92,7
$\left\|59\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left\|59\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$	111,5	113,1
$\left\|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left\|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$	137,5	137,5
$\left\|61\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left\|61\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$	167,5	166,6
$\left\|62\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left\|62\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$	203,5	201,1
$\left\|63\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left\|63\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$	246,3	242,0

TABLE I.3 – Coefficients d'interaction Van der Waals entre atomes dans le même état nS, calculés par simulation et par loi d'échelle à partir du coefficient calculé du niveau $\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|60\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$.

comme fonction de la distance s'évitent à cause d'un terme de couplage Hamiltonien entre les états propres de chacune des deux énergies [88]. Après un passage par un anticroisement, les caractères des niveaux s'échangent, et le niveau représenté par la même courbe en trait plein acquiert le caractère de l'autre état présent dans l'anticroisement. Avec la méthode expérimentale de préparation des atomes de Rydberg utilisée lors des expériences, et qui sera décrite dans le chapitre suivant, ces régimes de très courte distance ne sont pas explorés. En effet, les résonances qui peuvent éventuellement exister avec un système laser d'excitation proche de la résonance dans ces régions de courte distance sont précises à la dizaine de nanomètre près sur la distance interatomique, et les éléments de matrice de couplage à partir du niveau fondamental sont petits à cause du grand mélange entre niveaux.

I.3.3 Les autres niveaux nS-nS

De la même façon, nous pouvons calculer l'énergie d'interaction des niveaux $\left|n\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|n\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$. Le tableau I.3 montre les valeurs des coefficients C_6 de Van der Waals pour ces états $n\mathrm{S}-n\mathrm{S}$, avec n proche de 60. Un calcul à partir de la valeur du coefficient calculée pour $n = 60$ et la loi d'échelle en n^{*11} est aussi montrée sur la troisième colonne.

I.3.4 Les niveaux 60S-nS

Les transitions micro-onde vers des niveaux S adjacents nous ont permis de sonder les distributions d'énergie des atomes de Rydberg en interaction. Pour cela, il nous faut connaître aussi l'énergie d'interaction des niveaux $\left|n\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle\left|n'\mathrm{S}_{1/2}\right\rangle$. Le sous-espace engendré

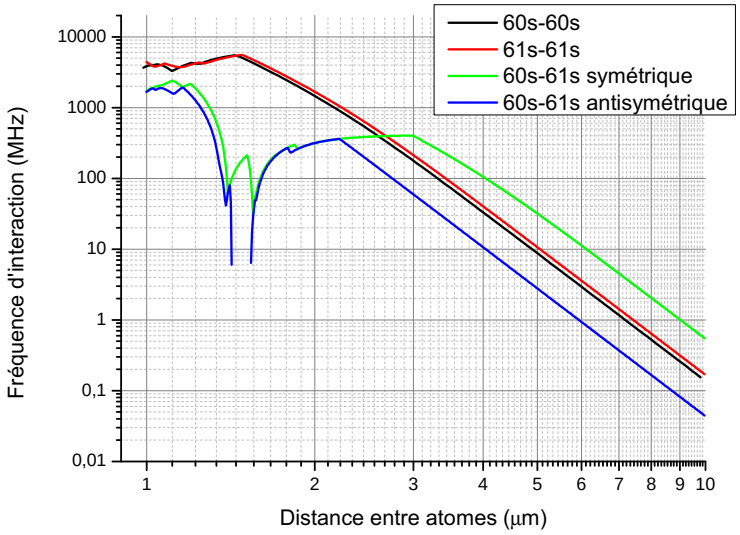


FIGURE I.6 – Énergies d'interaction des niveaux $\left|60S_{1/2}60S_{1/2}\right\rangle$, $\left|61S_{1/2}61S_{1/2}\right\rangle$,$\left|60S_{1/2}61S_{1/2},+\right\rangle$ et $\left|60S_{1/2}61S_{1/2},-\right\rangle$. Ces deux derniers ont des coefficients de Van der Waals à longue distance $C_{6,+} = 536{,}6\,\text{GHz}\,\mu\text{m}^6$ et $C_{6,-} = 43{,}7\,\text{GHz}\,\mu\text{m}^6$. Les régions du graphique à distance $r < 3\,\mu\text{m}$ ne sont pas fiables, car les hypothèses faites pour tronquer l'espace de Hilbert ne se vérifient plus.

par les niveaux d'intérêt est maintenant de dimension deux. En absence d'interactions il est dégénéré, et peut avoir pour base les états orthogonaux $\left|60S_{1/2}\right\rangle\left|nS_{1/2}\right\rangle$ et $\left|nS_{1/2}\right\rangle\left|60S_{1/2}\right\rangle$. Quand l'interaction est prise en compte, la dégénérescence est levée et les états propres deviennent l'état symétrisé et l'antisymétrisé,

$$|60S, nS, \pm\rangle = \frac{\left|60S_{1/2}\right\rangle\left|nS_{1/2}\right\rangle \pm \left|nS_{1/2}\right\rangle\left|60S_{1/2}\right\rangle}{\sqrt{2}} \tag{I.19}$$

Ces états ont une énergie d'interaction qui peut être très différente. La figure I.6 montre les énergies calculées pour les états $\left|60S_{1/2}\right\rangle$ et $\left|61S_{1/2}\right\rangle$. L'énergie de Van der Waals des états symétrique et antisymétrique sont différentes d'un facteur 10, $C_6^{(+)} = 536{,}6\,\text{GHz}\,\mu\text{m}^6$ et $C_6^{(-)} = 43{,}7\,\text{GHz}\,\mu\text{m}^6$ respectivement. Certaines de ces énergies sont même attractives ! Cette différence se montrera importante quand on étudiera des transitions micro-onde du niveau 60S vers des niveaux nS, dans le régime de forte interaction entre atomes.

Le tableau I.4 répertorie des énergies d'interaction calculées pour des paires $60S - nS$.

	$C_6^{(+)}(\mathrm{GHz}\,\mu\mathrm{m}^6)$	$C_6^{(-)}(\mathrm{GHz}\,\mu\mathrm{m}^6)$
$60\mathrm{S}_{1/2}$, $57\mathrm{S}_{1/2}$	−43,59	−42,94
$60\mathrm{S}_{1/2}$, $58\mathrm{S}_{1/2}$	−185,3	−204,5
$60\mathrm{S}_{1/2}$, $59\mathrm{S}_{1/2}$	410,8	35,37
$60\mathrm{S}_{1/2}$, $61\mathrm{S}_{1/2}$	536,6	43,65
$60\mathrm{S}_{1/2}$, $62\mathrm{S}_{1/2}$	−321,3	−299,0
$60\mathrm{S}_{1/2}$, $63\mathrm{S}_{1/2}$	−84,33	−83,16

TABLE I.4 – Coefficients d'interaction Van der Waals entre un atome 60S et un atome nS. Les deux états propres du Hamiltonien d'interaction sont l'état symétrique $\left|60\mathrm{S}_{1/2}n\mathrm{S}_{1/2},+\right\rangle$ et l'état antisymétrique $\left|60\mathrm{S}_{1/2}n\mathrm{S}_{1/2},-\right\rangle$, définis dans le texte. Les coefficients de van der Waals $C_6^{(\pm)}$ pour ces deux états sont donnés dans le tableau. Le signe − veut dire que l'interaction est attractive.

I.4 Blocage dipolaire

La puce à atomes de cette expérience a été dessinée pour produire des nuages d'atomes froids assez petits, qui remplissent les conditions très contraignantes sur ses dimensions nécessaires à l'excitation d'un seul atome par blocage dipolaire. Dans ce paragraphe nous étudions théoriquement le blocage dipolaire dans un calcul numérique exact, avec un modèle réaliste où nous pourrons incorporer les différents paramètres expérimentaux tels que la qualité de préparation d'un nuage, ses dimensions, sa température, et aussi la stabilité des références de fréquence du système laser d'excitation.

I.4.1 Le Hamiltonien du système

Considérons une assemblée d'atomes qui interagit avec un laser de fréquence $\omega/(2\pi)$, proche de la résonance avec une transition entre l'état fondamental $|g\rangle$ de ces atomes et un état de Rydberg $|R\rangle$ d'énergie $\hbar\omega_0$ (le désaccord est défini comme $\delta = \omega - \omega_0$, positif pour le laser désaccordé vers le bleu). Si ce désaccord est petit devant l'écart en énergie des autres niveaux de Rydberg par rapport à $|R\rangle$, cette approximation à deux niveaux est justifiée. La fréquence de Rabi du couplage est supposé de même valeur absolue $\Omega/2\pi$ pour tous les atomes (ce qui revient à considérer les faisceaux lasers bien plus larges que l'extension spatiale du nuage). Finalement, deux atomes dans des états de Rydberg interagissent par le potentiel dipolaire $\Delta(r_{jk})$ qui ne dépend que de la distance entre les atomes j et k. Ce Hamiltonien s'écrit

$$\frac{\hat{H}}{\hbar} = -\delta \sum_{j\leq N} |R_j\rangle\langle R_j| + \frac{\Omega}{2} \sum_{j\leq N} \left(e^{ik.r_j}|R_j\rangle\langle g_j| + e^{-ik.r_j}|g_j\rangle\langle R_j|\right) + \sum_{\substack{j\leq N \\ k<j}} \Delta(r_{jk}).|R_k\rangle|R_j\rangle\langle R_j|\langle R_k| \tag{I.20}$$

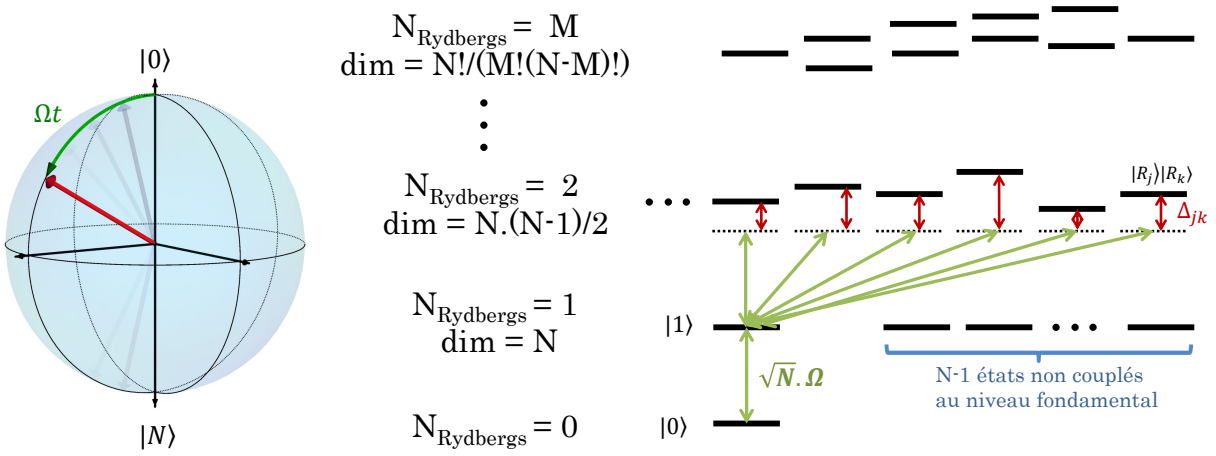
Les termes qui oscillent en $\omega + \omega_0$ ont été éliminés[29], car $\omega, \omega_0 \gg \delta$. Les différentes phases $e^{ik.r_j}$ de la fréquence de Rabi complexe, dues aux phases relatives de la lumière à la position de chaque atome, peuvent être éliminées en faisant agir une transformation unitaire sur la base des états $\bigotimes_{j\leq N}(1|g_j\rangle\langle g_j| + e^{ik.r_j}|R_j\rangle\langle R_j|)$. Dans la suite nous omettrons ces phases. Il est instructif de discuter deux cas limites de cet Hamiltonien, le cas $\Delta(r_{jk}) = 0$ pour tous j et k, et aussi le cas $\Delta(r_{jk}) \gg \sqrt{N}\Omega$ pour tous j et k.

I.4.1.a La limite sans interactions

Nous posons l'énergie d'interaction $\Delta(r_{jk})$ nulle pour n'importe quelle paire d'atomes. Chaque atome va osciller entre l'état fondamental et l'état de Rydberg, de façon cohérente avec tous les autres atomes du nuage car la lumière imprime une relation de phase définie entre eux. L'espace de Hilbert de tous les états possibles pour ce système à N atomes est de dimension 2^N. L'état fondamental du système, celui avec tous les atomes dans l'état fondamental $|g_j\rangle$, évolue sous l'action du Hamiltonien (I.20) dans un sous-espace bien plus petit, de dimension $N+1$ [89]. Les états accessibles par cette oscillation de Rabi collective sont appelés états de Dicke et peuvent être représentés par un spin de module $N/2$ qui tourne dans une sphère de Bloch. Chaque état de Dicke est combinaison linéaire symétrique d'états de même nombre d'atomes excités et on peut les identifier par $|0\rangle$, $|1\rangle$, ..., $|N\rangle$. L'état fondamental est évidemment l'état $|0\rangle = \bigotimes_{j\leq N} |g_j\rangle$, et l'état à une excitation s'écrit comme une combinaison symétrique des états à un atome excité,

$$|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j\leq N} |g_1\rangle \otimes |g_2\rangle \otimes \cdots \otimes |R_j\rangle \otimes \cdots \otimes |g_N\rangle \tag{I.21}$$

Nous disons que cet état présente une excitation délocalisée entre tous les atomes. Les états à plusieurs excitations sont aussi combinaisons de tous les états de même nombre d'excitations localisés. La figure I.7a montre la représentation en sphère de Bloch des oscillations de Rabi collectives. Nous voyons que l'effet de la lumière cohérente sur cette assemblée d'atomes est de faire les transitions $|0\rangle \to |1\rangle \to \cdots \to |N\rangle$ en un temps $t = \frac{\Omega}{\pi}$. A l'exception des pulses tels que $\Omega.t = n\pi$, $n \in \mathbb{N}$, pour lesquels le spin se trouve sur les pôles de la sphère où l'état de spin est purement $|0\rangle$ ou $|N\rangle$, en général l'état du spin pour un temps quelconque est une superposition d'états à plusieurs nombres d'excitations, les états cohérents de spin [90], dont le nombre moyen d'excitations évolue entre 0 et N. Le graphique (b) de la figure I.8 montre l'évolution des populations des états de Dicke dans le cas simple d'un système à deux atomes.



(a) (b)

FIGURE I.7 – (a) : représentation en sphère de Bloch des oscillations collectives d'une assemblée de N atomes couplés de façon cohérente avec la lumière résonnante. Le vecteur qui représente l'état de ce spin, défini dans un espace de dimension $N+1$, oscille avec la fréquence de Rabi $\Omega/2\pi$ entre l'état $|0\rangle$ et l'état $|N\rangle$, en passant par des superpositions d'états de Dicke $|M\rangle$ à M excitations. (b) : schéma des 2^N états d'un système à N atomes, dans le cas général où les énergies des niveaux de Rydberg sont décalés par interaction dipolaire. Le laser est supposé en résonance avec la transition atomique en absence d'interaction. Les états sont regroupés sur la figure dans des sous-espaces à même quantité d'excitations de Rydberg. La première conséquence de la présence d'interaction est la brisure de la symétrie de Dicke pour les états à plus d'une excitation, et la description simple de l'évolution Hamiltonienne dans le sous-espace des $N+1$ états symétriques n'est plus possible. Dans le cas de très grandes énergies d'interaction, l'évolution du système vers des niveaux à plus d'une excitation est bloquée, car les transitions entre le niveau $|1\rangle$ et les niveaux à deux excitations est hors résonance avec le couplage induit par le laser.

I.4.1.b La limite du blocage complet

Considérons maintenant le cas limite où $\Delta(r_{jk}) \gg \sqrt{N}\Omega$ pour n'importe quelle paire d'atomes excité. Cette limite implique d'abord que la symétrie du modèle de Dicke est brisée, parce que les écarts en énergie entre les niveaux à M et $M+1$ atomes excités pour $M \geq 1$ sont décalés par l'interaction dipolaire. La figure I.7b illustre cet effet avec un diagramme des énergies du système. La lumière est maintenant hors résonance avec les transitions entre l'état $|1\rangle$ et les états à deux excitations. Le système change brutalement son comportement, et oscille entre l'état fondamental $|0\rangle$ et l'état symétrique à une excitation $|1\rangle$ avec une pulsation de Rabi égale à celle du couplage collectif entre ces deux états, $\sqrt{N}\,\Omega$. Le graphique (c) de la figure I.8 montre cette limite pour une paire d'atomes. Cette suppression de l'évolution vers les états à plus d'une excitation, et l'apparition de la pulsation de Rabi collective $\sqrt{N}\,\Omega$, a été observé pour deux atomes dans [91].

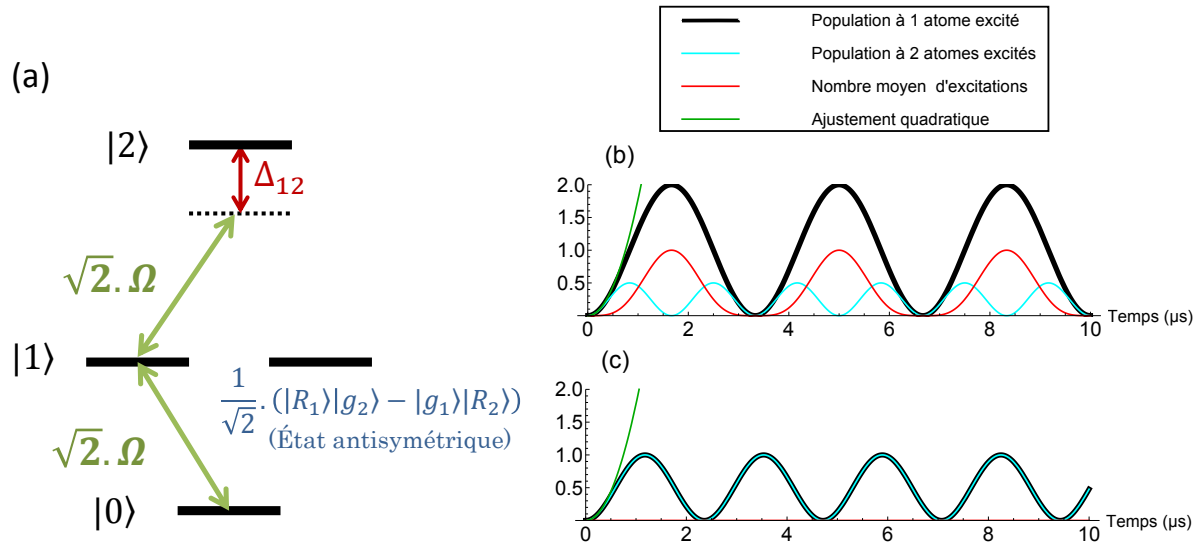


FIGURE I.8 – Solution analytique pour une paire d'atomes dans deux cas limites, le cas sans interaction et le cas à double excitation bloquée $\Delta_{1,2} \gg \Omega$. (a) : niveaux d'énergie du système, et le couplage entre eux induit par la lumière laser. (b) : le cas sans interaction, $\Delta_{1,2} = 0$. Ce cas correspond aux oscillations de Rabi collectives avec $N = 2$. La population des états $|1\rangle$ et $|2\rangle$, et le nombre moyen d'excitations, sont montrés. L'ajustement quadratique sur le début de la courbe du nombre moyen d'excitations est montré en vert. (c) : le cas à forte interaction, $\Delta_{1,2} \gg \Omega$. Dans ce cas, le système oscille entre l'état fondamental et l'état symétrique à une excitation, avec une fréquence qui est $\sqrt{2}$ fois plus grande que la fréquence de Rabi pour un atome unique. L'ajustement quadratique sur le début de la courbe du nombre moyen d'excitations est montré en vert, le même que pour la courbe (b). L'échelle horizontale et verticale est la même pour les deux graphiques.

I.4.1.c Le rayon de blocage

L'énergie d'interaction entre deux atomes est fonction de leur distance. Le couplage avec la lumière résonnante établit une échelle d'énergie, donnée par la fréquence de Rabi de ce couplage, et la comparaison entre ces deux énergies établit une échelle de distance qui fait la séparation entre le régime des oscillations de Rabi collectives et des oscillations bloquées, appelée rayon de blocage [42]. Dans le cas des interactions de Van der Waals en $1/r^6$, ce rayon de blocage s'écrit

$$R_b = \left(\frac{h.C_6}{\hbar\Omega}\right)^{\frac{1}{6}} = \left(\frac{2\pi C_6}{\Omega}\right)^{\frac{1}{6}} \tag{I.22}$$

L'interprétation physique de ce rayon est simple : étant donné un atome de Rydberg, un autre atome ne pourra pas être excité dans un volume sphérique de rayon R_b autour du premier atome. L'atome de Rydberg détermine un volume de blocage des excitations autour de lui. Dans le cas d'un nuage dense, plusieurs atomes peuvent être dans le même volume de blocage. Ces atomes vont alors évoluer collectivement entre l'état fondamental

et l'état à une excitation avec la fréquence de Rabi collective $\sqrt{N}\Omega/(2\pi)$, qui détermine une nouvelle échelle d'énergie et modifie la formule du rayon de blocage,

$$R_b = \left(\frac{2\pi C_6}{\sqrt{N}\Omega}\right)^{\frac{1}{6}} \tag{I.23}$$

Ces raisonnements supposent que la largeur de la transition est déterminée par la fréquence de Rabi. D'autres élargissements, comme l'effet Stark inhomogène créé par la présence de champs électriques inhomogènes, ou la largeur spectrale des lasers d'excitation, établissent d'autres échelles d'énergie qui diminuent le rayon effectif de blocage s'ils sont plus importants que la fréquence de Rabi collective. De façon générale, le rayon de blocage est fonction de l'élargissement total $\Delta\omega$ de la transition (ce qui comprend l'élargissement par puissance, par largeur spectrale laser, par présence de champs électriques inhomogènes, par effet Doppler, ...) selon la formule

$$R_b = \left(\frac{C_6}{\hbar\Delta\omega}\right)^{\frac{1}{6}} \tag{I.24}$$

Une bonne partie du travail expérimental décrit dans ce manuscrit a été de mieux maîtriser les deux sources d'élargissement mentionnées. La largeur spectrale des lasers limite actuellement la largeur de la transition à 600 kHz. Cela établit, pour le niveau 60S, un rayon de blocage de 7,8 µm.

I.4.2 L'extension spatiale d'un condensat de Bose-Einstein

Le défi expérimental de créer un piège harmonique à plusieurs atomes, contenus tous dans un seul volume de blocage, n'est pas encore atteint. Pour un piège harmonique, l'état fondamental est le plus petit état qu'on puisse faire. Une concentration macroscopique d'atomes bosoniques neutres dans l'état fondamental du piège constitue un condensat de Bose-Einstein (BEC, de l'acronyme en anglais) [92] [32] [33]. Même pour de petits condensats, les collisions élastiques entre deux atomes ne sont, en général, pas négligeables. Nous considérons alors le BEC comme la solution de plus basse énergie de l'équation de Gross-Pitaevskii [93]

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}|\psi(\mathbf{r})|^2\right]\psi(\mathbf{r}) = \mu\psi(\mathbf{r}) \equiv \mathcal{H}_{GP}\psi(\mathbf{r}). \tag{I.25}$$

μ est le potentiel chimique, déterminé par le nombre d'atomes du système. Le côté gauche de cette équation présente trois termes, dans l'ordre : l'énergie cinétique, le potentiel de piégeage avec les pulsations ω_i sur les trois dimensions, et l'interaction entre les atomes, qui ne dépend que de la longueur de diffusion a ($= 99.0\,a_0$ pour deux atomes de ^{87}Rb dans l'état $F = 2, m_F = +2$ [94]). Ce potentiel d'interaction à deux corps est valable si le gaz est assez froid, pour que la diffusion soit bien décrite par le seul terme en onde s, indépendant de l'impulsion des particules[92]. Aussi, le gaz doit être peu dense pour

négliger les effets à plus de deux corps. Cette condition s'écrit en termes de la longueur de diffusion $n.a^3 \ll 1$ [95]. Pour le ^{87}Rb, $a^{-3} = 7{,}0 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, ce qui représente des densités très hautes pour les gaz d'atomes froids. Les densités qu'on atteint sur notre expérience sont d'au moins trois ordres de grandeur plus basses que cette limite.

Pour mieux évaluer la contribution de chacun des termes de cette équation, il est intéressant de la réécrire en des unités sans dimension. Nous définissons pour cela les distances caractéristiques du problème

$$a_i = \left(\frac{\hbar}{m\omega_i}\right)^{1/2} \;, i \in \{x, y, z\} \tag{I.26}$$

Nous définissons aussi $a_{ho} = (a_x a_y a_z)^{1/3}$; $\lambda_i = a_i/a_{ho}$, tels que $\lambda_x\lambda_y\lambda_z = 1$; $\omega_{ho} = (\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3}$. Le potentiel chimique sans dimension s'écrit alors $\mu_1 = \mu/(\hbar\omega_{ho})$, et les longueurs sans dimension $\mathbf{r}_1 = (x/a_x, y/a_y, z/a_z)$. La fonction d'onde devient, en ces variables,

$$\psi_1(\mathbf{r}_1) = \sqrt{\frac{a_x a_y a_z}{N}}\psi(\mathbf{r}) \tag{I.27}$$

normalisée selon

$$\int d\mathbf{r}|\psi(\mathbf{r})|^2 = N \tag{I.28}$$

L'équation sans dimensions s'écrit

$$\left[\frac{1}{2}\sum_i \frac{1}{\lambda_i^2}\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{1}{2}(x_1^2 + y_1^2 + z_1^2) + u_{GP}|\psi_1(\mathbf{r}_1)|^2\right] = \mu_1\psi_1(\mathbf{r}_1) \tag{I.29}$$

Le paramètre sans dimensions $u_{GP} = \frac{4\pi a N}{a_{ho}}$ détermine le poids relatif des interactions par rapport à l'énergie cinétique des particules dans le nuage. Une solution analytique pour cette équation non-linéaire n'existe pas dans le cas général. Deux cas limites connaissent pourtant une solution simple [92] :

• $u_{GP} \ll 1$**. L'oscillateur harmonique quantique.** Cette limite décrit le cas de l'énergie d'interaction suffisamment faible devant l'énergie cinétique. Dans ce cas, on néglige le terme d'interaction et on retrouve l'équation pour l'oscillateur harmonique quantique en trois dimensions,

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)\right]\psi_h(\mathbf{r}) = \mu\psi_h(\mathbf{r}) \tag{I.30}$$

Cette équation est linéaire et ses fonctions propres sont connues. L'état fondamental est une Gaussienne, fonction des distances caractéristiques du potentiel harmonique,

$$\psi_h^{(0)}(\mathbf{r}) = (N)^{1/2}\left(\frac{1}{\sqrt{\pi}a_{ho}}\right)^{3/2} e^{-\frac{1}{2}(\frac{x^2}{a_x^2}+\frac{y^2}{a_y^2}+\frac{z^2}{a_z^2})} \tag{I.31}$$

• $u_{GP} \gg 1$**. Le profil de Thomas-Fermi.** L'autre limite arrive quand le terme d'énergie cinétique est négligeable devant le terme d'interaction entre les particules du condensat. Le profil de densité est alors le résultat de la compétition entre le potentiel harmonique de piégeage et l'énergie d'interaction répulsive entre les atomes. En négligeant l'énergie cinétique, l'équation de Gross-Pitaevskii devient

$$\left[\frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}|\psi_{TF}(\mathbf{r})|^2 - \mu\right]\psi_{TF}(\mathbf{r}) = 0 \tag{I.32}$$

Cette équation n'est plus une équation différentielle. Nous calculons facilement de l'équation ci-dessus la densité atomique $n_{TF}(\mathbf{r}) = |\psi_{TF}(\mathbf{r})|^2$,

$$\begin{cases} n_{TF}(\mathbf{r}) = \dfrac{\mu(N) - \dfrac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)}{\dfrac{4\pi\hbar^2 a}{m}} & \text{si } \mu - V(\mathbf{r}) > 0\,; \\ n_{TF}(\mathbf{r}) = 0 & \text{sinon.} \end{cases} \tag{I.33}$$

Le profil de densité est une parabole inversée. Le potentiel chimique $\mu(N)$ est déterminé à partir de la condition de normalisation (I.28) sur la fonction d'onde du condensat et vérifie [92]

$$\mu = \frac{15^{\frac{2}{5}}}{2}\left(\frac{Na}{a_{ho}}\right)^{\frac{2}{5}}\hbar\omega_{ho} \tag{I.34}$$

Le profil de Thomas-Fermi est fonction de la quantité d'atomes du condensat. Ses dimensions sur chaque direction de l'espace s'écrivent

$$r_i = \frac{a_i^2}{a_{ho}}\left(\frac{15Na}{a_{ho}}\right)^{\frac{1}{5}} \tag{I.35}$$

En raison des interactions, la taille du nuage dans une direction dépend aussi de la moyenne des fréquences ; un profil de Thomas-Fermi asymétrique, en forme de cigare, est d'autant moins confinant sur la direction allongée que les autres sont confinantes.

Le design de la puce à atomes de l'expérience, utilisée pour le piégeage magnétique du condensat, a été optimisé pour ces contraintes, et il sera discuté en détails dans le chapitre expérimental. Contentons-nous de considérer un des meilleurs pièges qu'elle est capable de produire en termes de confinement tridimensionnel, de fréquences mesurées $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi\times$ (37(1),107(1),121(1))Hz. Le paramètre u_{GP} vaut dans ce cas $0{,}0518\times N$. La figure I.9 montre que le changement entre les deux régimes se fait autour de $N = 50$.

La fonction d'onde exacte peut être calculée numériquement par une méthode de descente [95]. C'est une méthode générale de calcul de l'état fondamental d'un Hamiltonien, supposé non-dégénéré. Elle consiste à faire évoluer un état initial $|\phi\rangle$, dont on exige seulement que sa projection sur l'état fondamental ne soit pas nulle ($\langle\phi_0|\phi\rangle > 0$), jusqu'à l'infini

sur l'axe des temps imaginaires positifs. C'est-à-dire que nous faisons successivement sur cet état l'opération

$$|\phi\rangle \rightarrow \frac{e^{-\hat{H}_{GP}\,dt}|\phi\rangle}{|e^{-\hat{H}_{GP}\,dt}|\phi\rangle|} \tag{I.36}$$

pour un temps dt choisi sur des critères numériques de stabilité et convergence (ce pas est facile à trouver en pratique dans le cas de l'équation de Gross-Pitaevskii). La fonction d'onde est renormalisée à chaque étape, comme le montre (I.36). Pour comprendre le principe de l'algorithme, nous écrivons l'état choisi au départ comme combinaison des états propres du Hamiltonien

$$|\phi\rangle = \sum_k \langle\phi_k|\phi\rangle|\phi_k\rangle \tag{I.37}$$

Nous pouvons écrire l'action de l'opérateur comme

$$\frac{e^{-\hat{H}_{GP}\,dt}|\phi\rangle}{|e^{-\hat{H}_{GP}\,dt}|\phi\rangle|} = \frac{e^{-\hat{H}_{GP}\,dt}\sum_k\langle\phi_k|\phi\rangle|\phi_k\rangle}{|e^{-\hat{H}_{GP}\,dt}|\phi\rangle|} = \frac{\sum_k\langle\phi_k|\phi\rangle e^{-E_k\,dt}|\phi_k\rangle}{|e^{-\hat{H}_{GP}\,dt}|\phi\rangle|} \tag{I.38}$$

L'amplitude des états propres excités diminue relativement à l'amplitude de l'état fondamental, car $e^{-E_k.dt} < e^{-E_0.dt}$ pour $E_k < E_0$, et à l'infini on obtient l'état fondamental du Hamiltonien. Nous pouvons ainsi obtenir la fonction d'onde du BEC pour n'importe quel nombre d'atomes. Le graphique I.9 montre les dimensions spatiales d'un BEC dans le piège de fréquences données plus haut, calculées par la méthode numérique décrite.

I.4.3 Simuler le blocage dipolaire dans un petit BEC

La comparaison entre le rayon de blocage calculé pour une raie large de 600 kHz et les dimensions calculées du BEC montre que, pour les petits nombres d'atomes, la taille du nuage est juste au dessus du rayon de blocage. Dans ce paragraphe, nous allons au-delà de ce raisonnement en facteurs d'échelle et nous discutons une simulation exacte de ce qui se passe lors de l'excitation de tels BEC vers des niveaux de Rydberg. Nous avons choisi pour nos expériences le niveau de Rydberg 60S. Le choix d'un niveau S garantit une interaction dipolaire indépendante de l'angle entre la direction de quantification (qui est déterminée par le champ magnétique, dans un piège magnétique de Ioffe-Pritchard [19] comme est le nôtre) et l'axe qui lie la paire d'atomes, comme discuté plus haut. Le $n = 60$ a été choisi dans un compromis entre l'interaction dipolaire, qui varie en n^{*11} et que nous voulons la plus grande possible, et l'élargissement Stark dû à des champs électriques inhomogènes, qui varie en n^{*7}, élargit la transition et réduit le rayon de blocage effectif. Le contrôle et la caractérisation de ces champs électriques dans l'enceinte expérimentale a été un travail qui sera décrit dans le chapitre suivant.

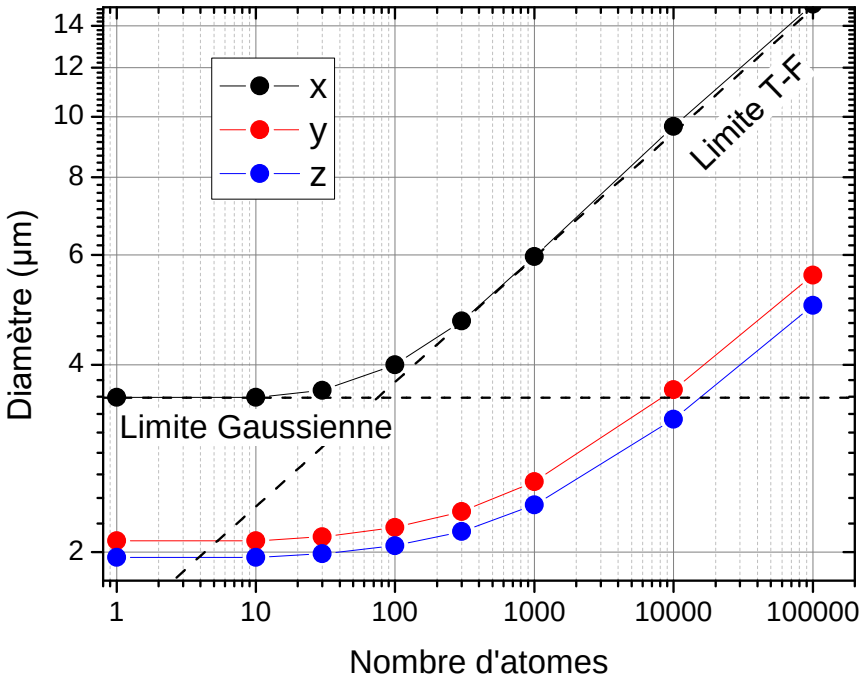


FIGURE I.9 – Dimensions spatiales d'un BEC dans un piège harmonique de fréquences $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi\times$ (37(1),107(1),121(1))Hz, comme fonction du nombre d'atomes. La transition entre la limite Gaussienne et la limite de Thomas-Fermi, qui arrive pour $N \sim 50$, est claire. La première limite est indépendante de N, alors que la deuxième varie comme $N^{1/5}$. La quantité représentée, $\sqrt{8.\langle x_i^2\rangle}$, est égale au diamètre à e^{-1} de la densité spatiale pour le piège Gaussien.

Simuler l'évolution d'un système à N atomes de façon exacte est exponentiellement prohibitif, car l'espace de Hilbert associé a 2^N états ne présente pas de symétrie évidente en présence de l'interaction dipolaire, dépendante de la distance entre chaque paire d'atomes. Si nous supposons que tout le nuage est dans un seul volume de blocage, par contre, nous pouvons tronquer l'espace des états au sous-espace à zéro, une ou deux excitations de Rydberg. La validité de cette hypothèse peut être vérifiée à posteriori, en regardant la population des états à deux excitations. Si elle reste petite, cela veut dire que les états à plusieurs excitations ne seront pas peuplés non plus car l'évolution Hamiltonienne est restée confinée aux états à zéro et une excitation.

La fonction d'onde pour ce système de N atomes à deux niveaux, dans le sous-espace avec $M \leq 2$ excitations de Rydberg, s'écrit

$$|\phi\rangle = c_0|0\rangle + \sum_k c_k|\phi_k\rangle + \sum_{k,l>k} c_{kl}|\phi_{kl}\rangle \tag{I.39}$$

avec $|0\rangle$ l'état sans atomes dans le 60S, $|\phi_k\rangle$ l'état à une seule excitation sur l'atome k, et $|\phi kl\rangle$ l'état aux atomes k et l excités. Le Hamiltonien (I.20) projeté sur ce sous-espace

donne l'évolution pour chaque coefficient de l'expansion (I.39),

$$\begin{cases} i\dfrac{dc_0}{dt} &= \frac{\Omega}{2}\sum_k c_k(t) \\ i\dfrac{dc_k}{dt} &= \delta c_k(t) + \frac{\Omega}{2}c_0(t) + \frac{\Omega}{2}\sum_{l\neq k} c_{kl}(t) \\ i\dfrac{dc_{kl}}{dt} &= \left(2\delta + \Delta(r_{kl})\right).c_{kl}(t) + \frac{\Omega}{2}c_k(t) + \frac{\Omega}{2}c_l(t) \end{cases} \tag{I.40}$$

Nous nous plaçons pour ce calcul dans le cadre de l'approximation de « gaz gelé » [25], qui correspond à considérer l'état des variables externes de ce nuage gelé à l'échelle temporelle de l'évolution des variables internes. Cette approximation comprend deux hypothèses différentes :

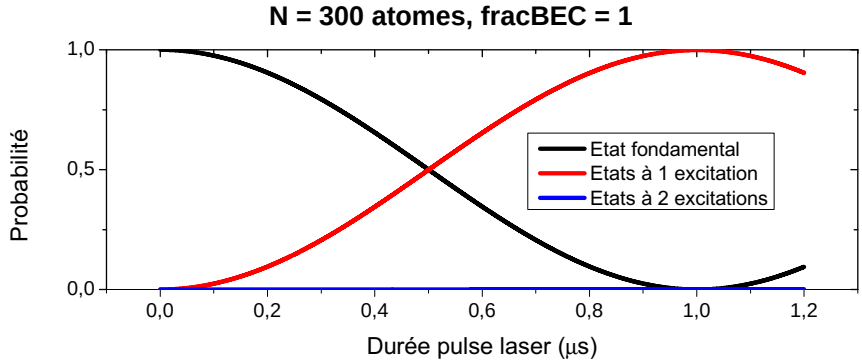
i. La variation de la position des atomes due à leur vitesse initiale entraîne des variations d'énergie d'interaction négligeables à l'échelle de temps de l'évolution de l'état interne. Pour une température de 1 µK, la vitesse des atomes de Rubidium est de 1,38 cm/s. En 1 µs, ils se déplacent en moyenne de 13,8 nm, ce qui vérifie cette condition.

ii. L'évolution des variables atomiques internes entraîne des effets négligeables sur les variables externes à l'échelle temporelle de l'excitation. Lors que deux atomes sont dans les états de Rydberg, leur énergie d'interaction, répulsive ou attractive, entraîne une force qui agit sur cette paire et qui peut les écarter à l'échelle de quelques µs, pour des énergies de l'ordre du MHz. Les résultats de cette thèse mesurent ce type d'effets, et permettront d'estimer si cette condition est, oui ou non, vérifiée. En particulier, sa validité dépend fortement du désaccord du laser. Pour l'instant, contentons-nous de dire que, pour les durées de pulse considérées dans ces simulations ($\Delta t \leq 1\,\mu s$) et pour le laser en résonance, cet effet est effectivement négligeable.

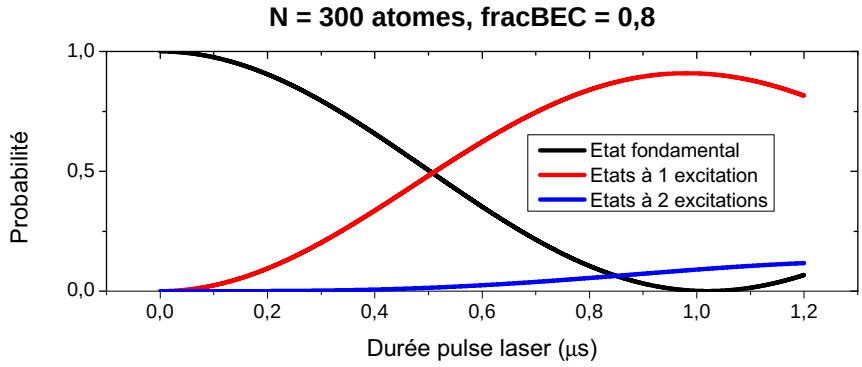
Les variables externes restent donc figées, mais l'évolution de l'état interne des atomes que nous cherchons à calculer est fonction de leurs positions, par l'interaction dipolaire. Pour le BEC, l'état de ces atomes dans l'espace des positions est l'état fondamental de l'équation (I.25), connu exactement. Ces atomes ne sont pas localisés à l'échelle des interactions dipolaires. L'article [96] écrit explicitement l'évolution de ce système dans l'espace de Hilbert des variables internes et externes. L'état initial est de la forme

$$|\Psi(0)\rangle = \int d^{3N}\mathbf{r}\,\psi(\mathbf{r})|\mathbf{r}\rangle \otimes |0\rangle \tag{I.41}$$

($\mathbf{r}$ est ici défini dans un espace de dimension $3N$) ; $\psi(\mathbf{r})$ est la fonction d'onde d'un BEC à N atomes. Dans le cadre de l'approximation de gaz gelé, $\psi(\mathbf{r},t) = \psi(\mathbf{r})$. L'évolution Hamiltonienne de l'état interne atomique implique que le calcul de l'espérance d'un opérateur qui agit sur les variables internes s'écrit comme



(a)



(b)

FIGURE I.10 – Simulation de l'évolution de l'excitation atomique vers le niveau $|60S\rangle$ dans un BEC à 300 atomes. Les fréquences de piégeage sont de $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \cdot (37(1),107(1),121(1))$Hz. La fréquence de Rabi pour un seul atome vaut $\Omega/2\pi = 500kHz/\sqrt{N}$ =28,9 kHz, ce qui maintient constant la fréquence de Rabi collective. L'évolution est calculée jusqu'au un pulse π de l'oscillation collective.

$$\left\langle \hat{O} \right\rangle = \int d^{3N}\mathbf{r} \; |\psi(\mathbf{r})|^2 \, \langle \phi_{\mathbf{r}}(t)|\hat{O}|\phi_{\mathbf{r}}(t)\rangle \tag{I.42}$$

Cette formule montre que l'espérance pour la valeur de l'opérateur est exprimée comme une sorte de moyenne sur les positions des atomes, de distribution de probabilité donnée par leur fonction d'onde. Il est important de remarquer que, même si l'expression est une moyenne effective, cela ne représente pas un manque de connaissance de l'état du nuage ; l'évolution Hamiltonienne est déterministe et l'état du système parfaitement connu à tous les instants. En particulier, l'entropie est toujours nulle.

Dans l'autre extrême, pour un piège thermique nous pouvons traiter la position des atomes comme des variables classiques ponctuelles ; néanmoins, nous n'avons qu'une connaissance statistique de ces positions, déterminée par la distribution de Maxwell-Boltzmann à la température T,

$$n(x,y,z) = \frac{N}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\left(\frac{m}{\mathrm{k_B}T}\right)^{\frac{3}{2}}\omega_x\omega_y\omega_z e^{-\frac{1}{2}\frac{m\omega_x^2x^2}{\mathrm{k_B}T}-\frac{1}{2}\frac{m\omega_y^2y^2}{\mathrm{k_B}T}-\frac{1}{2}\frac{m\omega_z^2z^2}{\mathrm{k_B}T}} \tag{I.43}$$

$$= \frac{N}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}\Delta_x\Delta_y\Delta_z}.e^{-\frac{1}{2}\frac{x^2}{\Delta_x^2}-\frac{1}{2}\frac{y^2}{\Delta_y^2}-\frac{1}{2}\frac{z^2}{\Delta_z^2}} \tag{I.44}$$

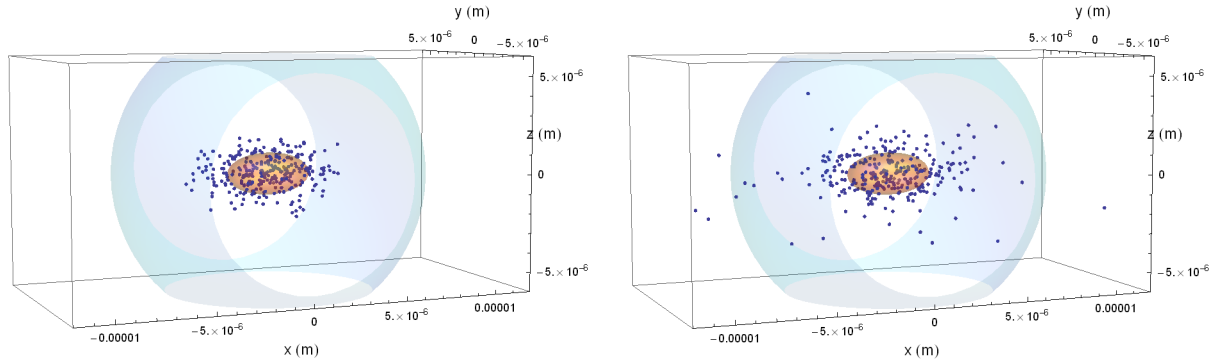
Dans les deux cas, nous simulons l'évolution des variables internes en appliquant sur les variables externes une méthode d'échantillonnage de Monte Carlo [97] qui consiste à répéter le calcul plusieurs fois pour des positions atomiques tirées au sort, avec une distribution de probabilité égale à la fonction d'onde au carrée pour le BEC, ou la distribution de Maxwell-Boltzmann pour un piège thermique. Dans un cas nous calculons numériquement l'intégrale (I.42) sur l'espace des positions des N atomes par échantillonnage aléatoire de cet espace, de poids statistique égal à la fonction d'onde du BEC, dans l'autre nous calculons numériquement une moyenne statistique sur plusieurs réalisations du piège thermique, est alors numériquement simulée par cet échantillonnage, et le résultat obtenu correspond au résultat moyen qui serait obtenu sur plusieurs réalisations expérimentales, dans les deux types de piège. Nous faisons remarquer néanmoins que la physique derrière ces deux moyennages numériques est très différente.

La fréquence de Rabi du couplage entre lumière et atomes détermine l'extension du volume de blocage, si l'élargissement par puissance est dominant ; Nous choisissons la fréquence de Rabi collective de l'ordre de l'élargissement expérimentalement mesuré de la raie, $\sqrt{N}\Omega = 2\pi\times 500\,\mathrm{kHz}$. Le nombre d'atomes est fixé à 300, expérimentalement le plus petit nombre que nous arrivons à faire de façon suffisamment contrôlée avec notre dispositif expérimental actuel. Les rayons à $1/e$ de ce piège sont donnés par $(2,34; 1,16; 1,08)$ μm. Le laser est supposé en résonance, $\delta = 0$. Pour chaque distribution atomique tirée au sort, les équations différentielles linéaires (I.40) sont intégrées par une méthode numérique de Runge-Kutta d'ordre quatre, programmée en C++.

Nous commençons par simuler l'évolution Hamiltonienne dans un BEC pur. La figure I.10a montre l'évolution de la probabilité totale des sous-espaces à 0, 1 et 2 excitations comme fonction du temps ainsi calculées, jusqu'à des temps de l'ordre d'un pulse π de l'oscillation de Rabi collective. Après le pulse π, la probabilité d'avoir excité une paire d'atomes est de 0,1% : le blocage est très efficace.

Nous avons aussi simulé l'évolution de ce piège dans le cas où le condensat n'est pas pur, mais contient 80% d'atomes dans le BEC et le reste dans un piège thermique autour. La température critique d'un BEC dans un piège harmonique est donnée par la formule [98]

$$\mathrm{k_B}T_C \approx 0,94\,\hbar\omega_{ho}N^{\frac{1}{3}} \tag{I.45}$$



(a) (b)

FIGURE I.11 – Représentation des tirages au sort d'atomes pour : (a) - le cas avec BEC pur, (b) - le cas avec 20% de nuage thermique. $N = 300$. La position des atomes est représentée par les points bleus. Le volume marron représente la région de densité spatiale $n(x, y, z) \geq e^{-1} \cdot n(0, 0, 0)$ pour le BEC, ce qui pour un piège Gaussien (dans la limite des petits nombres d'atomes) représente une ellipse de dimensions (a_x, a_y, a_z) (*cf.* discussion définition de la fonction d'onde du BEC dans le texte) qui contient 59,8% de la densité atomique. La sphère bleue représente un volume de blocage centré sur le nuage atomique, de rayon calculé selon la formule (I.23) pour le niveau $|60S\rangle$ et la fréquence de Rabi collective 500 kHz. Les rayon de blocage ainsi calculé vaut $r_B = 8{,}06\,\mu\text{m}$.

Pour le piège en question à 300 atomes, $T_C = 23{,}6\,\text{nK}$. Un nuage à une température de 14 nK présente 80% d'atomes condensés. A cette température, le piège thermique a des rayons à $1/e^{-1/2}$ qui valent (*cf.* équation (I.43)) $(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = (3{,}8\,;\, 1{,}3\,;\, 1{,}16)\mu\text{m}$. C'est dans ces conditions que nous effectuons la simulation une deuxième fois, et les résultats sont montrés dans I.10b. La probabilité d'exciter un deuxième atome après un pulse π est maintenant de 10%, ce qui n'est plus négligeable. L'espace de Hilbert tronqué aux états à deux excitations au moins n'est donc plus une approximation justifiée. Les figures I.11a et I.11b comparent un tirage au sort de la position des atomes pour le BEC pur, et le BEC à 14 nK, et nous voyons que le nuage n'est plus contenu dans un seul volume de blocage. Le contrôle fin de la température du nuage est alors un paramètre très important, la dizaine de nK suffisant pour limiter le blocage à un atome unique.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons utilisé la théorie des défauts quantiques pour calculer différentes caractéristiques physiques des atomes de Rydberg, qui nous intéresseront dans la suite de la description des travaux expérimentaux de cette thèse. D'abord, nous avons calculé le temps de vie des niveaux de Rydberg S et P, de nombre quantique principal proche de $n = 60$, à 0 K, 4 K et 300 K. Ensuite nous nous sommes intéressés par l'interac-

tion dipolaire entre atomes de Rydberg dans le niveau S. Pour des distances supérieures à 3 µm, l'énergie d'interaction entre atomes nS, avec n autour de 60, se comporte comme un potentiel de Van der Waals de dépendance R^{-6} en la distance interatomique R. Nous avons calculé les coefficients de cette interaction pour une paire d'atomes dans le même niveau nS, et pour une paire d'atomes nS-n'S dans des niveaux S différents. Dans ce dernier cas, deux énergies d'interaction différentes apparaissent, associées aux vecteurs propres combinaison symétrique et anti-symétrique des états $|n\mathrm{S}, n'\mathrm{S}\rangle$ et $|n'\mathrm{S}, n\mathrm{S}\rangle$.

La fin de ce chapitre a été dédiée à l'étude de l'excitation d'atomes dans le niveau 60S dans un BEC, dans un régime de blocage dipolaire à une seule excitation possible. Cela a été fait dans des conditions réalistes pour notre expérience. Nous avons calculé les dimensions exactes d'un condensat de Bose-Einstein comme fonction des fréquences du piège harmonique et du nombre d'atomes, pour n'importe quel nombre d'atomes. Les équations d'évolution Hamiltonienne de l'état interne des atomes du condensat, en présence d'une impulsion laser en résonance avec la transition $5\mathrm{S} \rightarrow 60\mathrm{S}$, ont été intégrées numériquement. Des restrictions sur la fréquence de Rabi de l'excitation laser, la taille du condensat, et sa température ont été établis, afin de garantir le blocage dipolaire à une seule excitation.

Chapitre II

Le montage expérimental : piéger et refroidir des atomes de ^{87}Rb

Une des caronades de la batterie, une pièce de vingt-quatre, s'était détachée. [...] Rien de plus terrible ne peut arriver à un navire de guerre au large et en pleine marche. Un canon qui casse son amarre devient brusquement on ne sait quelle bête surnaturelle. C'est une machine qui se transforme en un monstre. Cette masse court sur ses roues, a des mouvements de bille de billard, penche avec le roulis, plonge avec le tangage, va, vient, s'arrête, paraît méditer, reprend sa course, traverse comme une flèche le navire d'un bout à l'autre, pirouette, se dérobe, s'évade, se cabre, heurte, ébrèche [...]. C'est un bélier qui bat à sa fantaisie une muraille. [...] C'est l'entrée en liberté de la matière ; on dirait que cet esclave éternel se venge ; il semble que la méchanceté qui est dans ce que nous appelons les objets inertes sorte et éclate tout à coup ; cela a l'air de perdre patience et de prendre une étrange revanche obscure ; rien de plus inexorable que la colère de l'inanimé. [...] Vous pouvez raisonner un dogue, étonner un taureau, fasciner un boa, effrayer un tigre, attendrir un lion ; aucune ressource avec ce monstre, un canon lâché. Vous ne pouvez pas le tuer, il est mort ; et en même temps, il vit. Il vit d'une vie sinistre qui lui vient de l'infini.

Victor Hugo, *1793*

Nous nous intéressons dans ce chapitre à la description et caractérisation du dispositif expérimental. Le piégeage et refroidissement des atomes dans notre dispositif a été discuté en détails lors des thèses précédentes, [36] et [37]. Dans une premier temps, nous rappelons les avantages de travailler dans un environnement cryogénique, en particulier

pour augmenter le temps de vie des atomes de Rydberg, qui sont très sensibles à la radiation de corps noir dans le domaine de la micro-onde. Nous décrivons ensuite la fabrication de la nouvelle puce à atomes, et l'optimisation du design de ces fils visant à créer des pièges magnétiques confinants sur les trois directions de l'espace, pour la fin ultime du blocage dipolaire à un atome de Rydberg selon les contraintes établies dans le chapitre précédent. La séquence de piégeage est refroidissement du nuage atomique et ensuite rappelée brièvement, jusqu'à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein sur puce supraconductrice [35] [39].

II.1 Le cryostat

Les expériences d'atomes froids faites à des températures cryogéniques présentent certains avantages techniques par rapport à celles faites à température ambiante. Le piégeage d'atomes froids nécessite que la pression du gaz résiduel soit extrêmement basse, car les collisions avec ce gaz enlèvent des atomes du nuage [99]. Les chambres pour le piégeage d'atomes neutres à température ambiante sont très souvent étuvées pendant quelques semaines pour que ses parois soient assez propres, garantissant une faible pression de gaz résiduel. Dans un environnement cryogénique, des pressions plus basses que 1×10^{-10} mbar sont obtenues sans effort, car les parois froides adsorbent la majeure partie de la matière gazeuse, réduisant fortement la pression sans avoir recours à l'étuvage. L'environnement cryogénique permet aussi l'utilisation de fils supraconducteurs pour le passage des courants nécessaires à la création des champs magnétiques : des courants de quelques Ampères sont ainsi utilisés sans dissipation, alors que les bobines de champ magnétique des expériences d'atomes froids à température ambiante doivent souvent être placées à l'extérieur de la chambre pour être refroidies avec des circuits d'eau glacée. Un dernier avantage très important de l'environnement cryogénique pour notre expérience concerne le temps de vie des atomes de Rydberg : selon le calcul du chapitre précédent, nous gagnons un facteur supérieur à 2 sur le temps de vie des atomes de Rydberg en les protégeant de la radiation thermique à 300 K.

La fig. II.1 montre le plan de construction du cryostat, et un schéma de ses principaux éléments constituants. Les nombreux avantages d'une expérience d'atomes de Rydberg froids dans un environnement cryogénique ont été évoqués ; il faut aussi dire que la mise en oeuvre d'un cryostat présente plusieurs subtilités techniques : des contraintes sur la charge thermique du coeur de l'expérience, des contraintes sur le matériel et diamètre des fils pour minimiser les échanges thermiques avec l'environnement, la nécessité d'écrantage de la radiation de corps noir à 300 K qui vient de l'extérieur, d'assurer un bon contact thermique de chaque fil supraconducteur installé dans le coeur avec le bain d'hélium, de remplir quotidiennement les réservoirs d'azote et d'hélium liquide. Plusieurs détails de la mise en oeuvre du cryostat, antérieure à cette thèse, sont décrits dans les thèses précédentes [36] [37]. Nous nous contentons ici d'une vue d'ensemble rapide.

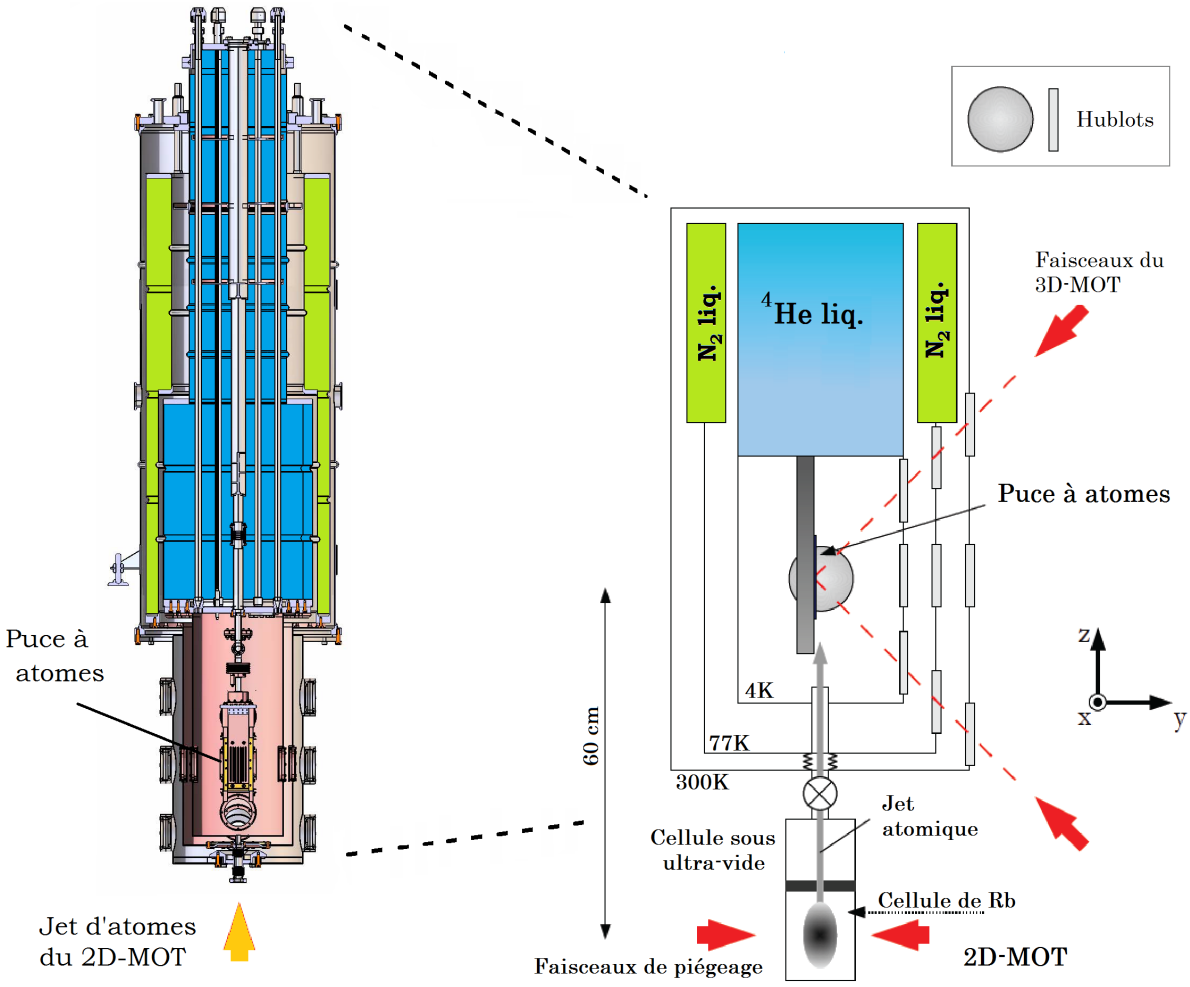
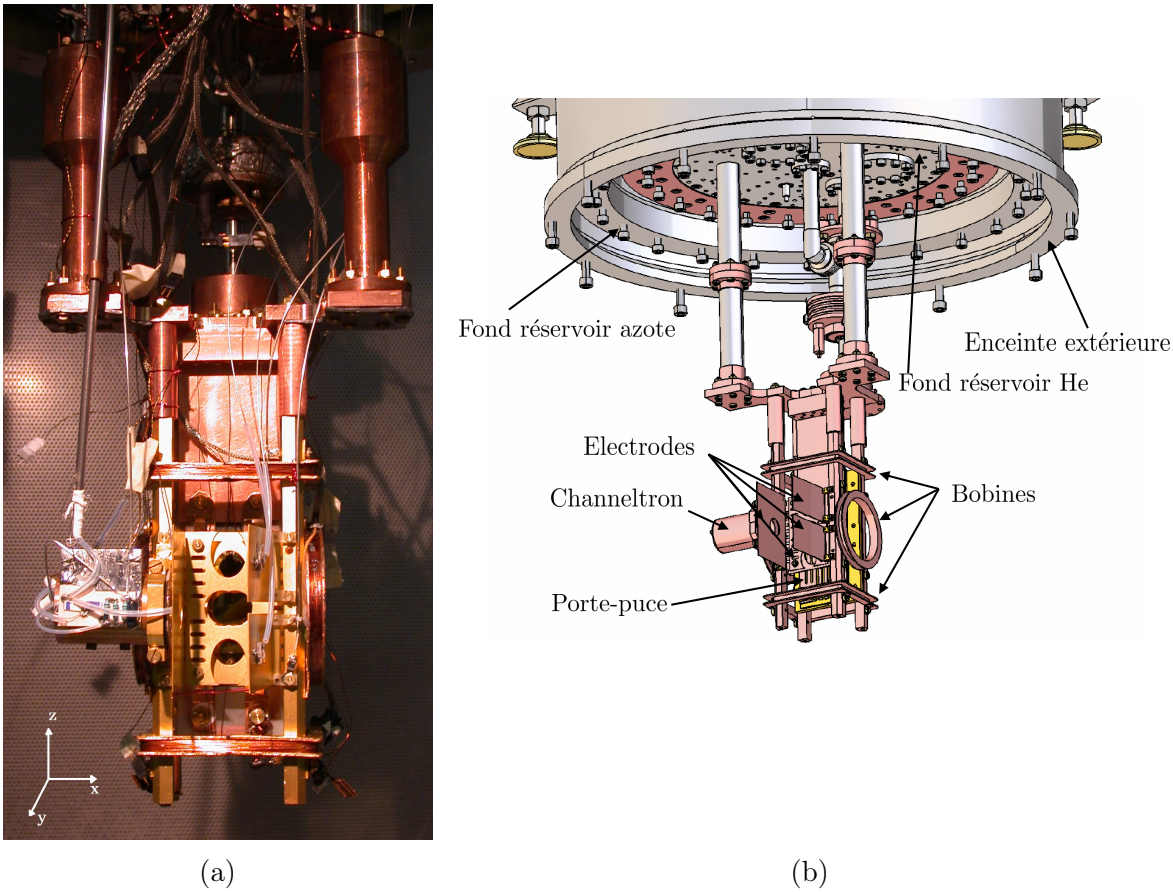


FIGURE II.1 – A gauche : coupe du plan de construction du cryostat, avec la puce tournée face à l'observateur. Le réservoir d'azote liquide est indiqué en vert, le réservoir d'^{4}He liquide indiqué en bleu. Le coeur de la manip est visible, ainsi que les deux jupes puis l'enceinte extérieure. Le 2D-MOT vient s'attacher à la bride en bas, et n'est pas visible sur ce plan. A droite : vue schématique de l'expérience, avec la puce tournée vers le côté droit. On y perçoit le 2D-MOT à l'extérieur du cryostat, qui crée un jet d'atomes qui charge le 3D-MOT miroir en haut. On y voit aussi les réservoirs d'azote et d'hélium liquide, les « jupes » d'azote et d'hélium vissées sur le fond de ces réservoirs et thermalisées à leur température, et l'enceinte extérieure à température ambiante. Cinq hublots sont installés sur chacune de ces jupes pour l'accès optique.

Le coeur de l'expérience, montré sur la fig. II.2, est protégé de la radiation extérieure par des écrans thermiques (« jupes ») en cuivre doré, des cylindres ouverts en haut et vissés sur le fond des réservoirs de liquides cryogéniques. La jupe ^{4}He est ainsi vissée sous



(a) (b)

FIGURE II.2 – Photo et plan du coeur de l'expérience, attaché au bas du réservoir d'^{4}He. Ses différents composants sont discutés dans le texte, ensemble avec la séquence expérimentale. Le porte-puce est la pièce mécanique sur laquelle la puce est attachée. Il manque, sur le plan et sur la photo, le dispenseur de rubidium utilisé pour faire un dépôt sur la surface de la puce, qui a été installé en dernier.

le réservoir d'^{4}He liquide, et la jupe azote vissée sous le réservoir d'azote liquide. Elles se thermalisent à la température des liquides cryogéniques, 4,2 K et 77 K respectivement. Sur chaque jupe, cinq hublots sont installés pour l'accès optique de la zone de piégeage atomique (axes selon la fig. II.1) : deux sur les directions $\pm x$, un sur la direction $+y$ (appelé le hublot de face, par rapport à la puce), et deux sur le plan yz, un sur la bissectrice des axes $+y$ et $+z$ et l'autre sur la bissectrice $+y - z$ (appelées directions $\pm 45°$). Par ces hublots, tous les faisceaux laser atteignent le centre de l'expérience. Tous les composants installés dans le coeur du cryostat, visibles sur la fig. II.2, sont également thermalisés à la température de l'^{4}He liquide. L'intérieur de la jupe hélium est revêtu d'une couche de plomb, supraconducteur à 4,2 K, qui écrante des champs magnétiques extérieurs par effet Meissner [100] et évite aussi les courants de Foucault sur les jupes lors de l'extinction du courant des bobines. Pour que cette couche de plomb ne piège pas des lignes de

champ lors de la mise à froid, des grandes bobines extérieures au cryostat, placées sur son bâti, créent un champ magnétique pendant le refroidissement, qui compense le champ constant de l'environnement. Cela n'est pas parfait, car la présence des composants de l'expérience modifie légèrement la valeur de compensation, et en pratique pour les étapes qui nécessitent un bon zéro de champ magnétique (par exemple pour la mélasse optique) une compensation fine est faite avec les bobines internes.

Même si les jupes ne sont pas complètement étanches, elles garantissent aussi un vide différentiel entre celui à 300 K, extérieur à la jupe d'azote dont la pression vaut 2×10^{-8} mbar mesuré avec une jauge de pression, et celui à 4,2 K intérieur à la jupe d'^{4}He dont la pression est inférieure à 1×10^{-10} mbar, chiffre qui n'est pas mesuré mais inféré à partir du temps de vie des nuages froids piégés, de l'ordre de la minute.

II.2 La puce à atomes

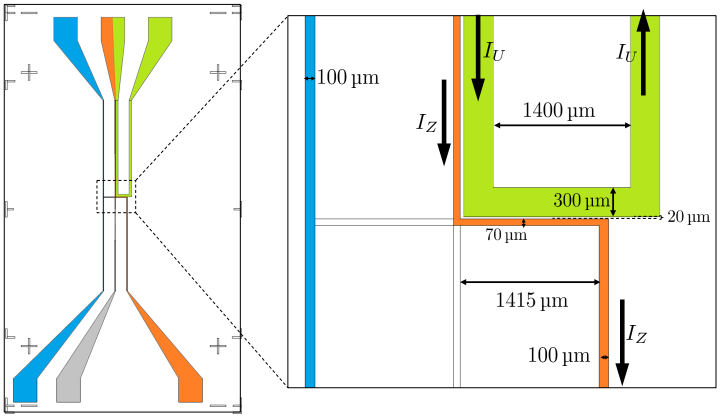
La puce à atomes a été dessinée dans l'optique des contraintes sur la taille des pièges magnétiques qui ont été discutées dans le chapitre précédent, dans le but d'atteindre un nuage atomique dont la taille fasse un seul volume de blocage. Comme tous les fils de l'expérience, les pistes gravées sur la puce doivent être supraconductrices afin d'éviter la dissipation d'énergie dans l'environnement cryogénique. Sur ces pistes, il faut aussi déposer un miroir efficace pour la longueur d'onde des lasers du piège magnéto-optique tridimensionnel (3D-MOT), car deux de ces faisceaux doivent être réfléchis sur la surface pour en créer deux autres. La fabrication de la puce a suivi dans les grandes lignes la recette utilisée pour la fabrication de la première puce par Gilles Nogues et Michael Rosticher, décrite dans [36], avec des pistes en Nb et un miroir en or. Nous avons adapté quelques étapes, et fait de nouveaux essais d'amélioration du processus de fabrication, que nous décrirons dans ce paragraphe. Le dépôt de Nb a été fait en salle Blanche de l'Observatoire de Paris, et ce travail a été guidé par les conseils de François-René Ladan et de Christine Chaumont. La plupart du processus de fabrication a été fait en salle blanche de l'ENS, avec l'aide de Michael Rosticher, à l'exception du dépôt d'or fait en salle blanche de l'université Paris VII. La fig. II.3 montre une photo de la nouvelle puce fabriquée, et le dessin des pistes qui ont été gravées. Le détail du processus de fabrication se trouve dans l'annexe A.

II.2.1 Dessin de la puce

Le dessin d'une nouvelle puce à atomes a suivi la modélisation de l'excitation d'atomes de Rydberg dans des pièges confinants, décrite dans le chapitre 1. Ce paragraphe commence par une discussion des pièges de Ioffe-Pritchard qui peuvent être créés par un fil en forme de Z puis des champs de biais [31]. Dans un deuxième moment, les deux paramètres importants de la géométrie du fil Z, c'est à dire la largeur du fil et la longueur de son bras



(a)



(b)

FIGURE II.3 – (a) : photo de la puce, déjà installée sur le porte-puce, avant installation du porte-puce dans le cryostat. Les 6 fils qui amènent les courants aux pistes gravées sont déjà soudés sur les pattes. Le miroir d'or déposé sur les fils, pour la réflexion des faisceaux laser du 3D-MOT, est aussi visible. (b) : dessin des fils de la puce, tourné de 90° par rapport à la photo. Le détail agrandi montre le bras central du fil en U (vert) et du fil en Z (orange). Le fil en bleu est utilisé pour envoyer la RF qui couple les sous-niveaux Zeeman lors du refroidissement évaporatif du nuage.

central, sont déterminés. Le choix de cette géométrie est basé sur deux grandeurs que nous voulons optimiser : la première est la dimension spatiale des condensats de Bose-Einstein piégés par les configurations de champs déterminées par le fil Z ; la deuxième est la profondeur de ce piège en énergie. Si le piège est peu profond, les atomes trop chauds sont perdus lors de son chargement.

La puce comporte aussi un fil en forme de U, qui crée, avec les champs de biais, une structure de champ quadrupolaire autour d'un zéro nécessaire pour le création d'un 3D-MOT [99] basé sur puce.

II.2.1.a Le piège de Ioffe-Pritchard avec fil en forme de Z

Le terme linéaire de déplacement Zeeman pour l'électron de valence dans un niveau hyperfin F, et dans un sous-niveau Zeeman de nombre magnétique m_F, s'écrit comme

fonction du champ magnétique **B** selon

$$\hat{H}_Z = -\hat{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = g_F \, m_F \, \mu_B \, |\mathbf{B}(\mathbf{r})| \tag{II.1}$$

où g_F est le facteur de Landé du niveau hyperfin F, et $\mu_B = q\hbar/(2m_e)$ est le magnéton de Bohr-Procopiu, de valeur 9,274 009 68(20) $\times 10^{-24}$ J T^{-1} [73]. Le signe du Hamiltonien devient positif car la charge de l'électron est négative. La formule considère que la direction de quantification de l'atome est la même que celle du champ magnétique, ce qui implique que l'atome suit adiabatiquement cette direction au cours de son mouvement. Dans l'espace libre, le champ magnétique ne peut pas avoir de maximum local, mais peut avoir un minimum local [101], et donc le piégeage magnétique d'atomes neutres implique le pompage optique de tous ces atomes vers un sous-niveau Zeeman extrême de la multiplicité, qui soit piégé dans un minimum de champ. D'après l'eqn.(II.1), cela implique que le sous-niveau Zeeman choisi est le plus grand(petit) m_F pour un g_F positif (négatif). Pour le ^{87}Rb dans le niveau hyperfin $F = +2$, $g_F = +1/2$ et nous piégeons les atomes dans le sous-niveau $m_F = +2$. Sauf mention contraire, les applications numériques dans ce paragraphe supposent les atomes piégés dans ce sous-niveau.

Pour des trajectoires atomiques qui croisent un point où le champ magnétique vaut zéro et son gradient est non-nul, la direction du champ s'inverse de façon non-adiabatique, et la condition de suivie adiabatique de la direction du champ par la direction de quantification du moment magnétique ne peut plus être vérifiée. Cela induit des pertes d'atomes du piège par passage non-adiabatique d'un sous-niveaux Zeeman piégeant à un autre non-piégeant [102], appelés pertes de Majorana. Dans un piège magnétique de Ioffe-Pritchard pour atomes froids [19], le minimum du champ est maintenu à une valeur différente de zéro pour éviter ces pertes.

Un fil en forme de Z sur le plan yz peut être vu sur le dessin de notre puce, fig. II.3. Il comporte un bras horizontal, sur la direction x, qui croise le plan yz au point $(0, 0)$, puis deux bras verticaux sur la direction z, un en haut et un en bas du bras horizontal, parcourus par un courant dans le même sens. Il est instructif de comprendre la structure de champ créée par ce fil en commençant par le champ créé par un fil horizontal infini sur la direction x (une approximation pour le bras horizontal) parcouru par un courant I_Z plus des champs de biais sur les deux autres directions de l'espace, B_{0y} et B_{0z}. La fig. II.4 montre le champ magnétique créé par une telle configuration sur le plan yz, perpendiculaire au fil. Le courant traverse le fil infini dans la direction $-x$, et crée un champ sur ce plan donné par

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_Z}{r}(-\mathbf{e}_x \wedge \mathbf{e}_r) = \frac{\mu_0}{2\pi} I_Z \left(-\frac{z}{y^2+z^2}\mathbf{e}_y + \frac{y}{y^2+z^2}\mathbf{e}_z \right) \tag{II.2}$$

Les champs de biais déterminent la position du zéro de champ, là où ils compensent exactement le champ créé par le fil infini :

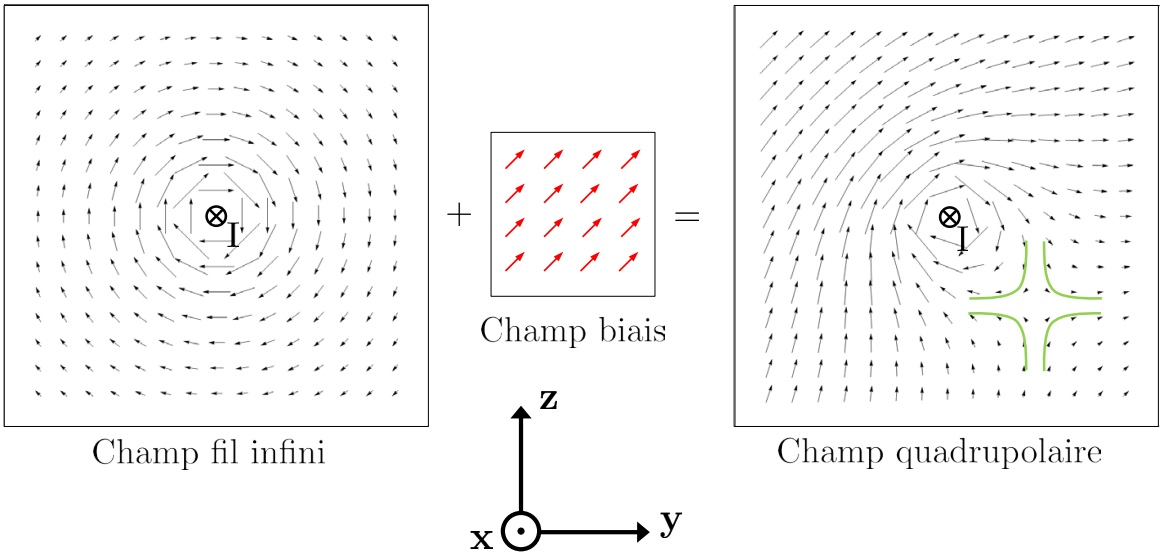


FIGURE II.4 – Le champ magnétique créé par un fil infini, parcouru par un courant dans le sens $-x$ combiné avec un champ de biais sur une direction perpendiculaire au fil. Le champ s'annule à l'endroit où le champ de biais compense le champ créé par le fil. Autour du zéro le champ magnétique est quadrupolaire. Quelques lignes de champ sont dessinées en vert pour l'indiquer.

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_0) = B_{0y}\mathbf{e}_y + B_{0z}\mathbf{e}_z \Rightarrow \tag{II.3}$$

$$\Rightarrow \mathbf{r}_0 = \frac{\mu_0 I_Z}{2\pi}\left(\frac{B_{0z}}{B_{0z}^2+B_{0y}^2}\mathbf{e}_y - \frac{B_{0y}}{B_{0z}^2+B_{0y}^2}\mathbf{e}_z\right) \tag{II.4}$$

La distance du zéro de champ au fil vaut

$$r_0 = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_Z}{B_{0\perp}} \tag{II.5}$$

où $B_{0\perp}$ est le module du champ de biais sur le plan yz, $B_{0\perp} = \sqrt{B_{0z}^2 + B_{0y}^2}$. Aux alentours de ce zéro, le champ se comporte comme un champ quadrupolaire, comme le montre les quelques lignes de champ dessinées en vert sur la figure II.4, de gradient sur les deux directions propres orthogonales

$$|B'(r_0)| = \frac{2\pi}{\mu_0}\frac{B_{0\perp}^2}{I_Z} \tag{II.6}$$

Le piège de Ioffe-Pritchard ajoute un champ B_x sur la direction x qui augmente le minimum de champ, et le rend strictement supérieur à zéro. Ceci a pour effet d'éliminer la

discontinuité de la dérivée du module du champ magnétique sur ce point, source des pertes de Majorana. Autour du minimum de champ, le module varie de façon quadratique, et selon une des directions propres du champ quadrupolaire (disons $\mathbf{e}_r$) nous pouvons écrire

$$B = \sqrt{B_x^2 + (B(r))^2} \approx \sqrt{B_x^2 + (B'(r_0)(r-r_0))^2} \approx B_x + \frac{1}{2}\frac{(B'(r_0))^2}{B_x}(r-r_0)^2 \qquad \text{(II.7)}$$

L'énergie Zeeman, proportionnelle au module du champ magnétique, s'écrit sur la direction $\mathbf{e_r}$

$$\hat{H}_Z = g_F\, m_F\, \mu_B\, |\mathbf{B}(r)| = g_F\, m_F\, \mu_B\, B_{0x} + \frac{g_F m_F \mu_B}{2}\frac{(B'(r_0))^2}{B_x}(r-r_0)^2 \qquad \text{(II.8)}$$

Nous associons la partie quadratique de cette énergie à un potentiel quadratique de fréquence de piégeage $\omega_\perp$, qui est la même pour les deux directions propres du plan yz (nous l'écrivons pour la direction r :)

$$\frac{g_F m_F \mu_B}{2}\frac{(B'(r_0))^2}{B_x}(r-r_0)^2 = \frac{M}{2}\omega_\perp^2 (r-r_0)^2 \qquad \text{(II.9)}$$

ce qui donne une formule pour les fréquences de piégeage sur ce plan comme fonction du courant passé dans le fil et les champs de biais

$$\omega_\perp = \sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B}{M}\frac{(B'(r_0))^2}{B_x}} = \sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B}{M B_x}}\frac{2\pi}{\mu_0}\frac{B_{0\perp}^2}{I_Z} \qquad \text{(II.10)}$$

Nous pouvons aussi écrire la valeur de la fréquence de piégeage comme fonction du courant, du champ B_x et de la distance r_0 du centre du piège au fil infini, d'après l'eqn.(II.5) :

$$\omega_\perp = \sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B}{M B_x}}\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_Z}{r_0^2} \qquad \text{(II.11)}$$

Cette approximation pour les fréquences de piégeage dans les directions perpendiculaires au bras central du fil Z est très précise, tant que la distance du centre du piège au fil est petite comparée à la longueur du bras. Pour une distance de 450 µm de la puce, et un champ magnétique au centre du piège égal à $B_x = 9{,}5\,\mathrm{G}$, nous trouvons $\omega_\perp = 2\pi.134{,}9\,\mathrm{Hz}$. Un calcul par simulation de la vraie géométrie du fil Z, avec un logiciel développé par le Synchrotron Européen - RADIA [103], donne $2\pi\times(135, 140)$ Hz pour les fréquences de piégeage sur le plan yz. La formule II.11 nous montre aussi que nous avons intérêt à avoir le plus petit B_x possible pour avoir un piège confinant : un grand B_x lisse les variations du module de champ magnétique et diminue les fréquences de piégeage transverses. Au-delà des pertes de Majorana, la présence d'un bruit radio-fréquence dans notre expérience fait que nous devons maintenir un champ magnétique du fond du piège supérieur à $B_x = 9{,}5\,\mathrm{G}$, pour éviter le chauffage causé par ce bruit.

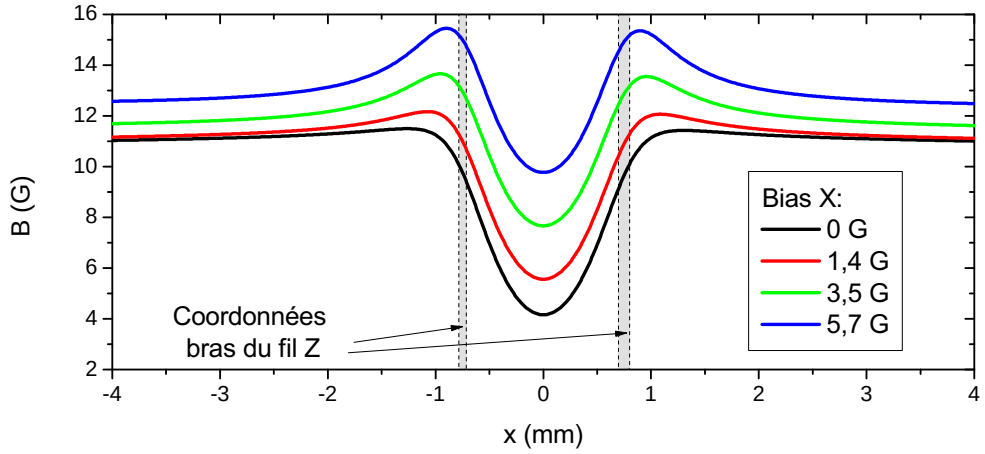


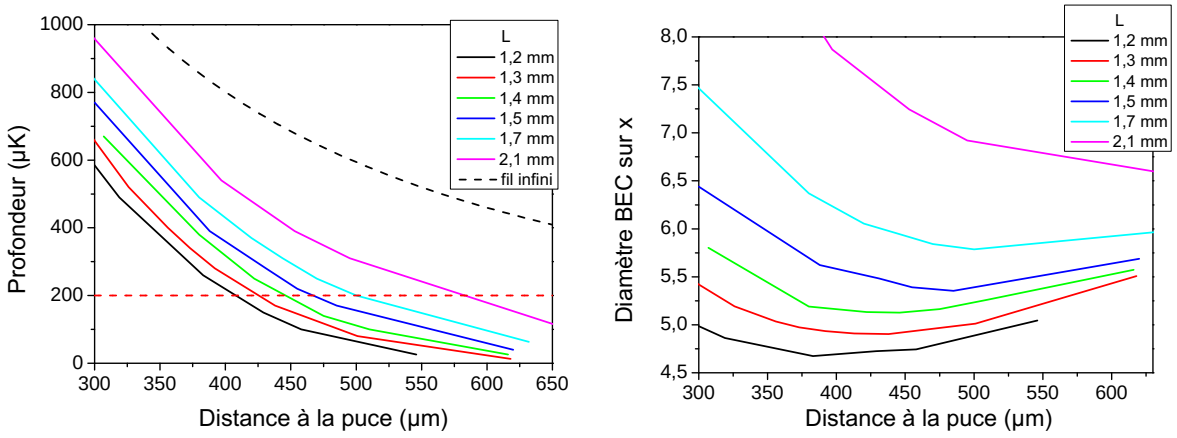
FIGURE II.5 – Champ magnétique du piège de Ioffe-Pritchard sur la direction x, autour du centre du piège. Ce champ est créé par un courant dans le fil Z plus un champ de biais selon z. Les différents champs de biais B_{0x} s'ajoutent à la valeur du minimum et diminuent la raideur du piège. Pour ce calcul, $B_{0y} = 0$ et $B_{0y} = 11\,\mathrm{G}$.

Finalement, le piégeage sur la direction x est fait par les bras verticaux du fil Z. Comme le courant sur les deux bras se propage dans le même sens, le champ créé sur la direction x a le même signe, et la combinaison des champs créés par les deux bras présente un minimum strictement positif sur le plan équidistant à eux deux, en plus d'une variation quadratique autour du minimum. L'addition du champ de biais supplémentaire B_{0x} selon x nous permet d'augmenter la valeur du champ au centre du piège, avec le mauvais effet de réduire la raideur du piège, tout comme pour les fréquences transverses. La fig. II.5 montre le profil du potentiel sur la direction x pour différents champs de biais, et la diminution de la raideur due à ce champ.

II.2.1.b Définition de la géométrie du fil Z

Les deux paramètres critiques de la géométrie du fil Z sont la largeur du fil, et la longueur L du bras central, définie comme la distance entre les centres des bras verticaux.

La largeur et l'épaisseur du fil Z déterminent le plus grand courant que nous pouvons y passer, à cause du courant critique du matériel supraconducteur. Il est clair d'après la discussion précédente que le confinement du piège augmente avec la valeur du courant I_Z. Néanmoins, la largeur du fil devient un problème lors que nous devons approcher les atomes, car pour des distances de l'ordre de la largeur, le fil est vu comme une piste bidimensionnelle de courant, et cela diminue le confinement créé par les champs magnétiques. Pour le refroidissement évaporatif, un piège très comprimé est nécessaire pour augmenter les collisions entre atomes et la vitesse de thermalisation, et l'eqn.(II.11) montre que les fréquences de piégeage varient en $1/r_0^2$. En pratique nous comprimons le piège à des distances plus petites que 100 µm, et nous choisissons donc de fixer la largeur



(a) (b)

FIGURE II.6 – (a) : profondeur du piège magnétique créé par le fil Z traversé par un courant de 3,3 A, un champ de biais selon x $B_{0x} = 5{,}4$ G et un champ de biais selon z variable qui détermine la distance des atomes à la puce. La longueur du bras horizontal du fil Z et la distance à la puce sont variés. La courbe en pointillés noirs montre la limite pour un fil infini. La courbe en pointillés rouges montre notre choix de profondeur pour le piège magnétique de chargement, de 200 µK. (b) : Diamètre à $1/e$ du profil de Thomas-Fermi pour un condensat à 300 atomes, comme fonction de la longueur du bras horizontal du fil Z et de la distance à la puce, pour les mêmes conditions.

du fil à 70 µm. Les courants critiques mesurés pour cette largeur varient entre 3,5 et 4 A ; pour la suite, nous gardons 3,3 A comme limite du courant à passer sur le fil, pour éviter les transitions intempestives pendant les expériences.

Reste à déterminer le paramètre L. Considérons d'abord la variation de la profondeur du piège avec L et avec la distance à la puce r_0. Nous maintenons le courant sur le fil Z le plus grand possible, 3,3 A, et considérons que le champ de biais est appliqué selon z, B_{0z}. La distance à la puce est alors simplement fonction de B_{0z} selon l'eqn.(II.5). Le calcul exact de la profondeur du piège n'est pas facile. Pour le piège créé par le fil infini, cette profondeur est égale à la différence entre l'énergie au centre, donnée par le champ magnétique de biais B_{0x}, et l'énergie du champ magnétique à l'infini, qui est le module du champ total de biais, $\sqrt{B_{0\perp}^2 + B_{0x}^2}$. Nous pouvons réécrire le champ de biais $B_{0\perp}$ comme fonction de la distance du piège à la puce, et nous trouvons

$$\Delta E = g_F.m_F.\mu_B.(\sqrt{B_{0x}^2 + B_{0\perp}^2} - B_{0x}) = g_F.m_F.\mu_B.(\sqrt{\left(\frac{\mu_0}{2\pi}.\frac{I}{r}\right)^2 + B_{0x}^2} - B_{0x}) \quad \text{(II.12)}$$

La fig. II.6a montre cette courbe théorique, en pointillés noirs, pour un courant de 3,3 A et un champ de biais selon x $B_{0x} = 5{,}4$ G. Pour tous les points des graphiques de la figure II.6, la valeur totale du champ de fond du piège B_x a varié entre 7,5 et 11,2 G, dû

surtout à la variation avec L et r_0 de la distance du centre du piège aux bras verticaux du fil Z. La profondeur du piège est indiquée en température (l'énergie divisée par k_B), ce qui est une unité naturelle pour les atomes froids. Les autres courbes en trait plein montrent le même paramètre calculé numériquement, pour différentes longueurs de section horizontale L et différentes distances à la puce. Nous voyons qu'elles s'écartent beaucoup de la courbe en pointillés noirs. Cela s'explique car à des distances du fil de l'ordre de L, les équipotentielles sont très différentes de celles d'un fil infini, et elles présentent des « fuites » à des valeurs d'énergie plus petites dues aux champs créés par les bras verticaux.

La profondeur est importante lors du chargement des atomes dans le piège magnétique. Les séquences expérimentales mises en oeuvre avec l'ancienne puce [37] chargeaient ce piège à une distance de 500 µm, à partir d'une mélasse à une température de 10-15 µK. Cette distance est choisie car la mélasse perd vite en nombre d'atomes lorsque nous la rapprochons à des distances inférieures à quelques centaines de µm. Lors de ce chargement, le nuage se chauffe, et le nuage piégé magnétiquement a une température de 40 µK. Nous établissons la barrière de 200 µK pour la profondeur du piège, ce qui a pour but de garder tous les atomes : une barrière trop basse ferait perdre les atomes chauds de l'extrême de la distribution de Maxwell-Boltzmann. Pour une profondeur cinq fois plus grande que la température, cette perte est petite, de l'ordre de e^{-5}, ou 1 %. Le graphique montre que le critère de profondeur de 200 µK à 500 µm implique que la longueur L du bras horizontal doit satisfaire $L \geq 1{,}5$ mm.

Le deuxième paramètre que nous considérons sont les dimensions spatiales d'un condensat de Bose-Einstein piégé par un fil Z de différentes longueurs de bras central. La fréquence de piégeage sur la direction x est, pour toutes les configurations étudiées, plus petite que les fréquences sur le plan yz, car le confinement créé par les bras verticaux est moins efficace que les gradients créés par le fil central. C'est alors sur cette direction que le nuage est le plus allongé. Le graphique II.6b montre le rayon selon x d'un profil de Thomas-Fermi pour un BEC de 300 atomes, comme fonction aussi de la longueur L et de la distance à la puce. Il est évident, d'après ce graphique, que nous avons intérêt à avoir le bras horizontal le plus court possible pour avoir le plus petit condensat : les bras verticaux étant plus proches, le confinement sur la direction x est plus important. D'après la discussion sur la profondeur du piège, la plus petite longueur permise est $L = 1{,}5$ mm, et c'est celle qui a été choisie pour le dessin du fil Z. La courbe de la taille du piège selon x pour la longueur de 1,5 mm présente un minimum à 480 µm qui vaut $\sim 4{,}2$ µm. La croissance de la courbe quand on s'approche de la puce s'explique par la forte augmentation de la raideur sur les directions transverses, selon l'eqn.(II.11), qui augmente la densité centrale du nuage et qui augmente la taille du nuage selon x par interaction entre atomes. D'après l'eqn.(I.35), en effet, chaque dimension du profil de Thomas-Fermi dépend du confinement sur les autres directions, à cause de l'énergie d'interaction.

II.2.1.c Le champ quadrupolaire du fil en U

La puce comporte aussi un fil en forme de U, qui est utilisé pour créer le champ quadrupolaire d'un 3D-MOT. La longueur du bras horizontal du fil U est égale à 1,7 mm, choisie pour avoir un volume de piégeage similaire à celui du piège magnétique. La largeur de ce fil doit être la plus grande possible pour avoir le plus grand courant critique possible, mais elle ne doit pas dépasser la distance typique des MOTs créés pour que les gradients créés soient efficaces. Nous choisissons une largeur de 300 µm. Le courant critique mesuré pour ce fil est de 7,5(4) A.

A la différence du fil Z, le courant sur chaque bras vertical du fil U va dans des sens opposés, et le champ créé par eux sur la direction x est alors de signe opposé ; leur somme s'annule sur le plan yz qui passe par le centre du fil, créant un champ quadrupolaire tridimensionnel. Quand nous appliquons un champ de biais selon x, nous déplaçons le zéro du champ dans cette direction, ce qui déplace aussi la position du MOT. Les trois champs de biais permettent donc de déplacer le centre du piège sur les trois directions de l'espace.

II.3 La séquence expérimentale de piégeage et refroidissement

Ce paragraphe détaille les différentes étapes de préparation du nuage atomique, depuis la capture des atomes avec un 2D-MOT jusqu'au refroidissement du nuage vers un condensat de Bose-Einstein. Nous nous contentons d'une description rapide, car les thèses antérieures ont discutée en détails l'optimisation des plusieurs paramètres de la séquence expérimentale [37] [36]. La caractérisation des différents pièges intermédiaires est décrite brièvement. La fig. II.11 en fin de paragraphe montre un schéma général des différentes étapes.

II.3.1 Pièges magnéto-optiques pour le ^{87}Rb

Nous utilisons la transition hyperfine $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ de la raie D2 pour piéger et refroidir les atomes de ^{87}Rb. Un schéma des différentes fréquences des lasers utilisées pendant la préparation du nuage froid de ^{87}Rb est montré sur la fig. II.7. Pour la première étape de piégeage, le 2D-MOT, le laser maître est désaccordé de 20 MHz vers le rouge par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ pour créer la composante dissipative de la force de la lumière laser par effet Doppler [104], qui refroidit les atomes (ce désaccord est augmenté plus tard dans la séquence expérimentale, pour comprimer et refroidir le nuage atomique). Il y a toujours une petite probabilité pour qu'un photon du laser maître excite plutôt la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, désaccordée de ~ 250 MHz par rapport au laser maître refroidisseur, et que ces atomes ainsi excités tombent dans le niveau $|F = 1\rangle$, un état noir pour le laser maître. Pour repomper ces atomes dans le niveau $|F = 2\rangle$, un faisceaux repompeur accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ est superposé à la lumière du laser

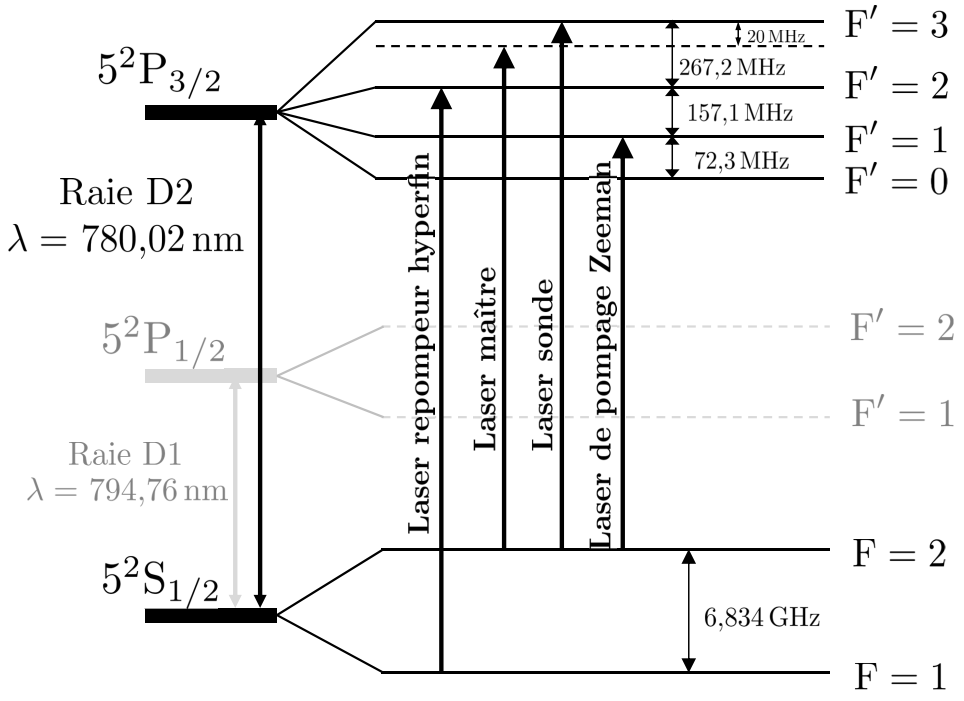


FIGURE II.7 – Structure fine et hyperfine du ^{87}Rb, avec schéma des transitions optiques adressées lors du piégeage, refroidissement et imagerie des nuages atomiques. Les sous-niveaux Zeeman ne sont pas indiqués.

maître, et amène les atomes, après quelques cycles d'absorption et réémission de la lumière du laser repompeur, à retomber dans le niveau de départ pour le laser maître.

II.3.1.a Le 2D-MOT

Dans un environnement cryogénique, une vapeur de ^{87}Rb serait rapidement cryo-pompée par les parois. La première étape de capture des atomes se passe alors à l'extérieur du cryostat, dans une enceinte à température ambiante. Nous avons installé au début de ma thèse un 2D-MOT fabriqué par le Laboratoire National de Métrologie et d'Essai - SYRTE, décrit en détails dans [105]. La fig. II.8a montre un schéma simplifié du montage. Ce 2D-MOT comporte deux paires de bobines selon les axes x et y. Chaque paire est parcourue par des courants de direction opposée, de façon à créer à leur centre un zéro de champ de structure quadrupolaire. Deux faisceaux laser sont amenés par des fibres et rentrent par les directions $-x$ et $-y$. Ils sont défocalisés puis collimatés sur un diamètre à $1/e^2$ de 24 mm, puis divisés en trois faisceaux identiques par des

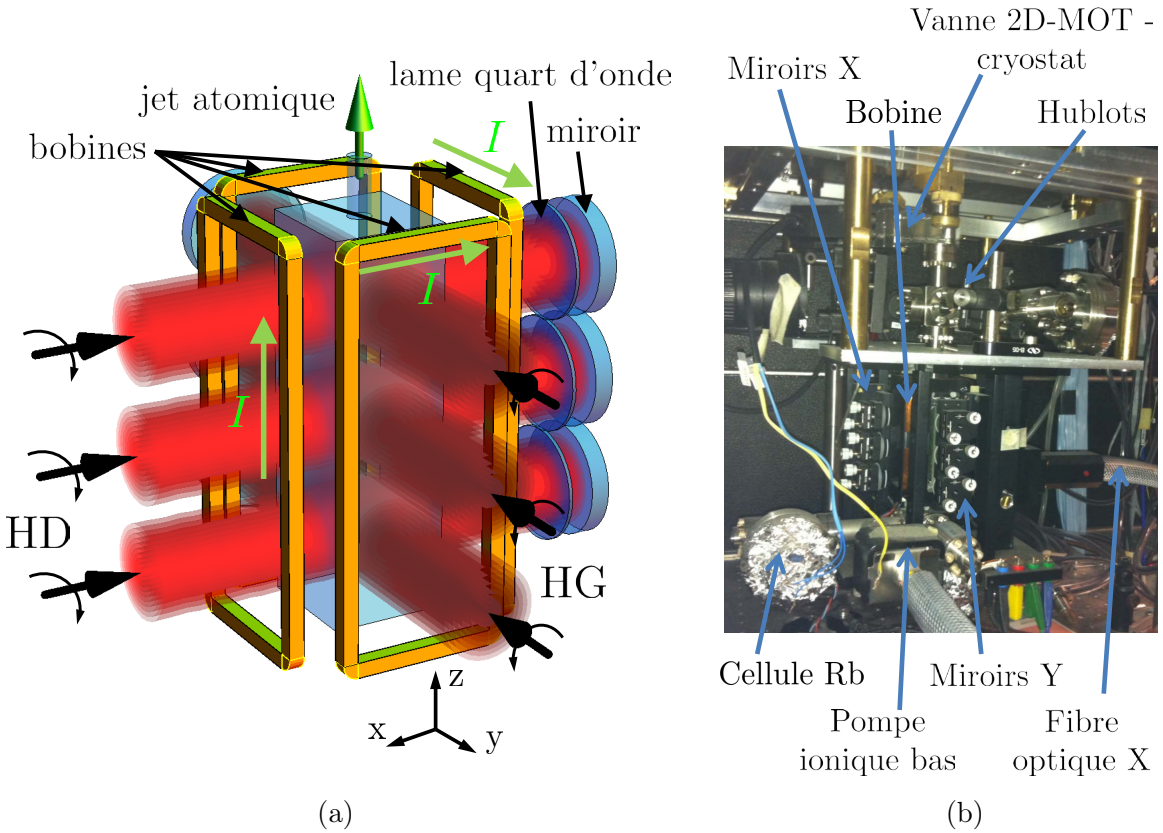


FIGURE II.8 – (a) : schéma du 2D-MOT, avec ces trois étages de piégeage. HD ≡ hélicité droite (définie par rapport à la direction de propagation de la lumière). Les polarisations des faisceaux incidents, ainsi que le sens des courants sur les bobines, sont indiqués. Les faisceaux sont rétroréfléchis par des miroirs placés de l'autre côté de l'enceinte de piégeage, et le double passage par une lame de quart d'onde garantit la même polarisation circulaire droite au retour. (b) : photo du 2D-MOT. Nous pouvons voir la pompe ionique du bas (celle du haut est cachée, à la hauteur des hublots), les hublots en haut de la cellule de piégeage pour regarder la fluorescence des atomes, la vanne entre le 2D-MOT et le cryostat. La cellule de piégeage est cachée par l'optique autour et les bobines.

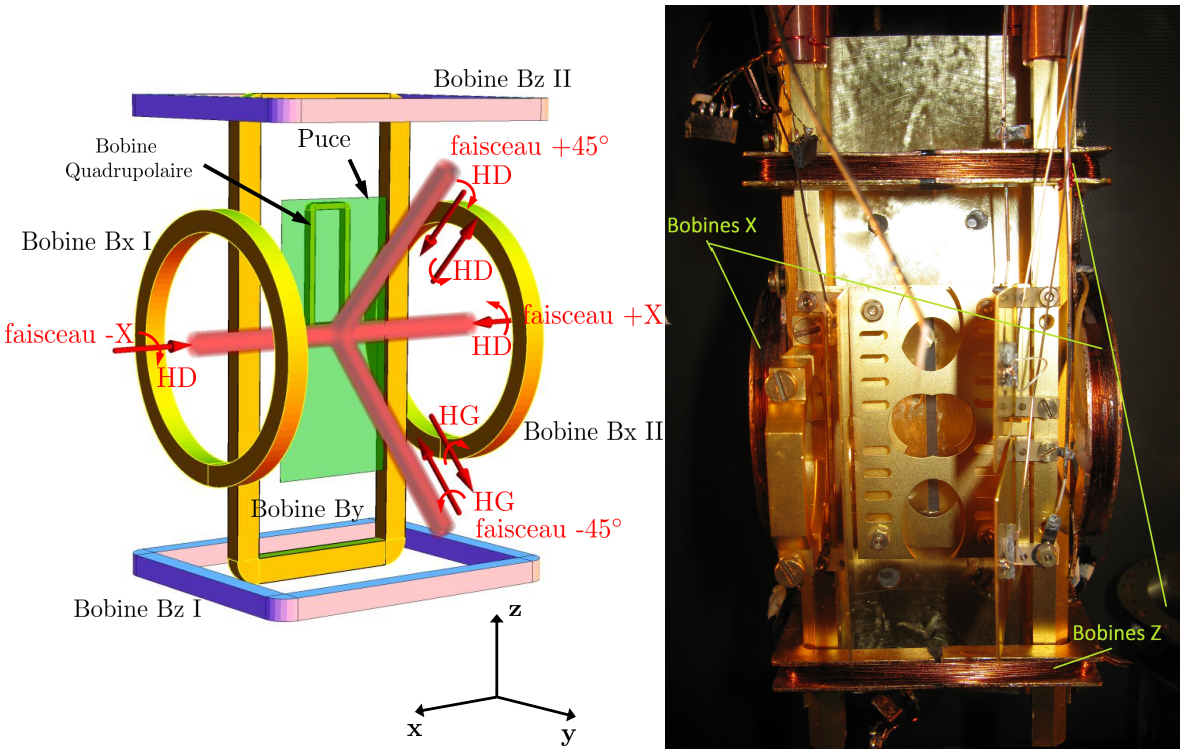
cubes polariseurs et des lames demi-onde, créant trois étages de piégeage bidimensionnel. Ils passent par des lames quart d'onde qui créent une polarisation circulaire pour chaque faisceau, comme indiqué sur la fig. II.8, puis se propagent à travers la cellule de piégeage et sont réfléchis sur eux-mêmes, traversant une lame quart d'onde juste avant puis juste après réflexion, ce qui garantit la même polarisation circulaire (du point de vue de l'axe de propagation de la lumière) pour le retour. Sur chacune des deux fibres optiques d'entrée nous envoyons 60 mW de puissance du laser maître, puis 7 mW de repompeur sur un des bras et 1 mW sur l'autre (l'asymétrie n'est pas gênante ; nous procédons ainsi pour des raisons de dessin de la table d'optique). Sur la fig. II.8a nous voyons les bobines de courant, les trois étages de faisceaux laser, et leur rétroréflexion.

L'enceinte où les atomes sont piégés est pompée par une pompe ionique, raccordée en bas de l'enceinte. La fig. II.8b montre une photo globale du montage. Le courant de la pompe du bas indique une pression de 4×10^{-6} mbar quand la cellule de Rb est chauffée à 60 °C, sa température de travail. Une autre pompe ionique est raccordée à une petite chambre en haut du 2D-MOT, qui le relie au cryostat. Cette chambre présente quatre hublots, par lesquels nous pouvons regarder la fluorescence du jet atomique. Le trou qui relie le 2D-MOT à cette chambre, plus l'action de la pompe ionique du haut, garantissent un vide différentiel entre les deux espaces. En plus, le cryopompage lent de la chambre du haut par le froid de l'enceinte principale fait que, quelques mois après le premier refroidissement du cryostat, la pression dans cette chambre est inférieure à 8×10^{-10} mbar (la limite inférieure de mesure des pompes ioniques). Les atomes ralentis par les faisceaux laser forment un faisceau collimaté, qui traverse les 60 cm qui sépare le 2D-MOT du centre de la puce en moins de 100 ms.

II.3.1.b Le 3D-MOT miroir de la bobine quadrupolaire

Le jet atomique du 2D-MOT charge un 3D-MOT créé devant la puce à atomes. Or, un 3D-MOT conventionnel, avec ses six faisceaux contra-propageants deux à deux sur trois directions de l'espace [104] [99], ne peut pas être créé à cet endroit car la puce cache la moitié de l'angle solide pour un point proche de sa surface. La stratégie adoptée depuis un certain temps par les expériences de puce à atomes consiste à faire ce qui est maintenant appelé un 3D-MOT miroir [30], dont la géométrie est montrée sur la fig. II.9. Deux des faisceaux du MOT sont envoyés à $\pm 45°$ sur la puce et, réfléchis par le miroir d'or, créent deux autres faisceaux. Les deux derniers, sur les six faisceaux nécessaires, sont envoyés contra-propageants entre eux sur la direction x, parallèles à la surface de la puce (axes de la fig. II.9), créant ainsi un piégeage sur les trois directions. Nous envoyons ainsi 6,8 mW sur chacun des quatre fibres du MOT, superposé à une puissance totale de 1 mW du laser repompeur (distribué inégalement sur les différents bras). Les quatre faisceaux font un diamètre à $1/e^2$ de 5,7 mm, ce qui fait une intensité moyenne de 27 mW/cm^2 sur le disque déterminé par ce diamètre. Leur polarisation est indiquée sur la fig. II.9.

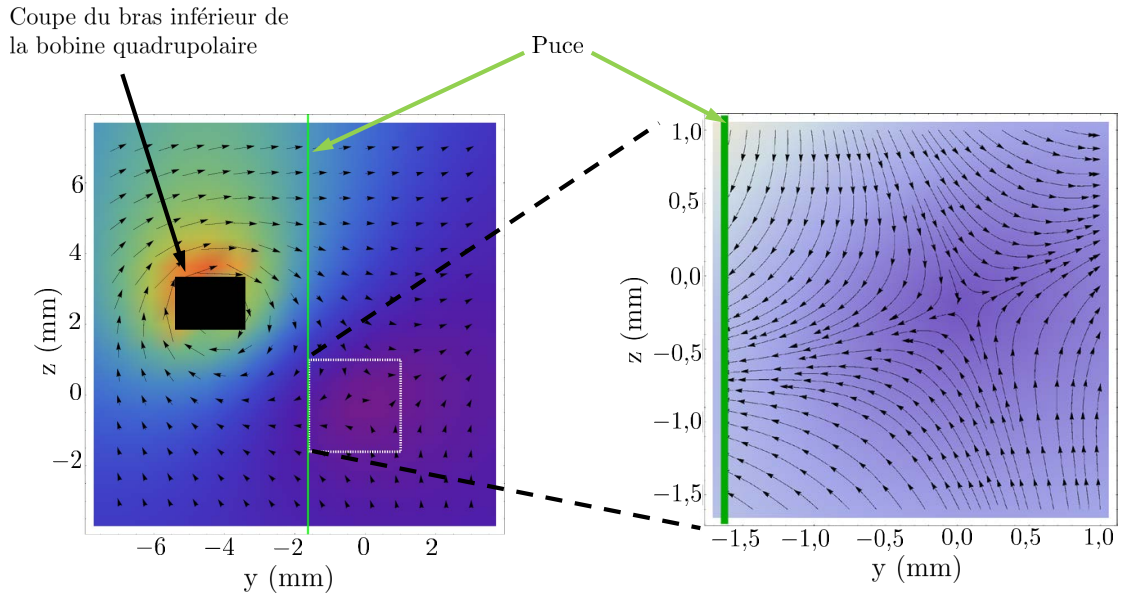
La figure II.9 montre aussi toutes les bobines de champ magnétique installées dans le cryostat. Le gradient du champ quadrupolaire du 3D-MOT est créé par une bobine placée 2,8 mm derrière la puce, appelée bobine quadrupolaire, de 19 tours. Des champs de biais, homogènes à l'échelle de la taille du piège, sont créés par des grandes bobines placées sur toutes les directions de l'espace : une paire de bobines carrées sur l'axe z parcourues par un courant dans le même sens, placées en haut et en bas du centre du MOT ; Une paire de bobines circulaires sur l'axe x, placées à droite et à gauche ; et une bobine placée à 5,4 mm derrière la puce, qui créé un champ selon y homogène dans la région de piégeage. Toutes ces bobines sont faites de fils supraconducteurs, et des courants de plusieurs Ampères peuvent y passer sans dissipation.



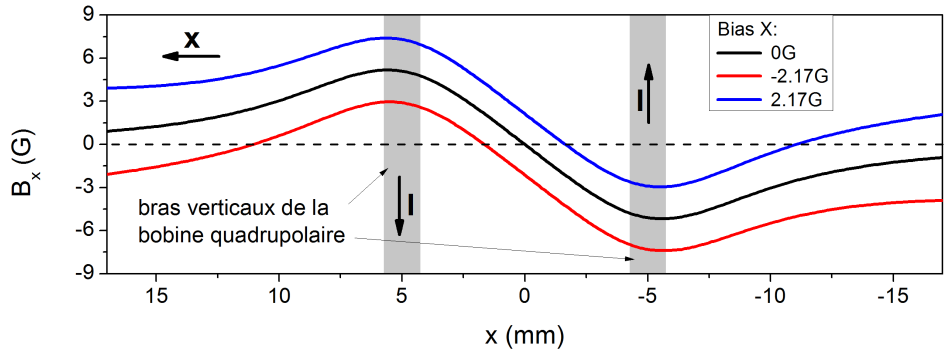
(a) (b)

FIGURE II.9 – (a) : schéma des bobines et des faisceaux laser utilisés pour le piégeage magnéto-optique. HD ≡ hélicité droite, HG ≡ hélicité gauche. La paire de bobines Z, la paire de bobines X, et la bobine Y, qui créent des champs de biais homogènes sur les trois directions, sont indiquées ; Nous voyons aussi la bobine quadrupolaire, qui crée le gradient du champ pour le gros 3D-MOT de capture des atomes du jet atomique du 2D-MOT. Les fils de la puce ne sont pas indiqués. Les faisceaux laser ±45°, avec leurs réflexions, sont indiqués, ainsi que les faisceaux ±X. (b) : photo du coeur de l'expérience. Sur cette photo tout n'est pas installé (*cf.* Chapitre III), mais la paire de bobines X et Z y sont déjà. La bobine Y et la bobine quadrupolaire sont cachées derrière une feuille en laiton. La puce n'est pas encore installée. Devant l'endroit de la puce, il y a les électrodes pour l'ionisation des atomes de Rydberg. Le détecteur d'ions et le dispenseur de ^{87}Rb ne sont pas installés sur la photo

Le champ magnétique créé par la bobine quadrupolaire suit un principe similaire à celui créé par le fil U de la puce. Le bras inférieur de la bobine (*cf.* fig. II.9) établit un champ quadrupolaire sur le plan yz comme le schéma de la fig. II.4. Les champs de biais B_{0y} et B_{0z} permettent de changer la position du zéro de champ sur ce plan. La fig. II.10a montre le champ calculé par simulation, créé par la bobine quadrupolaire parcourue par un courant de 3,5 A plus un champ de biais selon z de 14,7 G, sur le plan yz qui passe par le centre géométrique de la bobine quadrupolaire. Le détail proche du minimum du champ est aussi montré, avec les directions propres du champ quadrupolaire.



(a)



(b)

FIGURE II.10 – (a) : champ magnétique créé par la bobine quadrupolaire, parcourue par un courant de 3,5 A, plus un champ de biais de valeur 14,7 G selon Z, sur le plan yz qui passe par son centre géométrique (*cf.* fig. II.9). La bobine quadrupolaire est placée 2,8 mm derrière la surface de la puce, qui est indiquée en vert. En noir sur la figure de gauche est indiquée la section perpendiculaire du bras inférieur de la bobine. La figure de droite montre le détail du champ quadrupolaire autour du minimum. L'échelle de couleur de fond du graphique indique la valeur du module du champ projeté sur le plan. (b) : champ créé par les bras verticaux de la bobine quadrupolaire sur la direction x. Le point de vue est celui d'un observateur placé devant la puce, avec la bobine cachée derrière (l'axe x pointe donc de la droite vers la gauche : *cf.* fig. II.9). La présence d'un champ de biais selon x déplace le zéro du champ.

Nous voyons que les axes propres sont proches des angles $\pm 45°$, et que l'hélicité des faisceaux laser de la fig. II.9 établissent la bonne configuration de polarisation nécessaire pour le 3D-MOT, conformes au champ magnétique de la bobine quadrupolaire. Les bras verticaux de la bobine quadrupolaire créent le gradient sur la direction x. La fig. II.10b montre la composante du champ selon x, sur l'axe qui croise le plan yz au zéro du champ quadrupolaire, pour différents champs de biais B_{0x}. Cette figure montre qu'avec un champ de biais nous pouvons déplacer le 3D-MOT sur la direction x de plusieurs millimètres.

Le chargement de ce gros 3D-MOT dure 3 s. Ce nuage est trop chaud et trop gros pour notre système d'imagerie par absorption ; nous estimons le nombre d'atomes à quelques 10^8, et une température de l'ordre de 400 µK, par la fluorescence du MOT.

II.3.1.c Le 3D-MOT miroir du fil U

Les atomes piégés dans le gros MOT doivent être transférés à la fin dans le piège magnétique. Néanmoins, le dessin du fil Z montre que les pièges magnétiques créés par lui font 200 µK de profondeur, à 500 µm de la puce, avec des dimensions de l'ordre du millimètre. Les conditions de gradient de champ magnétique sont aussi très différentes. Le transfert d'atomes directement à partir du gros MOT est, pour ces raisons-là, très inefficace. Un passage intermédiaire par un MOT créé par le fil en U et les champs de biais est alors important : ce piège intermédiaire est appelé U-MOT. Il est d'abord allumé à l'endroit du gros MOT (et pour cela il est alors appelé U-MOT loin), avec un gradient de champ magnétique similaire, et récupère les atomes piégés par le premier. L'extinction du courant dans la bobine quadrupolaire, l'allumage du courant dans le fil U et le changement des champs de biais se fait avec des rampes linéaires de durée 20 ms. Le détail des valeurs de champ avant et après est dans la fig. II.11, à la fin de ce paragraphe. Le U-MOT loin présente tout de même un volume de piégeage plus petit que celui du MOT créé par la bobine quadrupolaire : le bras horizontal de la bobine mesure 11 mm et le diamètre des faisceaux laser de piégeage est de 5,7 mm, alors que le bras du fil U mesure 1,7 mm, optimisé pour le transfert final vers le piège magnétique. Cela réduit l'efficacité de transfert du gros MOT vers le U-MOT. Nous estimons qu'elle vaut entre 10 et 40 %, à partir d'images de fluorescence.

Ce U-MOT loin est tout de suite comprimé et refroidi vers le U-MOT proche, à 600 µm de la surface, avec des rampes linéaires de durée 20 ms sur le courant dans le fil U et les champs de biais ; le désaccord vers le rouge du laser, δ, est aussi augmenté de 20 MHZ à 72 MHz, ce qui a pour effet de refroidir les atomes [104, 106, 107]. Diminuer la puissance des lasers entraîne aussi par ailleurs une diminution de la température du MOT [106], bien que le piégeage soit aussi compromis, et nous n'avons pas trouvé un grand avantage à réduire cette puissance pendant cette compression.

II.3.2 La mélasse optique

A la fin de la compression, une mélasse optique qui dure 0,9 ms refroidit les atomes d'avantage. Pendant la mélasse, la puissance des lasers est diminuée jusqu'à zéro. Les champs de biais sont optimisés pour compenser exactement le champ magnétique résiduel à l'endroit des atomes. Le nuage ainsi refroidi présente $6{,}4 \times 10^7$ atomes à une température de 13 µK.

II.3.3 Le pompage optique

Les atomes doivent être pompés dans le sous-niveau Zeeman $m_F = +2$ avant le transfert vers le piège magnétique. Pour cela, après l'extinction des lasers de la mélasse un champ de 1,63 G est allumé sur la direction $-y$, qui lève la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Un laser de pompage optique polarisé σ^+, d'intensité moyenne sur son diamètre 230 µW/cm^2 et de direction de propagation $-y$ (normal à la puce) pompe les atomes dans le sous-niveau souhaité pendant 0,9 ms. La réflexion de ce laser invertit l'hélicité de la lumière, mais comme la direction de propagation est aussi changée la polarisation du point de vue des atomes reste σ^+. Le laser repompeur est aussi nécessaire à ce stade, est il est envoyé avec une faible puissance par les bras du 3D-MOT.

II.3.4 Le refroidissement évaporatif. Le condensat de Bose-Einstein

Le piège magnétique a un champ de biais selon x, et donc l'axe de quantification des atomes doit tourner adiabatiquement pendant l'allumage du piège, de y à x, sans que le champ magnétique passe par zéro, autrement les atomes ne garderont pas leur polarisation. Avec le champ magnétique du pompage optique selon y encore allumé, un champ de biais selon z de 7,33 G est allumé à l'aide d'un circuit électronique composé d'une grande capacitance préalablement chargée, qui se décharge sur les bobines Z avec une constante de temps de 250 µs. Le champ magnétique selon y du pompage optique est alors éteint, au même temps qu'un courant de 2 A sur le fil Z et un champ de biais selon x de 5,4 G s'allument. Le champ magnétique est ainsi tourné de y à z, puis de z à x. A la fin de l'allumage du piège magnétique, nous avons piégé $1{,}9 \times 10^7$ atomes à une température de 40 µK. L'efficacité de transfert de la mélasse au piège magnétique est de 30 %. Ce premier piège est à 550 µm de la puce.

Ce piège magnétique est tout de suite comprimé, afin d'augmenter le taux de collision entre les atomes pour le refroidissement par évaporation [108] [109]. Des rampes linéaires de durée 150 ms compriment adiabatiquement le nuage. Le piège magnétique comprimé a des fréquences de piégeage calculées de $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi\times$ (24,3400,3400)Hz, et une distance de 80 µm de la surface de la puce. Dans ce piège, nous pouvons évaporer les atomes par transfert des atomes plus chauds vers les sous-niveaux Zeeman anti-piégeants par des transitions radio-fréquence. La RF est envoyé sur le fil vertical de la puce, montré

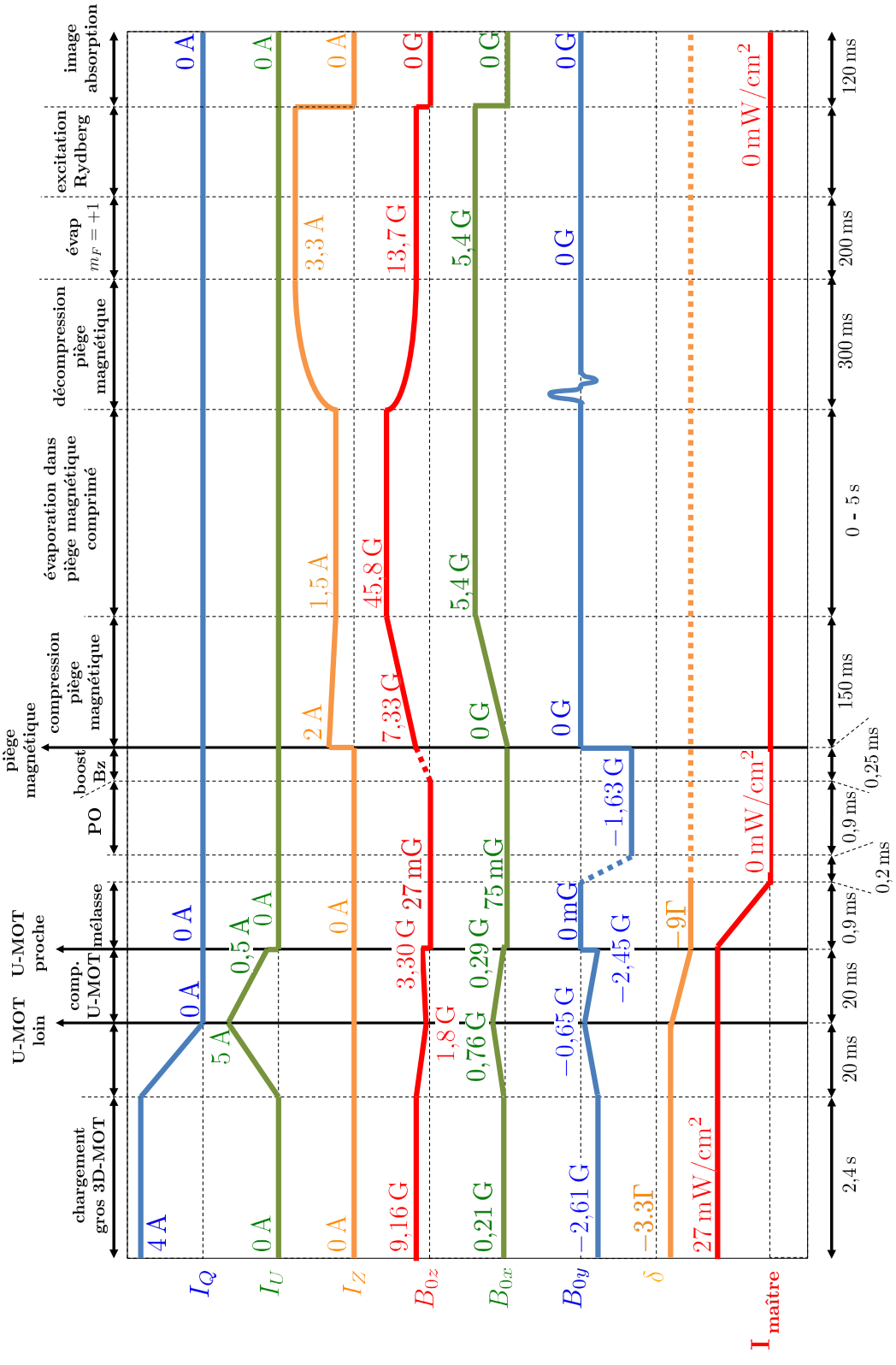


FIGURE II.11 – Schéma de la séquence expérimentale, avec les courants dans la bobine quadrupolaire et sur les fils de la puce, les champs de biais, le désaccord du laser maître et la puissance des lasers. Cela montre les différentes étapes de piégeage, mouvement et refroidissement du nuage. Nous voyons aussi le moment de l'excitation des atomes vers les niveaux de Rydberg, puis l'imagerie du nuage par absorption.

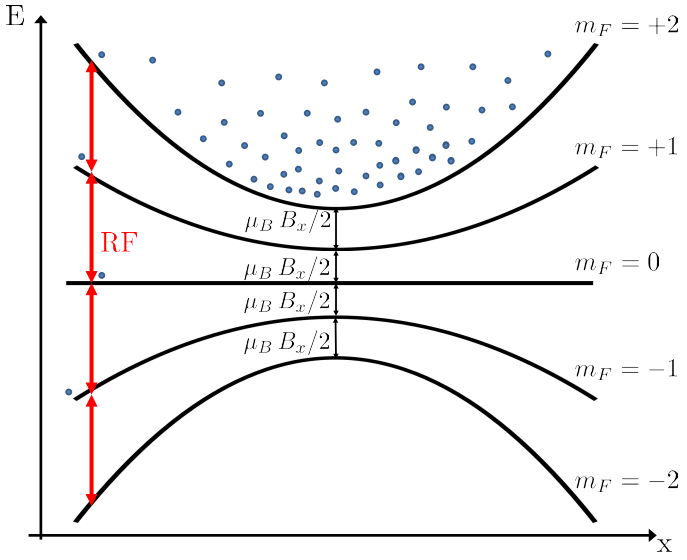


FIGURE II.12 – Principe du refroidissement évaporatif par radio-fréquence. Le couplage induit entre les sous-niveaux Zeeman par la RF est indiqué en rouge. L'effet Zeeman est supposé purement linéaire dans ce schéma. Les atomes en résonance avec la RF seront transférés du sous-niveau $m_F = +2$ aux autres sous-niveaux, et éventuellement aux sous-niveaux anti-piégeants, ce qui les feront quitter le piège. La condition de résonance est sélective en énergie potentielle, et ainsi les atomes les plus chauds peuvent être éliminés d'abord, ce qui a pour effet de réduire la température du piège après thermalisation des atomes qui restent selon le principe du refroidissement évaporatif.

en bleu à la fig. II.3. Il n'est pas toujours nécessaire pour toutes nos expériences que le nuage soit condensé, et la rampe d'évaporation peut être arrêtée avant pour l'obtention de nuages froids à différentes températures.

La fig. II.13 montre des images du nuage atomique après temps de vol, pour trois différentes valeurs de la fréquence finale de la rampe de RF. Nous voyons une image de la distribution des impulsions du nuage. Le premier piège est purement thermique. Le deuxième présente un double profil qui est la signature de la condensation de Bose-Einstein : le condensat au centre de l'espace des impulsions, puis les atomes du piège thermique avec une plus grande largeur. Le troisième montre un condensat quasi-pur. Cette expérience produit couramment des condensats avec jusqu'à 20 000 atomes.

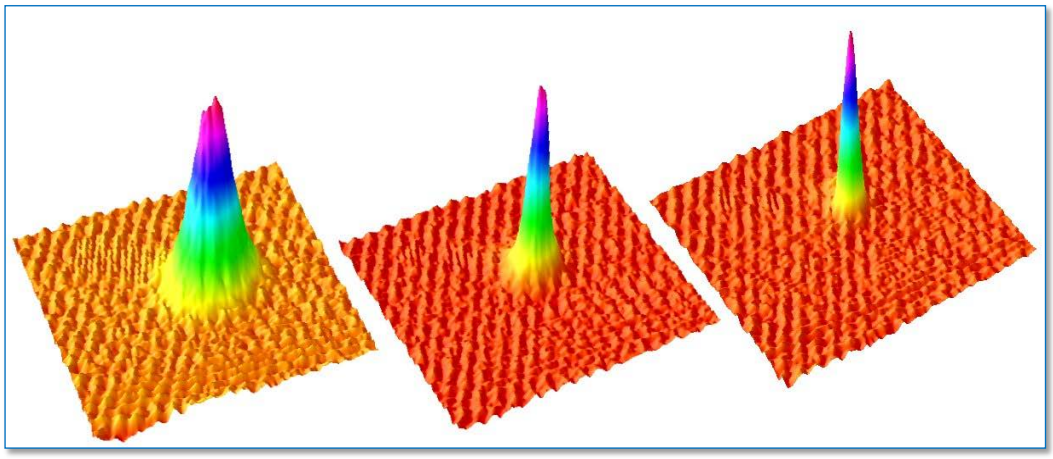


FIGURE II.13 – Trois nuages évaporés jusqu'à des valeurs finales différentes de la RF, imagés après temps de vol. Le premier présente un profil purement thermique, le deuxième un condensat de Bose-Einstein au centre de l'espace des impulsions puis un piège thermique plus large autour, le troisième un BEC quasi-pur. Le temps de vol est de 16,5 ms.

II.3.5 L'évaporation des atomes piégés dans le sous-niveau $m_F = +1$

Lors du refroidissement évaporatif de nuages atomiques jusqu'à la formation de petits BECs, nous voyons l'apparition d'un reste d'atomes piégés dans le sous-niveau $m_F = +1$ à la toute fin de la séquence. La signature de ce sous-niveau est sa fréquence de piégeage, $\sqrt{2}$ fois plus petite que la fréquence de piégeage du nuage dans le sous-niveau $m_F = +2$ (*cf.* eqn.(II.11)), mesurée en faisant une perturbation non-adiabatique du piège (un « kick ») et en regardant son mouvement induit. La fig. II.14 montre une image par absorption d'un condensat de Bose-Einstein de 18 000 atomes après 16 ms de temps de vol, où nous voyons aussi le petit nuage dans le niveau $m_F = +1$, plus haut sur l'image, avec ∼2000 atomes. A la fin de la rampe d'évaporation, nous devons beaucoup réduire la puissance de la RF pour ne pas élargir la transition entre les sous-niveaux Zeeman : la fréquence de Rabi estimée est alors de l'ordre du kHz . Cette basse fréquence de Rabi est un des éléments qui expliquent la plus basse efficacité d'évaporation à la fin de la rampe, et le petit reste d'atomes dans le sous-niveau $m_F = +1$ qui ne sont pas transférés aux sous-niveaux Zeeman anti-piégeants. Un deuxième effet qui contribue à l'apparition de ce reste d'atomes dans le sous-niveau $m_F = +1$ est l'effet Zeeman quadratique, décrit dans l'annexe B, qui crée une différence entre l'énergie de fond de piège pour le niveau $m_F = +2$ et celle pour le niveau $m_F = +1$ de $-2{,}64$ kHz. Cet écart est résolu pour les fréquences de Rabi faibles de fin de rampe d'évaporation.

Ce petit nuage $m_F = +1$ est visible lors de la décompression du piège magnétique

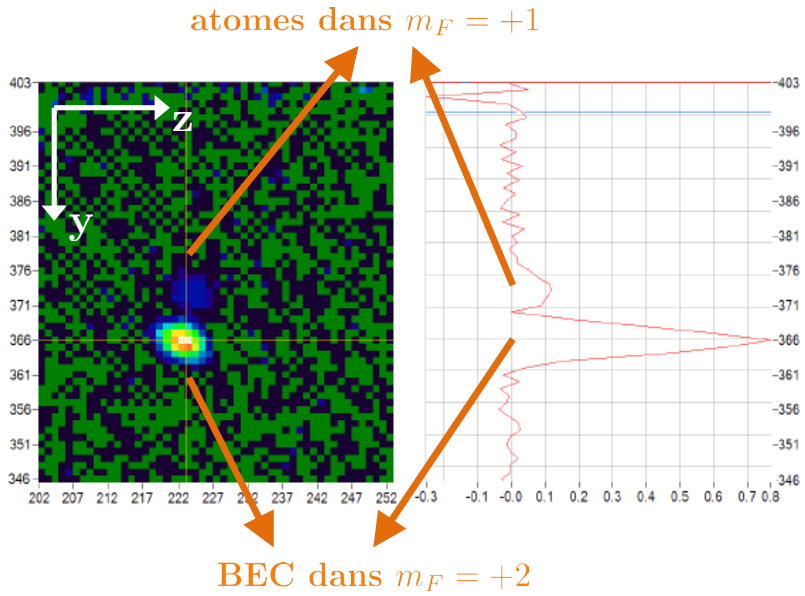


FIGURE II.14 – Image par absorption de côté d'un condensat de Bose-Einstein de 10 000 atomes, après 16,5 ms de temps de vol. Le deuxième nuage, en haut sur l'image, sont des atomes piégés dans le sous-niveau $m_F = +1$, qui restent après l'évaporation RF et doivent être éliminés par évaporation micro-onde.

aussi grâce à l'effet de la gravité. La gravité induit une correction au potentiel de piégeage magnétique qui a pour effet de déplacer son minimum, et ce déplacement est fonction du nombre magnétique m_F : le centre des pièges à $m_F = +1$ et $m_F = +2$ sont différents. En présence de la gravité, le potentiel vu par les atomes devient

$$E(\mathbf{r}) = g_F \, m_F \, \mu_B \, |\mathbf{B}(\mathbf{r})| + Mgz \tag{II.13}$$

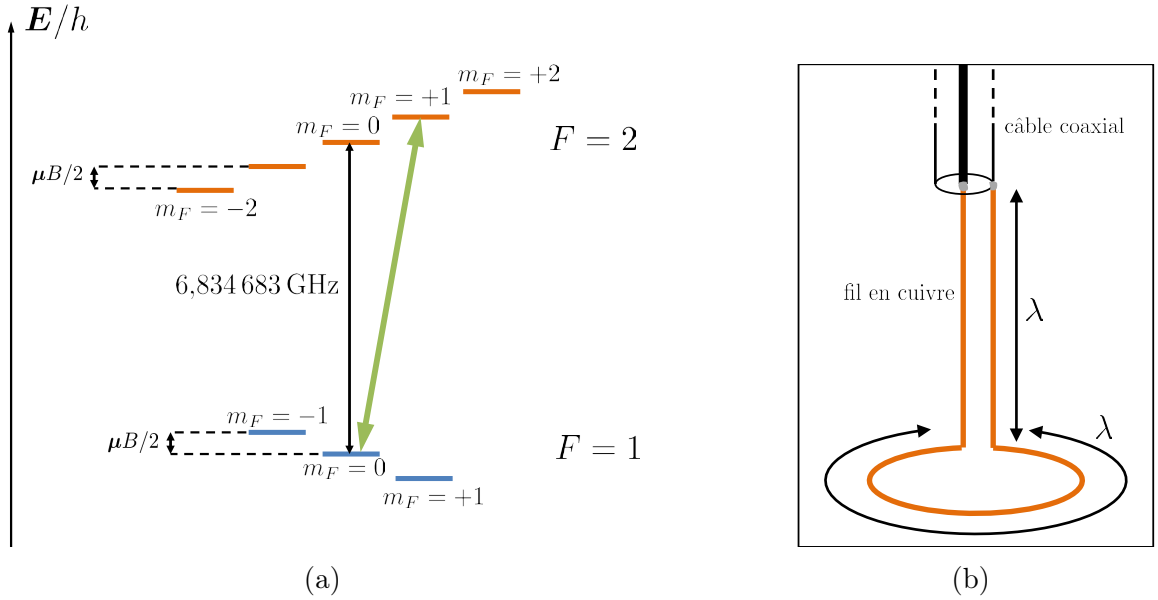
Sur la direction z, en tenant compte du calcul de la fréquence de piégeage $\omega_\perp$, l'énergie s'écrit

$$E(z) = \frac{M}{2}\omega_\perp^2 (z - z_0)^2 + Mgz \tag{II.14}$$

La fréquence de piégeage reste la même, mais le centre du piège se déplace selon l'expression

$$z = z_0 - \frac{g}{\omega_\perp^2} \tag{II.15}$$

Ce déplacement dû à la gravité est fonction de la fréquence de piégeage sur la direction z, qui est fonction du sous-niveau Zeeman de l'atome selon la formule $\omega_\perp$. Pour un piège



(a) (b)

FIGURE II.15 – (a) : schéma des sous-niveaux Zeeman soumis à un champ magnétique de quelques Gauss. Le sous-niveau $F = 1, m_F = +1$ est anti-piégeant, à cause du facteur de Landé négatif du niveau $F = 1$. La transition micro-onde d'évaporation des atomes dans le sous-niveau $m_F = +1$ du $F = 2$ est indiquée en vert. (b) : schéma de l'antenne micro-onde circulaire qui irradie la radiation à 6,8 GHz dans le cryostat. $\lambda = 4{,}39$ cm.

décomprimé typique, à 450 µm de la puce et de fréquence de piégeage 114(7) Hz sur la direction z pour les atomes dans le sous-niveau $m_F = +2$, la correction due à gravité devient 19(2) µm ; Les atomes dans le sous-niveau $m_F = +1$ ont une correction 2 fois plus grande, et donc la distance entre le minimum des pièges est de 19(2) µm. La présence de ce nuage déplacé n'est pas acceptable.

L'évaporation micro-onde. Une particularité du niveau hyperfin $F = 1$ est son facteur de Landé négatif $g_F = -1/2$; grâce à cela, la transition $|F = 2, m_F = +2\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = +1\rangle$ a une énergie $(g_{F,F=2} - g_{F,F=1})\mu_B|B| = \mu_B|B| = 11{,}6$ MHz plus haute que la transition $|F = 2, m_F = +1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$. Cette transition peut alors être utilisée pour évaporer les atomes du niveau $m_F = +1$ sans toucher aux atomes du niveau $m_F = +2$. Pour cela, nous avons installé une antenne circulaire dans le cryostat, à 5 cm de la région de piégeage des atomes, grâce à laquelle nous envoyons efficacement de la radiation de fréquence autour de celle de la transition hyperfine du niveau 5S (6,834 GHz en absence de champs magnétiques). Un schéma des énergies des sous-niveaux Zeeman du niveau $5S_{1/2}$ est montré sur la fig. II.15a. Le dessin de l'antenne est montré sur la fig. II.15b. Cette antenne crée un champ magnétique oscillant dans son champ proche, qui se couple à la transition dipolaire magnétique $|F = 2, m_F = +1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$. Les atomes dans le sous-niveau $F = 1, m_F = 0$ ne sont pas piégés, et quittent le piège par gravité.

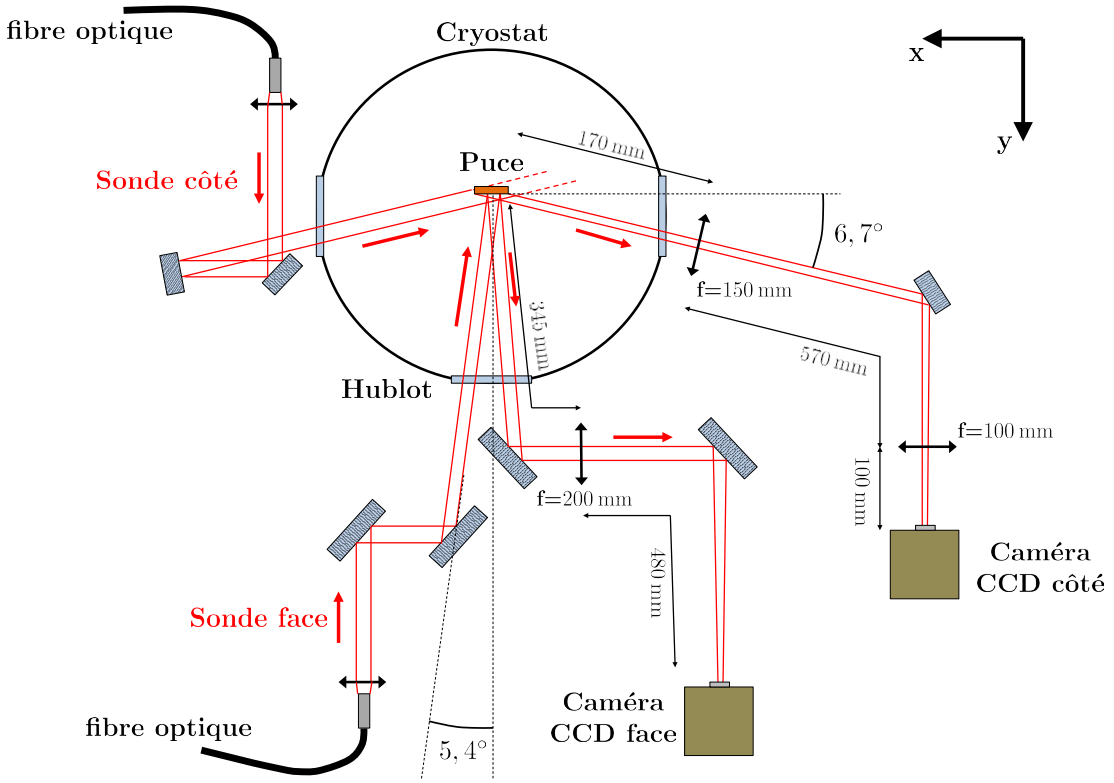


FIGURE II.16 – Système optique de l'imagerie atomique par absorption. Une image de côté ou de face des ensembles atomiques peut être faite en envoyant un des deux faisceaux laser sur les atomes et en détectant leur image par une caméra CCD. Par les faisceaux sondes nous envoyons la lumière en résonance avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ superposée à la lumière du laser repompeur (*cf.* schéma de fréquences des lasers, fig. II.7.

Cela nous a permis d'éliminer efficacement le petit nuage d'atomes dans le sous-niveau $F = 2, m_F = 1$.

II.4 L'imagerie atomique

Les nuages préparés doivent être caractérisés quant à leur taille, leur température, leur nombre d'atomes. Pour cela, nous utilisons l'imagerie par absorption d'un faisceau sonde en résonance avec la transition atomique $F = 2 \rightarrow F' = 3$, montré sur le schéma des niveaux hyperfins du ^{87}Rb de la fig. II.7. Le signal d'absorption permet de mesurer la densité optique d'un nuage intégrée sur la direction de propagation du faisceau. Ce signal donne accès aux dimensions du nuage. En supposant un profil de densité spatial Gaussien, inféré à partir de la distribution de Maxwell-Boltzmann des positions des particules dans un potentiel

harmonique, la densité spatiale atomique est complètement caractérisée par ces dimensions, mesurées sur les trois directions de l'espace. L'image peut aussi donner accès au nombre total d'atomes du nuage, à partir de la connaissance de la section efficace de diffusion de la lumière par un seul atome. Cette technique nous permet aussi d'inférer la température du nuage, par une mesure dite de temps de vol. Une fois que le piège harmonique est éteint (et si nous supposons que l'extinction soit instantanée, ou complètement non-adiabatique, du point de vue de l'évolution des positions des atomes), les atomes sont en vol libre et l'expansion du nuage est fonction de la distribution de vitesses. Cette distribution est Gaussienne et fonction de la température du nuage selon la densité de Maxwell-Boltzmann,

$$\eta(v_x, v_y, v_z) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} . \left(\frac{M}{\mathrm{k_B}T}\right)^{\frac{3}{2}} . e^{-\frac{1}{2}\frac{Mv_x^2}{\mathrm{k_B}T} - \frac{1}{2}\frac{Mv_y^2}{\mathrm{k_B}T} - \frac{1}{2}\frac{Mv_z^2}{\mathrm{k_B}T}} \tag{II.16}$$

La vitesse quadratique moyenne du nuage sur une direction quelconque (disons x) vaut

$$\Delta v_x^2 \equiv < v_x^2 > = \frac{k_B T}{M} \tag{II.17}$$

et la taille moyenne quadratique du nuage, après l'ouverture du piège pour le vol libre, évolue selon une loi de combinaison des largeurs de distributions Gaussiennes,

$$\Delta x^2(t) \equiv < x^2 > (t) = \Delta x^2(0) + \Delta v_x^2 \Delta t^2 = \Delta x^2(0) + \frac{k_B T}{M} \Delta t^2 \tag{II.18}$$

La courbe déterminée par l'expansion du nuage comme fonction du temps donne accès à la température T.

II.4.1 Système optique de l'imagerie par absorption

Les deux faisceaux laser utilisés pour l'imagerie d'absorption sont montrés sur la fig. II.16. Ces deux faisceaux se propagent sur le plan xy. Un de ces faisceaux, la sonde de côté, entre par le hublot $-x$ avec un angle par rapport à la direction x de 6,7°, est réfléchi sur la surface de la puce, sort par le hublot $+x$ et va vers la caméra CCD dite de côté, de modèle PhotonMAX, fabriquée par Princeton Instruments. Une puissance de 100 µW de lumière résonante sont envoyés, superposés à 10 µW de lumière du laser repompeur pour remettre en résonance les atomes retombés dans le niveau hyperfin $F = 1$. Le rayon à $1/e^2$ de la sonde de côté est de 3,5 mm, et son intensité moyenne sur le disque déterminé par ce rayon, 0,26 mW/cm^2 (l'intensité au centre est deux fois plus grande). L'autre faisceau, appelé sonde de face, entre par le hublot de face avec un angle de 5,4° par rapport à la direction normale à la puce, est réfléchi sur sa surface, sort par le même hublot et va vers la caméra CCD dite de face, de modèle MicroMAX fabriquée par Princeton Instruments. Il a un rayon de 2,5 mm, 46 µW de puissance de lumière résonnante et 6 µW de repompeur. L'intensité moyenne de lumière résonnante est de 0,24 mW/cm^2.

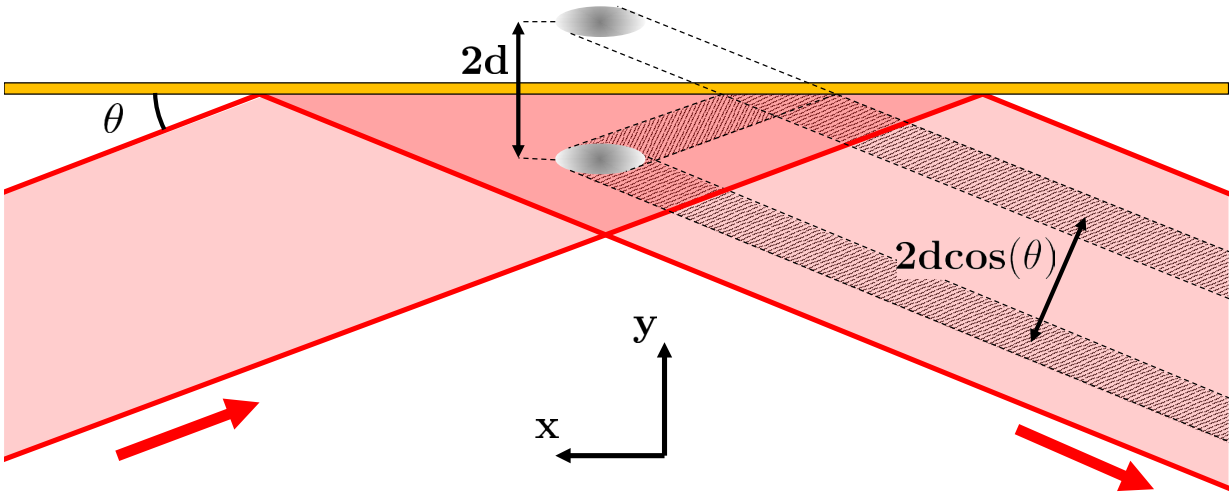


FIGURE II.17 – Schéma de l'absorption par un faisceau réfléchi sur la surface de la puce. Le nuage atomique absorbe de la lumière du faisceau incident et du réfléchi sur deux positions différentes. Cela crée deux images du profil du nuage sur le faisceau sonde.

Les caméras ont chacune une matrice CCD de 512X512 pixels, chacun de dimensions 10 µm×10 µm. Le chemin optique des faisceaux après absorption par les atomes comporte une ou deux lentilles, qui créent une image des nuages atomiques sur la matrice CCD des caméras. Nous mesurons en pratique le grandissement de ces systèmes optiques en comparant l'image de la puce faite par les caméras avec ses vraies dimensions connues. Ainsi, les images de la caméra de côté respectent l'échelle de 9,2 µm/pixel pendant que les images de face font 7,5 µm/pixel. Tous les éléments du système optique sont placés à l'extérieur du cryostat, donc à plus de 150 mm de la position des atomes (150 mm est le rayon de l'enceinte extérieure du cryostat), ce qui limite la résolution spatiale du système d'imagerie. Des contraintes d'accès optique limitent aussi le diamètre des lentilles du chemin optique des faisceaux sonde. La lumière d'absorption de côté passe par une lentille de diamètre 25 mm placée à 170 mm du centre de la puce ; sa limite de résolution est de $\Delta l \approx 6{,}5$ µm. La lumière d'absorption de face passe par une lentille de diamètre 50 mm placée à 345 mm et présente une résolution similaire, de 6,6 µm.

L'angle de réflexion des faisceaux sonde fait que l'image est dédoublée sur la caméra, car le nuage atomique absorbe la lumière incidente et réfléchie à des endroits différents du faisceau. La fig. II.17 montre cet effet géométrique. Pour un nuage à une distance d de la puce, la séparation entre les deux images sur la caméra est de $d.\cos(\theta)$, où θ est l'angle entre le faisceau sonde et le plan de la puce. La fig. II.18 montre une image d'une mélasse optique, faite par la caméra de côté. Sa distance à la puce est ainsi obtenue et vaut 900 µm. L'imagerie de face présente aussi cet effet d'imaage dédoublée, mais dans ce cas $\cos(\theta) = 0{,}095$ et la séparation entre les images d'un nuage à 500 µm est de seulement 47 µm. Pour des ensembles assez chauds, cette séparation n'est pas visible et apparaît plutôt comme

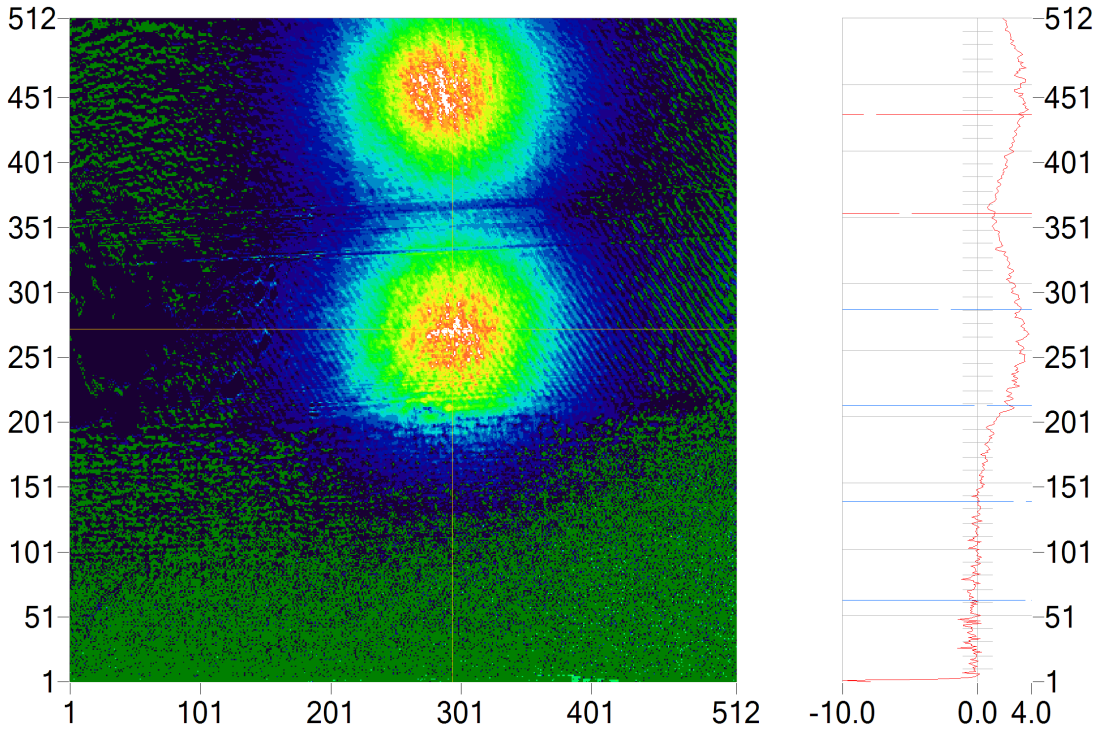


FIGURE II.18 – Image de la mélasse optique par absorption de côté, après 8 ms de temps de vol. L'absorption de la lumière du faisceau incident et du faisceau réfléchi, à des endroits différents du faisceau, crée deux images du nuage sur la caméra de côté.

un élargissement artificiel du nuage, dû à la superposition des images décalées, qui doit être pris en compte.

II.4.2 Détermination du nombre d'atomes à partir de la densité optique

L'absorption de la lumière non-saturante par un milieu matériel peut être exprimée comme fonction de l'intensité de lumière incidente dans le milieu, de l'intensité de lumière sortante, et de la densité d'atomes diffuseurs, par la loi de Beer-Lambert

$$\frac{dI(x,y,z)}{dz} = -\sigma n(x,y,z) I(x,y,z) \tag{II.19}$$

où nous supposons que la lumière se propage selon la direction z. σ est la section efficace de diffusion de la lumière par un seul atome, et $n(x,y,z)$ est la densité atomique. Cette formule intégrée sur tout le chemin de la lumière dans l'échantillon atomique donne

$$I_f(x,y) = I_i(x,y) e^{-\int dz\, \sigma\, n(x,y,z)} \tag{II.20}$$

I_f est l'intensité de la lumière à la sortie du milieu, et I_i la lumière incidente. Les images d'absorption nous permettent d'accéder à la quantité $\int dz\, \sigma\, n(x,y,z)$ par mesure directe de la quantité de lumière absorbée. En pratique, elle se calcule à partir de l'intensité, pixel par pixel, de trois images différentes : la première avec faisceau sonde en présence d'atomes, que nous identifions par $I_{at}(x,y)$; la deuxième avec faisceau sonde sans atomes, $I_{son}(x,y)$; et une troisième sans lumière, pour enregistrer la lumière de fond et le bruit électronique de la caméra $I_{fond}(x,y)$, indépendants du faisceau sonde. L'intensité de lumière incidente I_i est proportionnelle au signal électronique $I_{son} - I_{fond}$, et l'intensité sortante proportionnelle à $I_{at} - I_{fond}$. La densité atomique intégrée sur la direction z se calcule selon

$$n(x,y) = \int dz\, n(x,y,z) = -\frac{1}{\sigma} \ln \frac{I_f(x,y)}{I_i(x,y)} = -\frac{1}{\sigma} \ln \frac{I_{at}(x,y) - I_{fond}(x,y)}{I_{son}(x,y) - I_{fond}(x,y)} \tag{II.21}$$

Pour la lumière en résonance avec une transition non-dégénérée, la section efficace de diffusion σ est donnée simplement par [110]

$$\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \tag{II.22}$$

et le calcul du nombre d'atomes comme fonction de la densité optique devient simple. Pour le ^{87}Rb, néanmoins, l'état fondamental hyperfin $F = 2$ comporte cinq sous-niveaux Zeeman dégénérés en absence de champ magnétique, et l'état excité $F' = 3$ en a sept. Dans ce cas, la section efficace de diffusion est en général fonction de la structure de ces sous-niveaux Zeeman, des populations atomiques dans chaque niveau hyperfin et de la polarisation des lasers [111]. Or, le calcul de la densité atomique, et donc du nombre d'atomes dans le piège, à partir de la densité optique dépend de la connaissance de cette section efficace de diffusion. L'article [111] montre comment mesurer cette correction à la section efficace à partir d'une série d'images d'absorption du même nuage atomique pour différentes intensités du laser sonde, jusqu'à des intensités plus importantes que l'intensité de saturation. La méthode consiste à considérer la formule suivante pour la quantité de lumière absorbée par l'échantillon atomique dans le cas général,

$$\frac{dI(x,y,z)}{dz} = -\sigma n(x,y,z) \frac{1}{1 + \dfrac{I(x,y,z)}{I_{sat}}} I(x,y,z) \tag{II.23}$$

L'intensité de saturation est calculée à résonance à partir de la section efficace de diffusion σ selon [110]

$$I_{sat} = \frac{\Gamma \hbar \omega}{2\sigma} \tag{II.24}$$

avec $\Gamma = 2\pi \times 6{,}065\,\mathrm{MHz}$ [112] la largeur naturelle de la transition par émission spontanée, et $\hbar\omega$ l'énergie du photon absorbé. Pour la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, l'intensité de saturation calculée à partir de la section efficace d'absorption σ_0 de l'équation(II.22) vaut $I_{sat,0} = 1{,}67\,\mathrm{mW\,cm^{-2}}$. Imaginons qu'en raison d'effets de polarisation de la lumière ou de

l'état atomique, la section efficace d'absorption prenne pour valeur $\sigma = \sigma_0/\alpha$, la section efficace théorique pour un atome à deux niveaux corrigée d'un facteur α. L'intensité de saturation devient dans ce cas $I_{sat} = \alpha I_{sat,0}$ selon la formule (II.24). La loi de Beer-Lambert dans le cas général devient

$$\frac{dI(x,y,z)}{dz} = -\frac{\sigma_0}{\alpha} n(x,y,z) \frac{1}{1+\frac{I(x,y,z)}{\alpha I_{sat,0}}} I(x,y,z) \tag{II.25}$$

La densité atomique intégrée sur la direction z devient maintenant

$$n(x,y) = \int dz\, n(x,y,z) = \frac{1}{\sigma_0}\left[-\alpha \ln\left(\frac{I_f(x,y)}{I_i(x,y)}\right) + \frac{I_i(x,y) - I_f(x,y)}{I_{sat,0}}\right] \tag{II.26}$$

Si nous faisons une série d'images du même nuage pour différentes intensités laser, le bon paramètre α sera celui qui extrait la même densité atomique à partir de toutes ces images. Cela nous permet de calculer ce paramètre de correction, et avoir une mesure absolue du nombre d'atomes par absorption.

Un cas particulier : double absorption du faisceau sonde. Nos faisceaux d'imagerie par absorption, en raison de la géométrie de l'expérience, sont réfléchis par la puce, et les nuages atomiques sont illuminés par l'onde stationnaire créé par cette réflexion plutôt que par un seul faisceau propageant. Nous devons alors adapter cette formule pour cette particularité. Le faisceau sonde de face a un petit angle avec la normale à la puce, et l'ombre faite par les atomes sur chacun des faisceaux est partiellement superposée. Nous avons utilisé alors le faisceau sonde de côté pour avoir une information quantitative sur le nombre d'atomes ; l'absorption de face est toujours utile pour avoir des informations sur les dimensions et la position du nuage.

Le coefficient de réflectivité du miroir d'or pour la lumière à 780 nm vaut 0.986, et celui du rubidium métallique vaut 0.916 (la surface de la puce est partiellement couverte de rubidium, pour compenser des dérives de champ électrique dans l'environnement ; cela sera raconté en détails dans le chapitre suivant). Presque tout le faisceau sonde est alors réfléchi par la puce. L'extension spatiale du faisceau est aussi bien plus importante que la distance à la puce des nuages utilisés pour l'excitation de Rydberg, d'environ 500 µm. Finalement, la polarisation du faisceau incident est linéaire, ce qui fait une polarisation similaire après réflexion par la surface métallique (car l'angle d'incidence est très petit, de $6,7°$). Pour ces raisons, nous avons supposé que le faisceau sonde incident et réfléchi créent à l'endroit des atomes une onde stationnaire, et nous avons établi un modèle simple pour l'interaction des atomes avec ce faisceau. La distance entre deux maximums de l'onde stationnaire créé par la superposition des deux faisceaux est de $d = \lambda \sin(\theta)$, où θ est l'angle que le faisceau incident fait avec le plan de la puce. Pour le faisceau sonde de côté, cette distance vaut 91 nm. La modulation d'intensité de la lumière a un pas bien plus petit que

l'échelle spatiale de variation de la densité du nuage atomique, et nous avons donc moyenné cette intensité dans la formule II.25 avant de l'intégrer pour obtenir la densité atomique. A la place de l'intensité $I(x,y,z)$, nous plaçons le terme d'intensité de l'onde stationnaire $4I\cos^2(\phi)$ et nous moyennons entre 0 et 2π. L'équation II.25 devient

$$\frac{dI}{dz} = -\frac{\sigma_0}{\alpha} n(x,y,z)\,\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\phi \frac{1}{1+\dfrac{4I(x,y,z)\cos^2(\phi)}{\alpha I_{sat,0}}} 4I(x,y,z)\cos^2(\phi) =$$

$$= -\frac{\sigma_0}{\alpha}\, n(x,y,z)\,\alpha I_{sat,0} \frac{\sqrt{1+4\dfrac{I(x,y,z)}{\alpha I_{sat,0}}}-1}{\sqrt{1+4\dfrac{I(x,y,z)}{\alpha I_{sat,0}}}} \quad \text{(II.27)}$$

Cette équation décrit la lumière absorbée par les deux faisceaux. Si nous considérons que les atomes absorbent la même quantité de chaque faisceau (ce qui est vérifié expérimentalement), il faut rajouter un facteur 1/2 devant le terme de droite pour qu'il décrive la lumière absorbée par un seul faisceau. Dans ce cas, la loi de Beer-Lambert s'écrit finalement

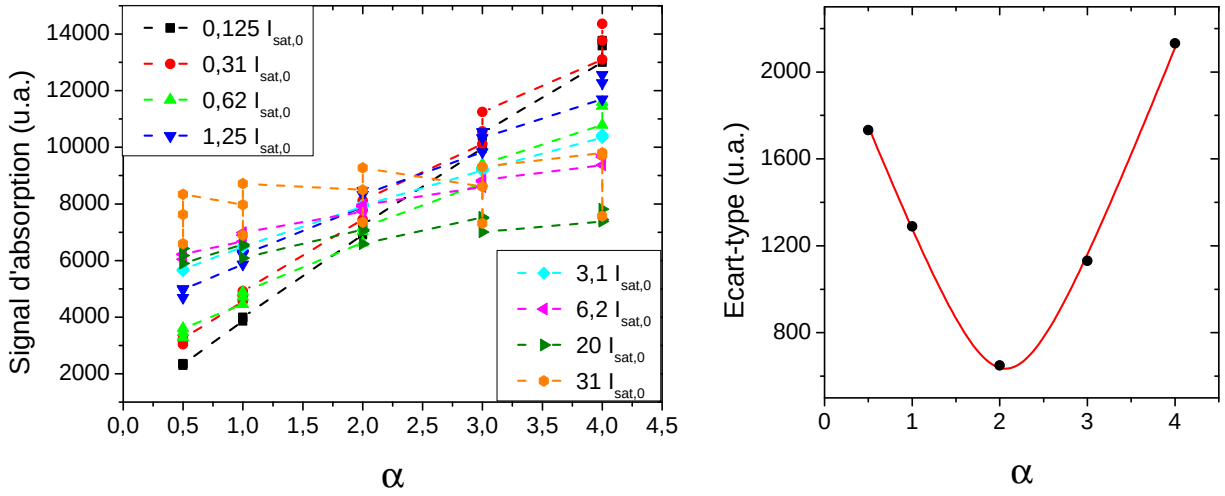
$$\frac{dI}{dz} = -\sigma_0\, n(x,y,z)\,\frac{I_{sat,0}}{2} \frac{\sqrt{1+4\dfrac{I(x,y,z)}{\alpha I_{sat,0}}}-1}{\sqrt{1+4\dfrac{I(x,y,z)}{\alpha I_{sat,0}}}} \quad \text{(II.28)}$$

Il est intéressant de noter qu'en présence d'un deuxième faisceau laser qui créé une onde stationnaire, la saturation de l'absorption a un comportement en racine carrée. Cela fait une saturation moins prononcée à hautes intensités. Cela est intuitif, car même à de très hautes puissances l'onde stationnaire créé par les deux faisceau passe par zéro au minimum. La densité optique comme fonction du paramètre α devient

$$n(x,y) = \int dz\, n(x,y,z) =$$

$$= \frac{1}{\sigma_0}\left[-\alpha \ln\left(\frac{1-\sqrt{1+4\frac{I_f(x,y)}{\alpha I_{sat,0}}}}{1-\sqrt{1+4\frac{I_i(x,y)}{\alpha I_{sat,0}}}}\right) + \frac{I_i(x,y)-I_f(x,y)}{I_{sat,0}} + \alpha\left(\sqrt{1+4\frac{I_i(x,y)}{\alpha I_{sat,0}}} - \sqrt{1+4\frac{I_f(x,y)}{\alpha I_{sat,0}}}\right)\right] \quad \text{(II.29)}$$

Cette formule, quoique compliquée, nous permet de trouver le paramètre α qui corrige pour la section efficace d'absorption. Une fois le paramètre trouvé, nous utilisons en pratique des intensités du faisceau sonde sous saturation, $I_i \ll I_{sat,0}$, pour imager les atomes.



(a) (b)

FIGURE II.19 – (a) : signal d'absorption d'une mélasse optique, en unités arbitraires, fait avec différentes intensités de la sonde. Le signal d'absorption est calculé à partir de la formule (II.29), pour différentes valeurs de α. (b) : écart-type de tous les signaux d'absorption, pour chaque α. Cette courbe nous permet de trouver la valeur $\alpha = 2,06 \pm 0,10$ qui minimise l'écart-type. La courbe d'ajustement est une hyperbole.

Dans ce cas, l'équation pour la densité atomique se simplifie pour donner la même formule pour l'absorption non-saturée d'un seul faisceau :

$$n(x,y) = -\frac{\alpha}{\sigma_0} \ln\left(\frac{I_f(x,y)}{I_i(x,y)}\right) \tag{II.30}$$

La figure II.19a résume les mesures que nous avons fait pour trouver la bonne valeur de α. Pour chaque intensité du faisceau incident, nous faisons trois images par absorption d'une mélasse optique, en absence de champ magnétique. Le temps d'exposition des atomes à la lumière du faisceau sonde est inversement proportionnel à l'intensité de la lumière, pour ne pas saturer les unités CCD de la caméra. La plus basse intensité a une impulsion du laser sonde qui dure 500 µs, la plus grande 2 µs. Comme pour l'absorption sous saturation, nous faisons trois images, qui donnent trois signaux I_{at}, I_{son} et I_{fond}. Nous utilisons la formule (II.29) pour calculer le signal d'absorption comme fonction de α. Dans cette formule, I_i est remplacé par $I_{son} - I_{fond}$, et I_f par $I_{at} - I_{fond}$. L'intensité de saturation $I_{sat,0}$ est mesurée en unités de la caméra en faisant une image du faisceau sonde avec une intensité $I_{sat,0}$. Ce signal d'absorption est calculé pour différentes valeurs du paramètre de correction, montré sur le graphique en unités arbitraires. Le bon paramètre α est celui qui donne la même valeur du signal d'absorption pour toutes les images. L'écart-type de toutes les mesures pour chaque valeur de l'abscisse est montré sur la figure II.19b. Nous ajustons une hyperbole à ces points, et l'écart-type qui reste à la bonne valeur de α est fonction de la fluctuation du nombre d'atomes, et aussi du

signal d'absorption, qui est très bruité à des grandes puissances laser car l'absorption relative est très petite. Cette courbe nous permet de trouver la bonne valeur $\alpha = 2,06 \pm 0,10$.

Nous pouvons maintenant remonter au nombre d'atomes à partir du signal d'absorption de la caméra. La formule (II.21) montre comment la densité atomique intégrée sur la direction de propagation z s'écrit comme fonction du signal électronique de chaque pixel. La quantité d'atomes par pixel peut s'écrire selon

$$n(x,y)g_x g_y = -\frac{g_x g_y \alpha}{\sigma_0} \ln \frac{I_{at}(x,y) - I_{fond}(x,y)}{I_{son}(x,y) - I_{fond}(x,y)} \tag{II.31}$$

g_x et g_y représentent les échelles spatiales de chaque pixel. Pour le système d'imagerie de côté, $g_x = g_y = 10$ μm/pix. La section efficace d'absorption σ apparaît corrigée du facteur α. Le nombre d'atomes du nuage s'obtient en sommant ce signal par pixel sur toute la surface du détecteur.

Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre les éléments essentiels pour le piégeage, le refroidissement et l'imagerie des atomes de ^{87}Rb froids dans notre expérience. Dans un premier temps, nous avons discuté le design de la puce à atomes supraconductrice, selon les contraintes sur la taille des condensats de Bose-Einstein nécessaire à l'obtention du blocage dipolaire à une seule excitation de Rydberg. Ensuite, nous avons décrit la séquence expérimentale de préparation des nuages atomiques, à partir du flux atomique refroidi bidimensionnellement par le 2D-MOT, puis la capture de ces atomes avec un 3D-MOT et le transfert du nuage ainsi piégé vers un piège magnétique. Le refroidissement évaporatif permet de refroidir ce nuage jusqu'à la condensation de Bose-Einstein ; en général, nous pouvons aussi par cette méthode préparer des nuages thermiques à des différentes tailles, températures et nombre d'atomes. Les nuages atomiques aux étapes intermédiaires du piégeage et refroidissement ont été caractérisés.

Nous avons fini ce chapitre avec une description du système d'imagerie par absorption, qui nous permet de mesurer la température, la taille et le nombre d'atomes des gaz atomiques froids préparés. La calibration de la mesure du nombre d'atomes par absorption a été discutée, en prenant compte de la géométrie et la polarisation des faisceaux laser sonde utilisés pour l'imagerie.

Chapitre III

Excitation et détection d'atomes de Rydberg dans des nuages froids

Ce chapitre décrit le dispositif expérimental d'excitation et de détection des atomes de Rydberg. Nous présentons d'abord l'excitation à deux photons du niveau 60S à partir des atomes dans l'état 5S. Ensuite, nous discutons la détection des atomes de Rydberg par ionisation et détection des ions positifs avec un Channeltron. La spectroscopie micro-onde des transitions des atomes de Rydberg vers d'autres états proches en énergie repose sur la détection sélective des niveaux de Rydberg différents. Une partie de ce chapitre est alors dédiée à l'optimisation de la largeur des signaux d'ionisation, afin de séparer les signaux créés par les atomes de Rydberg dans différents états.

Dans un troisième temps, nous nous attardons sur le problème des champs électriques à proximité de la puce, ses causes, ses effets sur la spectroscopie des niveaux de Rydberg, et finalement les méthodes employées pour contrôler ses inhomogénéités spatiales et sa dérive lente dans le temps. Finalement, nous décrivons les expériences d'excitation d'atomes de Rydberg dans un BEC. En raison des difficultés expérimentales, qui seront présentées, il n'a pas été possible d'obtenir le blocage dipolaire à une seule excitation dans les BECs que nous produisons.

III.1 Excitation et détection des atomes de Rydberg

Dans ce paragraphe, nous décrivons les aspects du montage expérimental qui entrent en jeu pour l'excitation et la détection des atomes de Rydberg. Premièrement, nous décrivons le système laser d'excitation, les divers paramètres des faisceaux et les fréquences de Rabi obtenues pour les transitions adressées. Ensuite nous décrivons la détection des atomes de Rydberg par ionisation et détection d'ions, sélective en énergie d'ionisation, ce qui permet d'inférer les populations dans les différents niveaux de Rydberg. Le paragraphe se finit avec quelques exemples des premiers spectres d'excitation laser et micro-onde enregistrés avec ce montage, qui ont mis en évidence de forts gradients de champ électrique, et des dérives

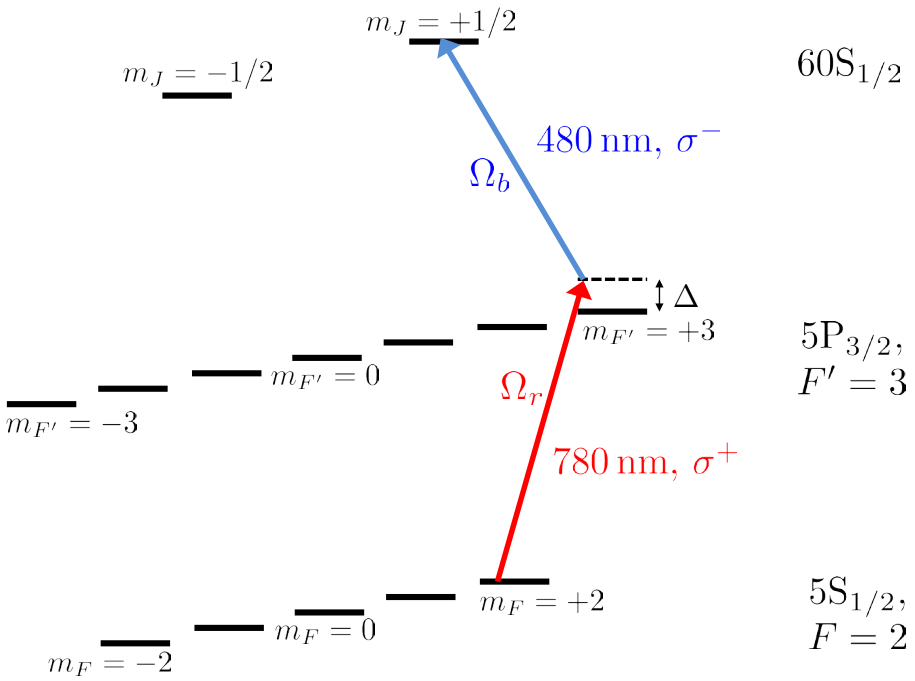


FIGURE III.1 – Schéma de l'excitation laser à deux photons du niveau 60S, à partir d'atomes de ^{87}Rb dans le niveau fondamental dans le piège magnétique. La polarisation de chaque laser est indiquée. Ω_r et Ω_b sont les fréquences de Rabi des transitions à 780 et 480 nm, respectivement. $\Delta = 540$ MHz est le désaccord par rapport au niveau intermédiaire.

temporelles de champ, à proximité de la surface de la puce. L'origine de ces gradients et fluctuations, et leur correction, sont discutées dans le paragraphe suivant.

III.1.1 L'excitation à deux photons

Nous excitons des atomes dans le niveau 60S à partir du niveau 5S par absorption à deux photons, un photon rouge à 780 nm désaccordé de $\Delta = 540$ MHz vers le bleu par rapport à la transition $5\mathrm{S}_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5\mathrm{P}_{3/2}, F = 3$, et un photon bleu à 480 nm, accordé pour satisfaire la condition de résonance de la transition à deux photons. La fig. III.1 montre un schéma de l'excitation, avec la polarisation de chaque laser par rapport à l'axe de quantification des atomes dans le piège magnétique, défini par le champ de biais selon $+x$. Le laser rouge a une polarisation σ^+, et adresse la transition $|m_F = 2\rangle \rightarrow |m_{F'} = 3\rangle$. Les deux faisceaux d'excitation sont superposés et se propagent selon la direction $+x$. L'intensité au centre du faisceau Gaussien comme fonction de la puissance totale P s'écrit

$$I_0 \equiv I(r = 0) = \frac{2P}{\pi w^2} \tag{III.1}$$

La moyenne temporelle du module du vecteur de Poynting d'une onde électromagné-

tique est égale à l'intensité de la lumière [86]. Cette moyenne s'écrit comme fonction de l'amplitude du champ électrique de l'onde selon

$$I_0 = \frac{E_0 B_0}{2\mu_0} = \frac{E_0^2}{2c\mu_0} \tag{III.2}$$

où $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}\text{kg mA}^{-2}\text{s}^{-2}$ est la perméabilité magnétique du vide. La pulsation de Rabi pour une transition de moment de transition dipolaire d_{ij} au centre du faisceau s'écrit comme fonction de sa puissance selon

$$\Omega = \frac{d_{ij}E_0}{\hbar} = \frac{d_{ij}}{\hbar}\sqrt{2c\mu_0 I_0} = \frac{d_{ij}}{\hbar}\sqrt{2c\mu_0 \frac{2P}{\pi w^2}} \tag{III.3}$$

$$\Omega = \frac{d_{ij}}{\hbar}\frac{2}{w}\sqrt{\frac{c\mu_0 P}{\pi}} \tag{III.4}$$

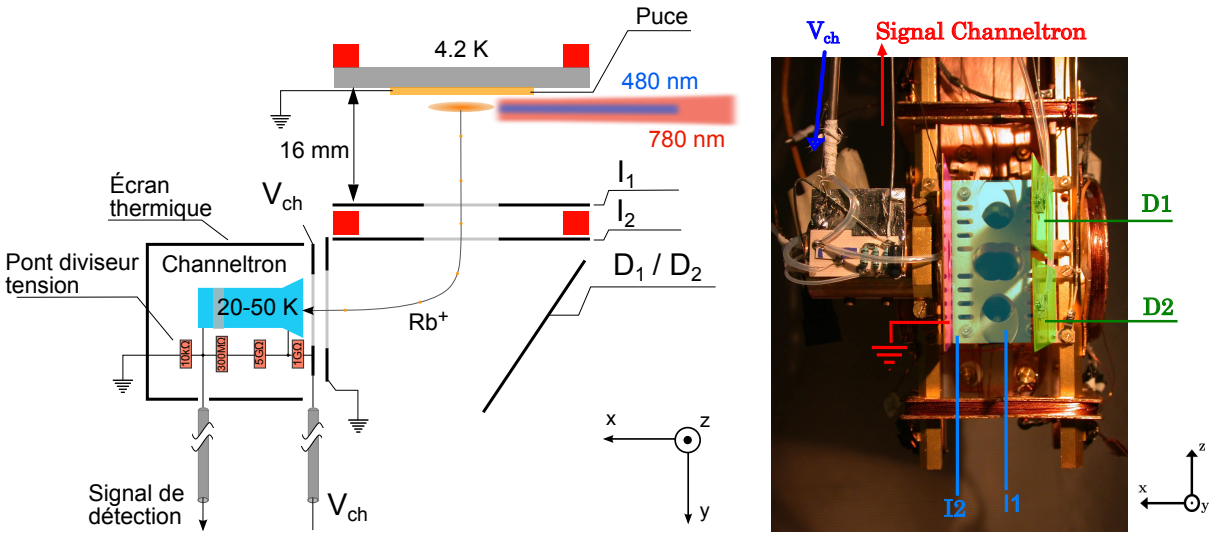
Le moment de transition dipolaire de la transition $5\text{S}_{1/2}, F = 2, m_F = 2 \rightarrow 5\text{P}_{3/2}, F = 3, m_F = 3$ est de 2,989 31(62)$e.a_0$ [112]. Le col du faisceau à $1/e^2$ vaut $w = 150\,\mu\text{m}$. Pour une puissance typique de $1\,\mu\text{W}$ du laser rouge, la fréquence de Rabi vaut $\Omega_r/(2\pi) = 5{,}6\,\text{MHz}$.

Le rapport entre la fréquence de Rabi du laser rouge et le désaccord laser Δ détermine la probabilité moyenne d'occupation du niveau intermédiaire [110]

$$\frac{1}{2}\frac{\Omega^2}{\Delta^2 + \Gamma^2 + \Omega^2} \approx \frac{1}{2}\frac{\Omega^2}{\Delta^2} \tag{III.5}$$

où la dernière approximation est valable, car $\Gamma = 2\pi \times 6{,}065\,\text{MHz}$ et la fréquence de Rabi typique sont bien plus petits que le désaccord Δ. Ce taux d'occupation vaut $\sim\ 0,5.10^{-4}$ pour la fréquence de Rabi calculée plus haut. Le taux d'émission spontanée par atome, en raison de cette probabilité d'occupation, vaut $\Gamma_{sp} \sim\ 0,5.10^{-4}\Gamma = 2\pi \times\ 300\,\text{Hz}$, ce qui donne un temps caractéristique de $\tau_{sp} = 500\,\mu\text{s}$. Lors qu'un atome absorbe et réémet un photon rouge, il gagne une énergie moyenne qui représente un gain de température de $\Delta T = \Delta E/k_B = p^2/(2m_{\text{Rb87}}k_B) = h^2/(2m_{\text{Rb87}}\lambda^2 k_B) = 180\,\text{nK}$. Ce phénomène de chauffage du piège pendant l'excitation est un facteur limitant sur le nombre d'impulsions laser d'excitation que nous pouvons faire sur un même nuage sans changer ses conditions.

Le laser bleu est focalisé sur un col de $22\,\mu\text{m}$ au niveau des atomes. La puissance totale envoyée est de $8\,\text{mW}$. Le moment de transition dipolaire entre les niveaux $\left|5\text{P}_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 3\right\rangle$ et $\left|60\text{S}_{1/2}, m_J = 1/2\right\rangle$ vaut $9{,}9 \times 10^{-3} e.a_0$ (Nous faisons remarquer que le bon nombre quantique magnétique pour les niveaux de Rydberg sont les m_J plutôt que les m_F, la raison étant que le couplage hyperfin de ces niveaux, de l'ordre de $100\,\text{kHz}$ pour le 60S [80], est bien plus petit que l'énergie de couplage entre le champ magnétique et le moment magnétique électronique total J. Le sous-niveau magnétique nucléaire est préservé pendant la transition laser, et peut être omis). La fréquence de Rabi calculée pour cette transition devient $\Omega_b/(2\pi) = 11{,}3\,\text{MHz}$. Ces fréquences de Rabi satisfont $\Omega_r, \Omega_b \ll \Delta$,



(a) (b)

FIGURE III.2 – Schéma d'excitation et détection des atomes de Rydberg. Le schéma (a) est une vue du haut ; la photo (b) montre une vue de face, avec les électrodes indiquées. Les lasers d'excitation sont superposés et se propagent sur la direction $+x$. Pour la détection, à la fin de la séquence expérimentale les atomes de Rydberg créés sont ionisés puis accélérés par une rampe de tension appliquée aux électrodes d'ionisation 1 et 2 (indiqués par I1 et I2 sur la figure). Les électrodes de déflexion D1 et D2 guident ensuite les ions jusqu'à un Channeltron maintenu à une température plus haute que l'environnement (42 K). Les différentes électrodes sont indiquées. Leur fonction est discutée dans le texte.

et dans cette limite nous pouvons négliger l'occupation du niveau intermédiaire 5P de l'excitation. Le système se comporte comme un système effectif à deux niveaux, de fréquence de Rabi [110]

$$\Omega = \frac{\Omega_r \Omega_b}{2\Delta} \tag{III.6}$$

Pour les fréquences de Rabi calculées pour chaque transition individuelle, la fréquence de Rabi effective à deux photons vaut $\Omega/(2\pi) = 58{,}5\,\text{kHz}$. Nous pouvons faire varier ce paramètre d'une expérience à une autre en variant la puissance du laser rouge.

III.1.2 La détection des atomes de Rydberg

III.1.2.a La détection par ionisation

La fig. III.2 montre un schéma global du système de détection des atomes de Rydberg par ionisation. Les lasers d'excitation sont superposés et se propagent dans la direction $+x$, parallèles à la surface de la puce. Pendant l'excitation, les électrodes d'ionisation 1 et 2 (indiquées sur la figure par I1 et I2) restent à une petite tension, ajustée pour compenser

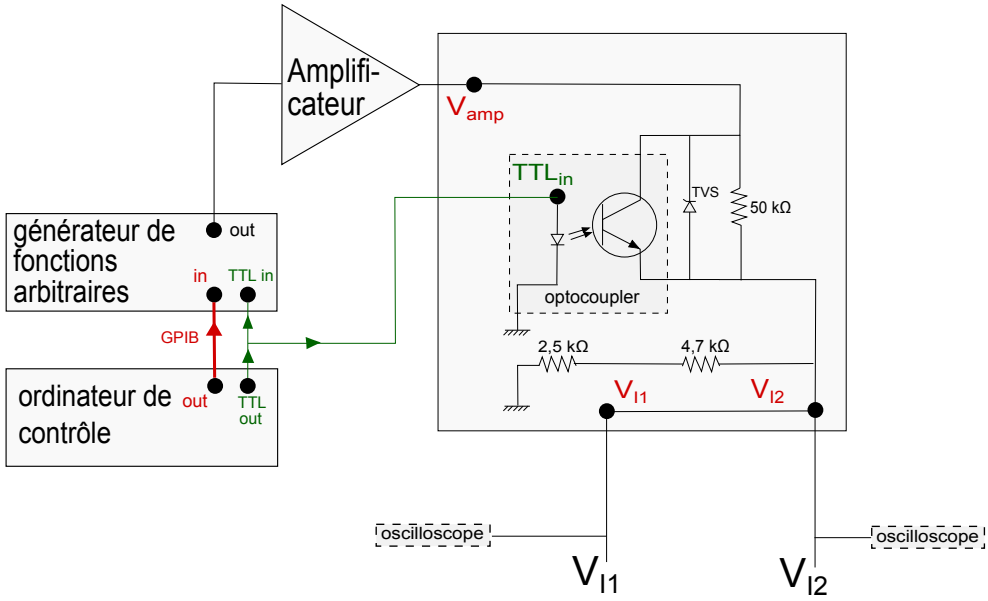


FIGURE III.3 – Circuit de contrôle de la tension des électrodes d'ionisation. Pendant l'excitation des atomes de Rydberg, l'optocoupleur est ouvert et le pont diviseur créé par la résistance 50 kΩ et la résistance 2,5 kΩ + 4,7 kΩ réduit le bruit de la sortie de l'amplificateur au niveau des électrodes. Lors de l'ionisation des atomes de Rydberg, le TTL déclenche la rampe du générateur de fonctions et ferme l'optocoupleur, ce qui court-circuite la résistance de 50 kΩ. La tension sur les électrodes devient directement la tension de sortie de l'amplificateur.

le champ électrique résiduel dans la direction y. Au moment de la détection, une rampe de tension est appliquée sur I1 et I2, qui ionise les atomes de Rydberg et accélère les ions ainsi créés. Les électrodes de déflexion sont chargées en permanence avec une tension de 250 V, ce qui a pour effet de défléchir la trajectoire ionique vers le Channeltron. Une grille placée juste à l'entrée du Channeltron est alimentée à une tension de −3000 V. Devant cette grille, une électrode trouée pour le chemin des ions, appelée électrode d'écrantage, est mise à la masse pour écranter la haute tension du Channeltron par rapport à la région de piégeage atomique. Le signal de détection du Channeltron est envoyé à un circuit électronique discriminateur Hamamatsu (modèle Photon Counting unit C9744), qui met en forme les impulsions courtes qui correspondent aux ions comptés. Le Channeltron est maintenu à une température de 42 K, plus haute que la température de l'environnement cryogénique, grâce à une résistance de chauffage où 20 mW sont dissipés, et à l'isolation thermique entre le Channeltron et le reste de l'expérience.

Le circuit électronique qui contrôle la tension sur les électrodes 1 et 2 est montré sur la fig. III.3. Il a été dessiné sous la double contrainte de garantir l'amplitude de tension nécessaire à l'ionisation des niveaux de Rydberg, et de garder un faible bruit lors de la phase de compensation du champ électrique pour l'excitation des atomes.

La rampe d'ionisation est créée par un générateur de fonctions arbitraires Agilent, de modèle 33250A, de bande passante 80 MHz et amplitude maximale ±3 V. Cette rampe est programmée préalablement par GPIB à partir de l'ordinateur de contrôle de l'expérience, et déclenchée au moment de l'ionisation par un signal TTL. En dehors de l'ionisation, la tension est gardée constante et égale à la valeur trouvée par minimisation de l'effet Stark vu par les atomes de Rydberg. Le signal du générateur de fonctions est envoyé vers un amplificateur de marque Falco Systems, modèle WMA-300, de 5 MHz de bande passante, 50X de facteur d'amplification constant, amplitude maximale ±150 V. Son signal de sortie va vers un pont diviseur, de facteur de division variable. Lors de la phase d'ionisation, nous voulons garder toute l'amplitude du signal, et le bruit n'est pas si important : l'optocoupleur de la fig. III.3 est donc fermé, et court-circuite la résistance de 50 kΩ en parallèle. Toute la tension arrive aux électrodes d'ionisation, $V_{I1} = V_{I2} = V_{amp}$. Quand la rampe d'ionisation se finit, le TTL est éteint et l'optocoupleur est en position fermée. La tension sur les électrodes d'ionisation vaut maintenant $V_{I1} = V_{I2} = 7,2/57,2 \times V_{amp}$. Le bruit électrique de l'amplificateur est réduit d'autant. Ce bruit mesuré vaut 50 mV rms, et descend en dessous de 10 mV avec le pont diviseur. L'optocoupleur utilisé a un temps de réaction plus petit que la µs, ce qui représente un avantage par rapport aux commutateurs IGBT pour la haute tension - qui ne sont pas nécessaires dans ce circuit : lors des hautes tensions de la rampe d'ionisation, le commutateur est fermé et la tension entre ses bornes est nulle.

III.1.2.b L'ionisation diabatique et adiabatique

Lors de l'ionisation d'un niveau de Rydberg, le module du champ électrique vu par les atomes est augmenté jusqu'au seuil d'ionisation de ce niveau [114]. À mesure que le champ électrique augmente pendant la rampe d'ionisation, les énergies propres et les états propres changent par effet Stark. La figure III.4, extraite de l'article [113] de Zimmerman *et al.*, montre le diagramme Stark des énergies des niveaux de Rydberg de $|m_j| = 1/2$ autour de l'état 18S. Lors que l'on varie l'amplitude du champ électrique vu par l'atome, son état suit adiabatiquement sa courbe d'énergie dans ce diagramme, tant que la distance entre son énergie et les énergies des états couplés à lui reste grande. Cependant il arrive que pour certaines valeurs de champ électrique, les niveaux d'énergie de deux états différents deviennent très proches et présentent un croisement évité (appelé anticroisement) [115]. Au niveau des anticroisements, il existe une probabilité pour l'état atomique de traverser non-adiabatiquement l'anticroisement, et de continuer l'évolution sur une courbe d'énergie différente de celle correspondant à l'évolution adiabatique de l'état propre, qui est d'autant plus grande que la variation du champ est rapide. Selon qu'il suit l'un ou l'autre des chemins, l'atome va ensuite s'ioniser à des valeurs de champ électrique différents. C'est pourquoi le signal d'ionisation d'un même niveau peut présenter plusieurs pics, correspondant à des évolutions diabatiques et adiabatiques. Nous montrons ces deux chemins, pour le premier des anticroisements rencontré par les atomes dans l'état 18S lors de la rampe d'ionisation.

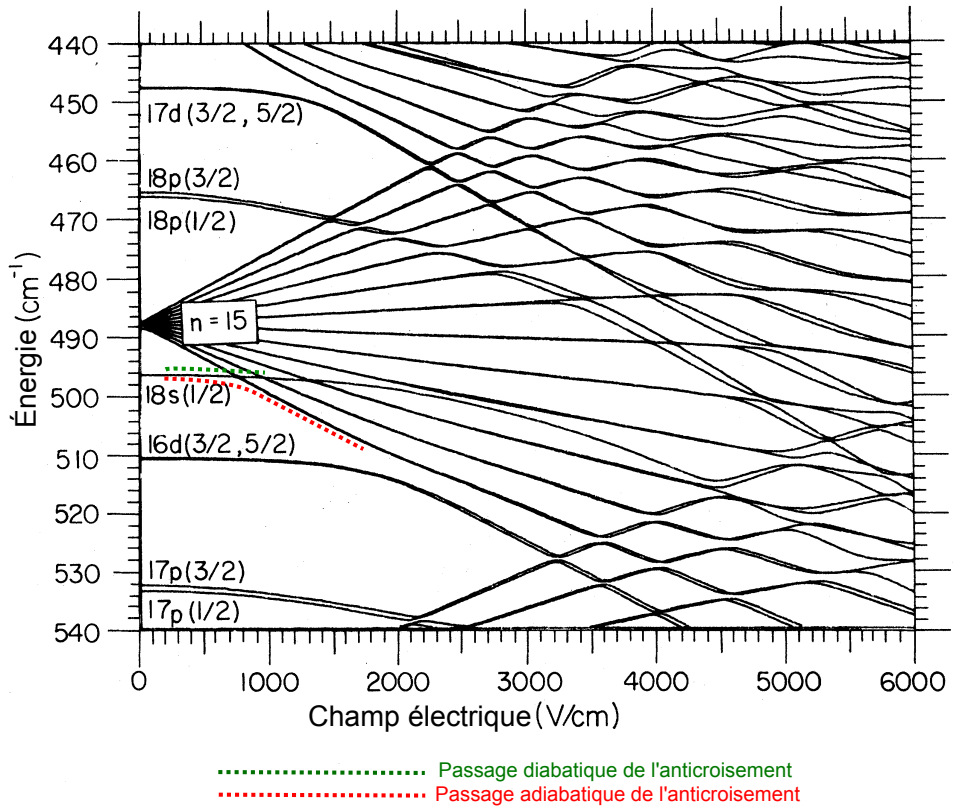
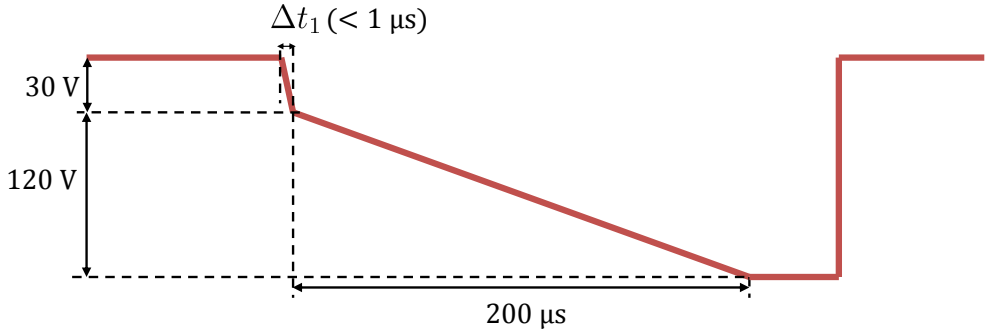
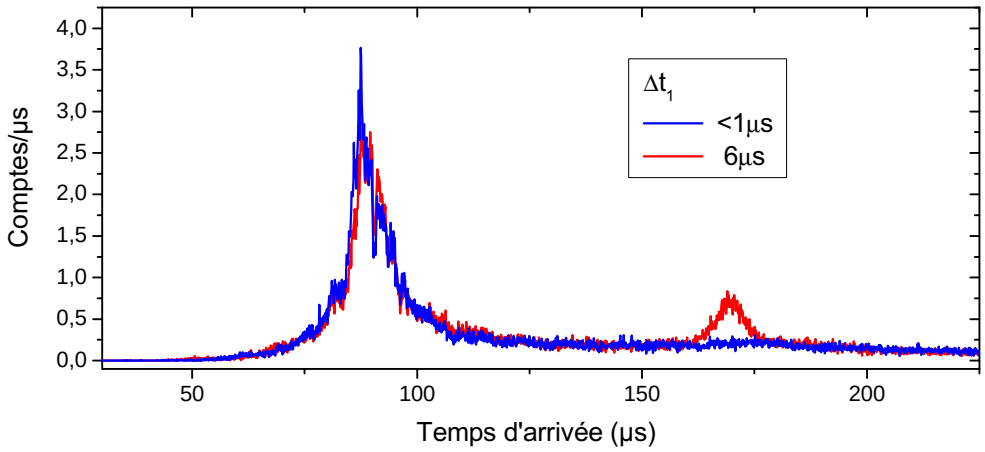


FIGURE III.4 – Diagramme Stark des énergies des niveaux de Rydberg de $|m_j| = 1/2$ autour de l'état 18S, extrait de la référence [113]. Chaque courbe représente l'énergie d'un niveau propre atomique. Lors de l'ionisation des atomes de Rydberg, le module de champ électrique est augmenté et l'état de chaque atome évolue dans ce diagramme, à partir de son état initial. Nous identifions les courbes d'énergie suivies par les atomes dans un niveau S lors d'un passage diabatique ou adiabatique par le premier anticroisement avec le niveau du bas de la multiplicité juste au-dessus.

La forme de la rampe d'ionisation détermine donc le signal d'ionisation des états de Rydberg. La forme générale de notre rampe d'ionisation est indiquée sur la fig. III.5a. Elle est divisée en une partie rapide, et une partie lente. Nous avons vérifié expérimentalement que, lors de l'ionisation d'atomes dans un état S, deux pics d'ionisation différents sont présents sur le signal d'ionisation. Cela est visible sur la courbe rouge de la figure III.5b. La proportion entre les signaux des deux pics est déterminé par la durée de la partie rapide de la rampe. Pour la plus petite durée de rampe possible, $\lesssim 1\,\mu s$ (limitée par la bande passante de l'amplificateur), le deuxième pic disparaît (cela correspond à la courbe bleue de la figure III.5b). Nous associons donc le premier pic à un passage diabatique d'un anti-croisement en début de rampe, et le deuxième pic aux atomes qui suivent adiabatiquement cet anticroisement. Nous gardons dans la suite la rampe rapide de durée $\lesssim 1\,\mu s$, qui ne crée



(a)



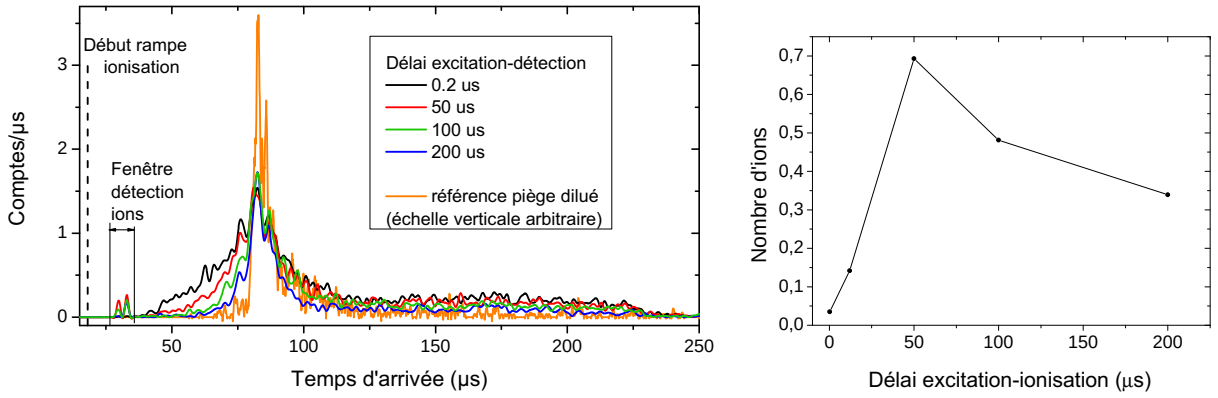
(b)

FIGURE III.5 – (a) : forme de la rampe d'ionisation, avec une première partie rapide qui dure moins de 1 µs, et une deuxième lente, qui résout les différents pics d'ionisation des niveaux de Rydberg. (b) : signal d'ionisation du niveau 60S, pour deux différentes durées de rampe rapide. Si la rampe rapide dure plus que 1 µs, le signal d'ionisation présente deux pics d'ionisation, associés (dans l'ordre d'apparition) à un passage diabatique, et adiabatique, lors d'un anticroisement. Les rampes qui durent moins de 1 µs éliminent le pic adiabatique.

que le signal diabatique.

III.1.2.c Effets d'interaction dipolaire sur les signaux d'ionisation

Lors de l'excitation et détection d'atomes de Rydberg dans un nuage de grande densité d'atomes produits, nous avons observé que la forme des signaux d'ionisation s'élargit. Quand deux atomes de Rydberg sont proches, l'interaction dipolaire couple ses niveaux atomiques. Pour des grands champs électriques, plusieurs des états de la paire sont dégénérés, ce qui peut être compris à partir du diagramme Stark à un atome de la figure III.4 : Pour des grands champs électriques, les niveaux atomiques sont distribués de façon plus ou moins égale, et le couplage dipolaire qui existe entre ces niveaux quand deux



(a) (b)

FIGURE III.6 – (a) : Signaux d'ionisation du niveau 60S, à des délais différents entre l'excitation et l'ionisation. 65 Rydbergs sont créés en moyenne, dans un nuage thermique de rayons à $e^{-1/2}$ $(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = (21(3); 7, 4(10); 6, 6(9))$ µm, par une excitation à deux photons à résonance. Pour des grands délais, le signal total diminue à cause de la durée de vie des atomes, mesurée 210 µs. La chute du signal au temps d'arrivée de 225 µs est dû à la fin de la rampe de champ électrique, ce qui veut dire qu'une petite partie des atomes de Rydberg n'est pas ionisée. En orange, un signal d'ionisation de référence fait dans un MOT, avec une grande distance entre les atomes 60S créés, est montré. Son échelle verticale est arbitraire. (b) Quantité d'ions présents dans le piège avant l'ionisation, comme fonction du délai entre excitation et détection.

atomes de Rydberg sont proches sont proches induit des transitions, où un des atomes est transféré vers un niveau plus haut en énergie, et l'autre vers un niveau plus bas. Cela fait que la distribution des seuils d'ionisation pour ces atomes sera élargie. Dans ce paragraphe, nous analysons des séries des signaux d'ionisation faits pour l'excitation de l'état 60S à différents désaccords laser, et pour différents délais entre l'impulsion laser et la détection des atomes. En raison de l'interaction répulsive entre les atomes 60S, pendant ce délai les atomes s'écartent, ce qui change la forme des signaux. Cette analyse est importante car, lors du sondage des transitions entre niveaux de Rydberg par spectroscopie micro-onde, qui sera décrit dans le chapitre IV, la détection des différents niveaux de Rydberg reposera sur la séparation de leurs signaux d'ionisation.

Lasers en résonance. La figure III.6a montre une série de signaux d'ionisation d'atomes dans le niveau 60S préparés avec une impulsion laser résonante de durée 1 µs et fréquence de Rabi calculée 400 kHz. Chaque courbe représente un délai différent entre l'excitation et le début de la rampe d'ionisation, indiqués sur la légende de la figure. L'excitation est réalisée dans un piège de fréquences de piégeage $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)/(2\pi) = (37, 107, 121)$Hz, température 350(100) nK, contenant $1,2(2) \times 10^4$ atomes. Les dimensions de ce nuage (les rayons à $e^{-1/2}$) font $(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = (21(3); 7, 4(10); 6, 6(9))$ µm, et la densité atomique au

centre fait $4{,}7(20) \times 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Environ 65 excitations sont créés dans le nuage à chaque impulsion laser. Une première estimation simple de la densité de Rydbergs, en considérant que tous les atomes ont égale probabilité d'être excités, donne une distance moyenne de $2R = 2(3/(4\pi n_r))^{1/3} = 8,34$ µm entre eux. A la mesure que nous laissons plus de temps aux atomes de Rydberg avant l'ionisation, le pic diabatique du signal d'ionisation devient plus étroit. L'aire totale du signal diminue exponentiellement en raison du temps de vie du niveau 60S. Ce temps de vie explique en partie aussi la diminution de la largeur, parce qu'en diminuant le nombre d'atomes la densité diminue, et aussi les interactions interatomiques. Le mouvement des atomes en raison de leur interaction répulsive, évoqué plus haut, est une deuxième raison.

Sur ces courbes, nous voyons un premier signal fin ∼12 µs après le début de la rampe d'ionisation. Ce signal est interprété comme étant des ions déjà présents dans le nuage lors du début de la rampe, qui sont accélérés et détectés après le temps de vol entre la position d'excitation et le Channeltron. La création d'ions dans un ensemble d'atomes de Rydberg en interaction répulsive est un phénomène connu et appelé ionisation de Penning [64]. Il est associé à des transitions résonantes pour une paire d'atomes en interaction, où un des atomes devient un atome de Rydberg à plus petite énergie, et l'autre s'ionise. La figure fig. III.6b montre l'évolution de ce signal avec le délai entre l'excitation et la détection, et nous voyons que le temps caractéristique pour la formation des ions à partir de l'ensemble d'atomes dans le 60S est de ∼30 µs. Comme leur nombre augmente alors que le signal d'ionisation devient plutôt plus fin, nous concluons que les ions jouent un rôle mineur pour l'élargissement du signal d'ionisation. Dans le champ électrique mesuré à l'endroit des atomes de 0,058 V/cm, avant l'ionisation, l'accélération d'un ion positif de ^{87}Rb est de $6{,}4 \times 10^6\,\mathrm{m\,s}^2$, et cet ion traverse le plus grand diamètre du piège, ∼42 µm, en moins de 4 µs ; il reste par contre assez longtemps dans la région entre l'électrode et la puce, et peut être détecté bien après avoir quitté le piège : en 50 µs l'ion parcourt 8 mm, alors que les bords de la puce sont à 15 mm du centre. Ce temps nécessaire à quitter la région dans laquelle l'ion peut encore être détecté explique la diminution de la quantité d'ions pour des temps longs.

Lasers désaccordés vers le bleu. La figure III.7 montre maintenant une série similaire, faite dans le même piège, mais les lasers étaient désaccordés de 2,4 MHz vers le bleu par rapport à la résonance. Pour augmenter la quantité d'atomes de Rydberg, nous avons augmenté la durée de l'impulsion à 2 µs, et la fréquence de Rabi calculée à 800 kHz. Nous créons ainsi 22 Rydbergs en moyenne. Même à des taux de comptage trois fois inférieurs à ceux des courbes à résonance III.6a, l'élargissement est maintenant bien plus important, de plusieurs dizaines de V/cm. Cela montre qualitativement que l'excitation d'atomes 60S proches est très favorisée par le laser en désaccord. En raison du grand élargissement pour des temps courts, la quantité d'ions ne peut pas être mesurée au début. Après 50 µs, la proportion d'ions présents dans le nuage avant l'ionisation, par rap-

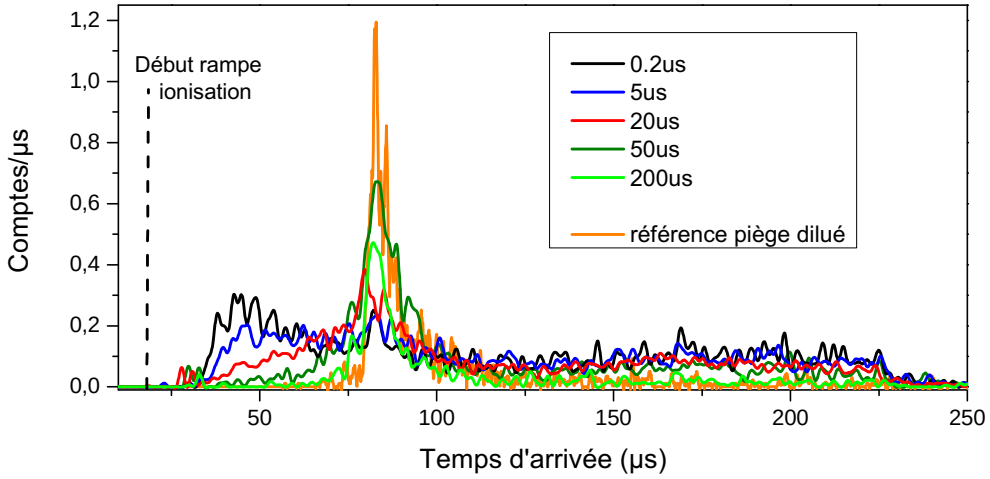


FIGURE III.7 – Signaux d'ionisation du niveau 60S, à des délais différents entre l'excitation et l'ionisation, pour un désaccord de 2,4 MHz des lasers d'excitation. 22 Rydbergs sont créés en moyenne, dans le même nuage que celui de la figure III.6a. Pour des grands délais, le signal total diminue à cause de la durée de vie des atomes, mesurée 210 µs. La chute du signal au temps d'arrivée de 225 µs est dû à la fin de la rampe de champ électrique, ce qui veut dire qu'une petite partie des atomes de Rydberg n'est pas ionisée. En orange, un signal d'ionisation de référence fait dans un MOT, avec une grande distance entre les atomes 60S créés, est montré.

port à la quantité totale de comptes, est de ∼1 %, très similaire à celle détectée à résonance.

Ces signaux montrent qu'une détection naïve des atomes de Rydberg à seuil d'ionisation constant pourrait montrer une saturation artificielle de la quantité d'ions détectés lorsque l'interaction entre les atomes de Rydberg dans le nuage devient importante. Ils montrent aussi que la bonne façon de les corriger consiste à faire des rampes d'ionisation d'amplitude plus grande que le seuil d'ionisation des atomes isolés, ou alors attendre un temps de l'ordre de 100 µs pour que les signaux redeviennent fins.

III.1.2.d Linéarité de la détection

Il est important, pour éviter la saturation artificielle du comptage d'atomes de Rydberg, de vérifier que l'efficacité de détection est la même pour tous les nombres de Rydberg créés. La saturation peut venir de la saturation du Channeltron, dont le gain diminue si une quantité trop importante d'ions arrive à l'entrée. Pour vérifier cela, nous avons piégé des atomes dans un gros MOT chaud (dimensions millimétriques) et nous avons étudié l'excitation des atomes de Rydberg dans ce piège, comme fonction de la durée de l'impulsion laser pour de hautes puissances du laser rouge. Dans ce régime, le déphasage de l'excitation par émission spontanée à partir du niveau intermédiaire garantit une variation linéaire de la quantité d'ions détectés avec la durée de l'impulsion laser, en absence de sources de saturation (saturation de la détection, saturation des excitations par blocage dipolaire).

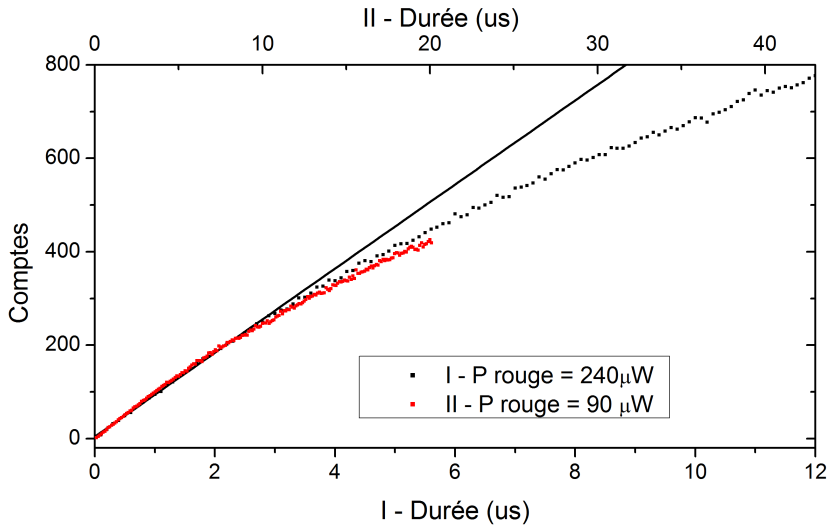


FIGURE III.8 – Signal de détection d'atomes de Rydberg créés dans un grand MOT, comme fonction de la durée de l'impulsion laser. En absence de saturation du comptage, ou de saturation de la quantité d'atomes de Rydberg dans le nuage par blocage dipolaire, le nombre d'ions compté créé est une fonction linéaire de la durée de l'impulsion. Deux courbes, faites pour des puissances du laser rouge différentes, sont superposées en multipliant l'axe horizontal par une constante de proportionnalité. Jusqu'à 300 comptes par répétition, nous sommes dans le régime linéaire du détecteur.

La fig. III.8 montre les courbes qui nous ont permis de mesurer jusqu'à quel nombre d'ions la linéarité est garantie. Ces courbes ont été faites pour deux puissances différentes du laser rouge, qui sont superposées en multipliant l'axe des abscisses par un facteur différent. Elle nous permet d'affirmer, pour un taux de répétition similaire des séquences d'excitation et détection (2 ms entre chaque courbe) et une même durée de rampe d'ionisation (430 µs) que nous pouvons compter au moins 300 atomes par répétition. Au-delà de cette limite, la saturation doit être prise en compte.

III.1.3 Les premiers spectres

Les premiers spectres d'excitation de l'état 60S enregistrés dans de petits MOTs et dans des pièges magnétiques froids ont été plutôt décevants. La fig. III.9 en montre un exemple. L'axe des abscisses est référencé par rapport au désaccord laser nul avec la transition 5S-60S en absence de champs électriques. Ils présentent des largeurs de l'ordre de la dizaine de MHz, et une forme asymétrique de raie qui est caractéristique de l'élargissement Stark inhomogène. Le champ électrique perpendiculaire à la surface de la puce est compensé par un champ créé par les électrodes I1 et I2, qui vaut 3,7 V/cm. Ils ont été enregistrés à une heure d'écart l'un de l'autre, ce qui établit une dérive des fréquences de résonance de quelques MHz/h. Avant de décrire l'effet Stark, qui s'est avéré être la

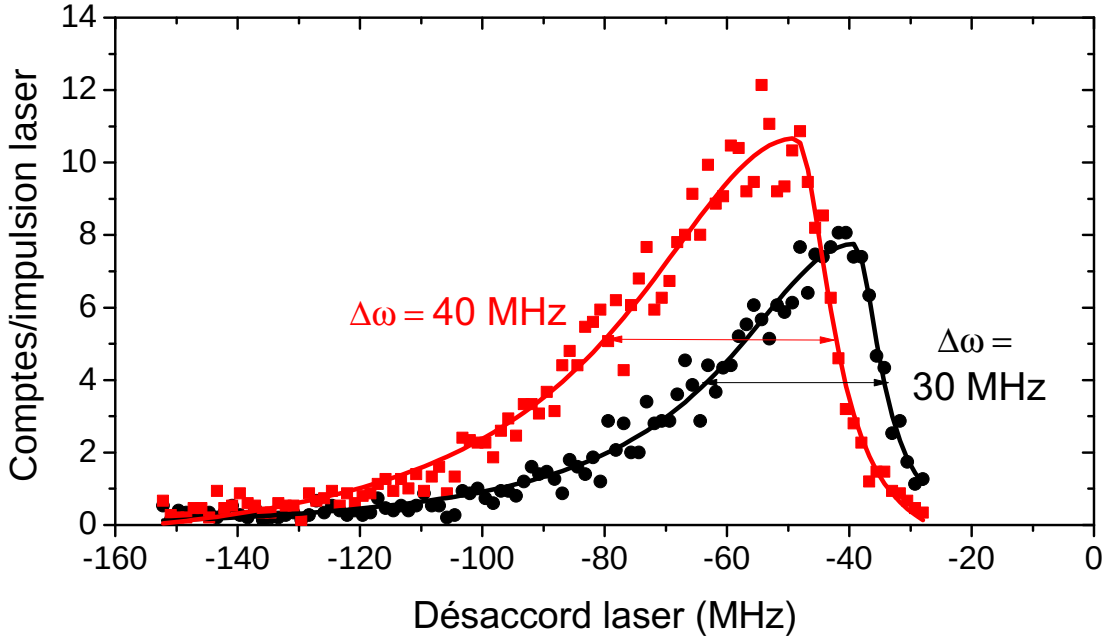


FIGURE III.9 – Deux spectres autour de la transition 5S→60S, avant le travail de correction de la dérive et l'inhomogénéité des champs électriques dans le cryostat. Leur largeur est de 30 et 40 MHz, et leur centre diffère de 12 MHz. Ils ont été faits à 1 h d'écart l'un de l'autre ; pendant ce temps, un MOT était piégé devant la puce.

cause des élargissements et dérives temporelles, nous faisons un petit inventaire des autres possibles causes d'élargissement. Ces causes se sont alors montrées insuffisantes pour expliquer la largeur des raies de la fig. III.9, mais elles joueront un rôle pour comprendre les expériences décrites dans le Chapitre IV.

L'élargissement par puissance. Dans le cas des fréquences de Rabi des transitions à un photon bien plus petites que le désaccord avec le niveau intermédiaire, la fréquence de Rabi à prendre en compte est la fréquence de Rabi effective à deux photons. En absence d'autres sources d'élargissement, la largeur de la transition est égale à la fréquence de Rabi, qui est donnée plus haut, $\Omega/(2\pi) = 58{,}5\,\text{kHz}$. Cet élargissement est négligeable à l'échelle de la largeur des spectres montrés.

L'élargissement par déplacements lumineux inhomogènes. La condition de résonance pour une transition à deux photons s'écrit [110]

$$\omega_r + \omega_b = \omega_0 - \frac{\Omega_r^2}{4\Delta} + \frac{\Omega_b^2}{4\Delta} \tag{III.7}$$

ω_r est la pulsation du laser rouge, ω_b celle du laser bleu, ω_0 est la pulsation de la

transition 5S $\rightarrow$ 60S, et les deux derniers termes sont appelés des termes de déplacement lumineux, Ils décrivent le déplacement d'énergie des niveaux atomiques par le couplage avec de la lumière quasi-résonnante. Le désaccord au niveau intermédiaire Δ est supposé vers le bleu pour le laser rouge, comme est le cas dans notre expérience. Les termes de déplacement lumineux pour les fréquences de Rabi des transitions à un photon au centre des faisceaux valent $1/(2\pi) \times \Omega_r^2/(4\Delta) = 15\,\text{kHz}$ et $\Omega_b^2/(4\Delta) = 59\,\text{kHz}$. A d'autres régions du faisceau, les déplacements lumineux sont plus petits, et donc ces termes établissement une limite supérieure à l'élargissement dû à la distribution spatiale de l'intensité des faisceaux.

L'élargissement par effet Doppler. La fréquence de la lumière vue par les atomes est fonction de leur vitesse v_x dans la direction de propagation des faisceaux selon l'expression (avec $\nu = \omega/(2\pi)$ la fréquence de la lumière laser)

$$\nu_D(v_x) = \nu(1 - \frac{v_x}{c}) \tag{III.8}$$

La direction de la vitesse est considérée la même que celle de la propagation des faisceaux, $+x$. La distribution de vitesses atomiques est fonction de la température du nuage selon l'eqn.(II.16). Cette distribution de vitesses établit une distribution des fréquences perçues par les atomes à partir de la formule III.8, de largeur à mi-hauteur donnée par

$$\Delta\nu_D = \sqrt{\frac{8k_BT}{mc^2}\ln 2}(\nu_b + \nu_r) \tag{III.9}$$

L'élargissement Doppler pour un piège magnétique froid de température 1 µK vaut 77 kHz. La largeur pour un MOT de température environ 400 µK vaut 1,6 MHz.

L'élargissement par effet Zeeman inhomogène. Dans un piège magnétique, les niveaux $5S_{1/2}, m_F = 2$ et $60S_{1/2}, m_J = 1/2$ ont le même dipôle magnétique. Le déplacement Zeeman d'énergie est alors le même, et il n'y a pas de décalage de l'énergie relative entre eux par effet Zeeman, qui n'est pas élargie par effets de champs magnétiques. Dans le cas du MOT, le nombre quantique magnétique des atomes n'est pas défini, et les gradients de champ magnétique peuvent élargir la raie. Le U-MOT utilisé pour faire les raies de la fig. III.9 a un courant dans le fil U $I_U = 5\,\text{A}$ et un champ de biais selon z de 11 G. Il est à 550 µm de la surface de la puce. Le gradient de champ magnétique vaut 25 G/mm. La largeur du nuage est de $\sim 200\,\mu\text{m}$, ce qui fait un élargissement de la raie de $25\,\text{G/mm} \times 200\,\mu\text{m} \times 1{,}4\,\text{MHz/G} = 7\,\text{MHz}$. Cette estimation est plutôt bien pessimiste, et considère que les transitions à différents nombres magnétiques du niveau de départ et du niveau d'arrivé ont une même probabilité. Les moments de transition dipolaire, et la polarisation des lasers, font que la largeur due à l'effet Zeeman est en pratique inférieure à cette limite.

L'élargissement par interaction dipolaire. L'énergie d'interaction des atomes de Rydberg est fonction de leur distance et peut élargir la raie. Il faut pourtant que, pour que cet effet soit important, nous créions une densité de Rydberg comparable à, ou plus grande que, $1/R_b^3$, où R_b est le rayon de blocage dipolaire. Les taux de créations d'atomes de Rydberg des spectres de la fig. III.9, dans un MOT de diamètre 200 µm, font une distance moyenne entre deux atomes de 85 µm, ce qui rend leur énergie d'interaction complètement négligeable.

Ces causes ne suffisent pas à expliquer les élargissements mesurés. Nous décrivons maintenant l'effet des champs électriques sur les niveaux de Rydberg.

III.1.3.a L'effet Stark

La présence d'un champ électrique constant $\mathbf{F}$ dans l'environnement ajoute un terme de couplage entre ce champ et l'opérateur de moment dipolaire électrique de l'atome. Le Hamiltonien en présence de ce champ devient

$$H = H_0 - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{F} = H_0 + q\,\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{F} \tag{III.10}$$

H_0 est le Hamiltonien libre de l'atome, d'énergies propres calculées par le défaut quantique selon l'eqn.(I.4) ; $\hat{\mathbf{r}}$ est la variable position de l'électron dans le potentiel atomique. q est la charge élémentaire, supposée positive. Le Hamiltonien III.10 a une direction de quantification évidente, celle déterminée par le champ électrique $\mathbf{F}$. Dans la base déterminée par cet axe, supposé z, le terme d'énergie Stark devient

$$q\,\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{F} = q\,\hat{z}|\mathbf{F}| = q\,\hat{r}\sqrt{\frac{4\pi}{3}}Y_1^0(\hat{\theta},\hat{\varphi})|\mathbf{F}| \tag{III.11}$$

où $Y_l^m(\theta,\varphi)$ représente les fonctions harmoniques sphériques [74]. Ce terme ne couple que les états tels que $\Delta l = \pm 1$ et $\Delta m = 0$. La deuxième règle de sélection réduit le sous-espace à considérer lors du calcul de l'effet Stark pour un niveau spécifique. De ce fait, la diagonalisation de cet Hamiltonien dans une base déterminée par le sous-espace de même m_l (et donc de même m_J), tronquée à quelques dizaines de GHz du niveau cible, devient peu coûteuse à un bon ordinateur de bureau. La fig. III.10 montre les énergies propres trouvées par une telle diagonalisation, pour les états de Rydberg autour du niveau $60\mathrm{S}_{1/2}, m_J = 1/2$, de même m_J. Il faut distinguer deux cas. D'abord, les niveaux qui sont décalés en énergie à cause de leur défaut quantique : c'est le cas surtout pour les niveaux S, P et D. Ces niveaux ne se couplent par le terme d'interaction Stark qu'à des niveaux d'énergie à champ nul différente, et pour des petits champs électriques, la variation de leur énergie avec le champ électrique calculée par la théorie des perturbations est quadratique. Les niveaux de Rydberg à grand nombre azimutal l sont dégénérés, et le terme de champ électrique sépare leurs énergies linéairement. Le graphique montre deux de ces multiplicités, celle pour $n = 57$ et celle du $n = 58$.

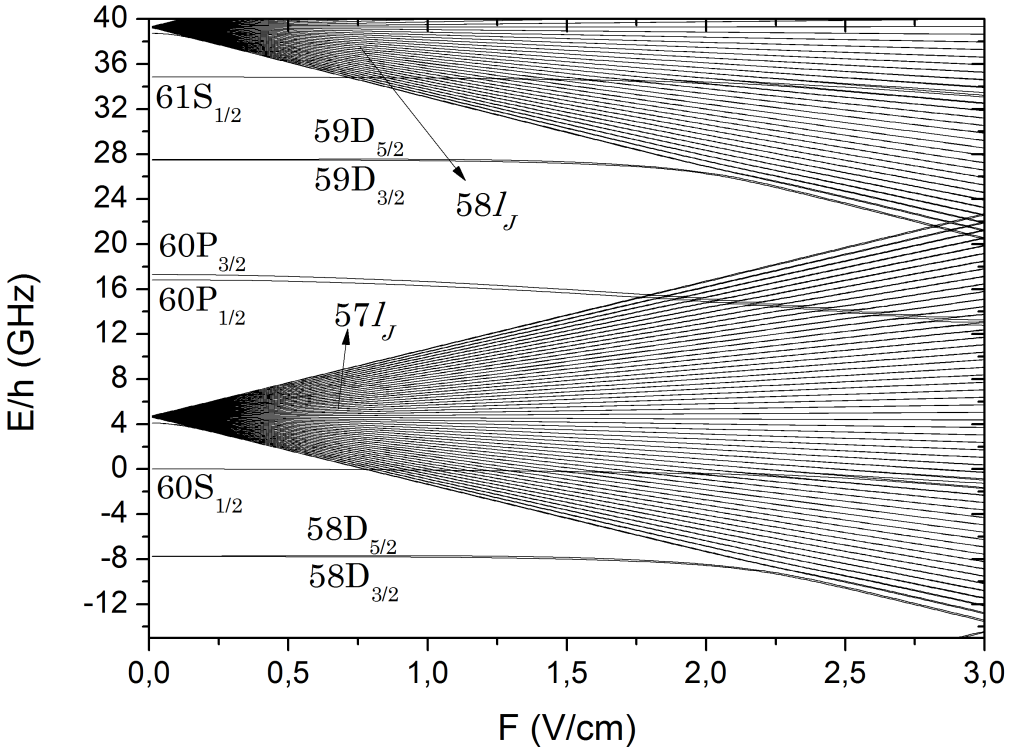


FIGURE III.10 – Diagramme Stark autour du 60S, pour les états de nombre magnétique $m_J = 1/2$. Le défaut quantique change l'énergie propre des niveaux S, P et D, en absence de champ électrique, par rapport à l'énergie des états de même n et grand l. Ces niveaux non-dégénérés ont un effet Stark quadratique pour des petits champs électriques. Les niveaux à grand l sont dégénérés et présentent un effet Stark linéaire (ce sont les multiplicités qui s'ouvrent en éventail).

Les niveaux qui nous intéressent présentent donc tous un effet Stark quadratique de la forme

$$\Delta\nu_S = A\,\mathbf{F}^2 \tag{III.12}$$

Nous avons calculés quelques coefficients d'effet Stark quadratiques qui nous seront utiles dans la suite :

$$A_{60\mathrm{S}_{1/2}} = -89.9\mathrm{MHz} \cdot (\mathrm{V/cm})^{-2} \quad \text{(III.13)}$$

$$A_{61\mathrm{S}_{1/2}} = -100.9\mathrm{MHz} \cdot (\mathrm{V/cm})^{-2} \quad \text{(III.14)}$$

$$A_{60\mathrm{P}_{3/2},m_j=\pm 1/2} = -676\mathrm{MHz} \cdot (\mathrm{V/cm})^{-2} \quad \text{(III.15)}$$

$$A_{60\mathrm{P}_{3/2},m_J=\pm 3/2} = -569\mathrm{MHz} \cdot (\mathrm{V/cm})^{-2} \quad \text{(III.16)}$$

$$\text{(III.17)}$$

Si nous supposons que la largeur des raies observées est primairement causée par des gradients de champ électrique, nous pouvons l'estimer à partir de la taille du nuage. Il vaut $14\,\mathrm{V/cm^2}$ pour la raie de 40 MHz de largeur de la fig. III.9.

III.2 Contrôle des champs électriques

III.2.1 Dépôt de ^{87}Rb sur la surface de la puce

Les raies montrées à la fin du paragraphe précédent ont mis en évidence des gradients de champ électrique non contrôlés à la proximité de la surface. Nous avons évoqué deux raisons principales qui pourraient expliquer ces grands gradients et la grande dérive temporelle : (i) Le cumul de charges sur les surfaces diélectriques autour de la région de piégeage atomique. Ces surfaces sont néanmoins à plusieurs centimètres des atomes, et l'angle solide total qu'elles représentent du point de vue des atomes de Rydberg piégés au centre de l'expérience est petit. (ii) Le dépôt de rubidium qui se fait à la fin de chaque séquence expérimentale, lors de l'ouverture des pièges pour recommencer une autre séquence. Des dépôts volontaires de rubidium à partir d'atomes piégés nous ont montré que cette cause était en effet importante. Nous avons décidé donc de saturer les surfaces autour de la région de piégeage avec un dépôt de rubidium, macroscopique par rapport aux effets lents inhérents aux séquences expérimentales. Le rubidium déposé doit rester métallique, non-oxydé, et ne pas migrer dans le cryostat suite à des différences de température ; nous avons donc décidé de faire ce dépôt à froid.

La fig. III.11 montre une photo de la version finale de l'expérience. Nous voyons l'antenne micro-onde, dont il a déjà été question, et aussi un des deux dispenseurs (on ne voit en réalité que sa boîte de protection). Un autre dispenseur avec sa boîte est aussi installé derrière le Channeltron. Une fente rectangulaire ouverte sur les boîtes, de largeur 6 mm et hauteur 30 mm, permet de faire un dépôt uniquement sur la surface de la puce et de protéger les autres régions du cryostat. La présence de deux dispenseurs évite des effets d'ombre que des poussières ou défauts de la surface pourraient entraîner. Le dépôt est fait après la mise à froid du cryostat, quand tout l'environnement est thermalisé à 4 K. Un courant de 6,5 A est alors envoyé à un dispenseur pendant une quinzaine de minutes, puis même procédure pour l'autre, en surveillant la fluorescence du flux d'atomes envoyés par les dispenseurs avec un laser en résonance. Les dispenseurs utilisés sont de

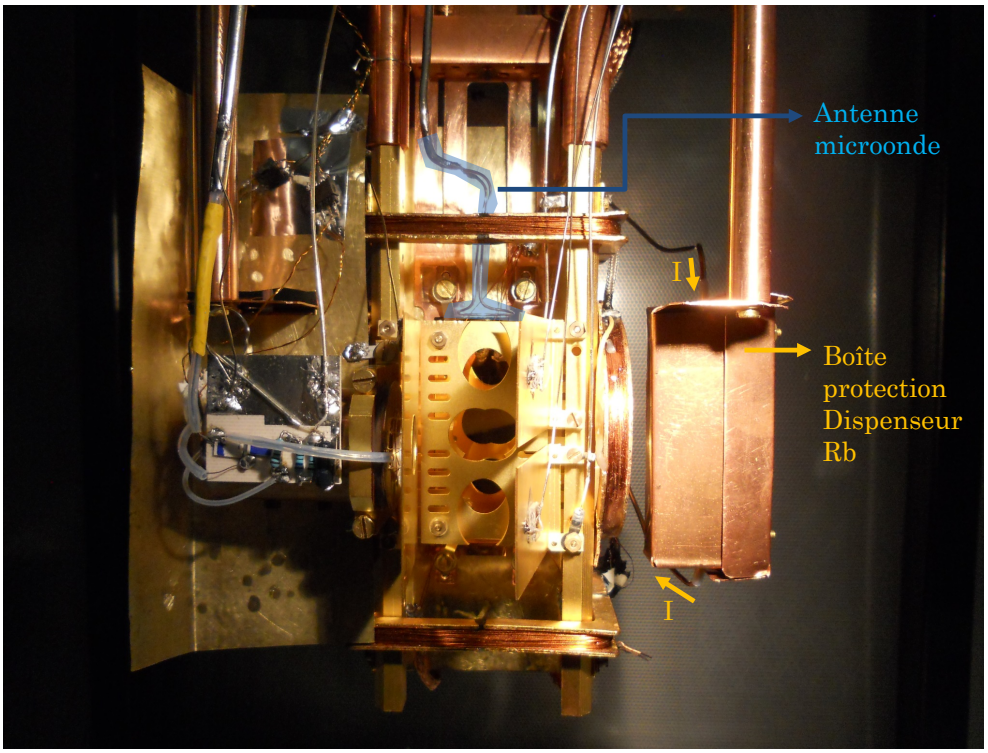


FIGURE III.11 – Version finale du coeur de l'expérience, avec l'antenne micro-onde, indiquée en transparence bleue, et une des deux boîtes de protection des dispenseurs déjà installée. L'autre se place derrière le Channeltron. Dans chaque boîte, un dispenseur de rubidium est installé, et la boîte ne présente qu'une ouverture rectangulaire de (largeur X hauteur) 6 X 30 mm dirigée vers le centre de la puce. Les dimensions de la fente rappellent la forme filaire du dispenseur et protègent du dépôt les autres surfaces du cryostat.

modèle SAES Getters RB/NF/3.4/12 FT10+10, relativement directionnels. Nous avons fait attention à leur isolation thermique lors de l'installation ; néanmoins, la puissance dissipée fait monter la température des environs de la puce jusqu'à 12 K à la fin des dépôts, même si les réservoirs d'azote et d'hélium ne se vident pas. Chaque dispenseur a 3,5 mg de rubidium. L'angle solide déterminé par un carré de 30X30 mm sur la surface de la puce est de $\sim 10° \times 27° = \pi^2/30$ sr. En supposant un dépôt non-directionnel, d'angle solide uniforme 2π sr (la moitié d'une sphère, puisque le filament n'émet de rubidium que d'un côté) et un taux de collage de 100 % sur les surfaces froides, 1/60 du rubidium des dispenseurs est déposé sur la puce. Si toute la masse de rubidium s'était déposée, considérant la densité du rubidium métallique de 1,5 g cm^3, l'épaisseur de la couche ferait 86 nm, ou 300 mono-couches atomiques. Nous supposons que la majorité du rubidium est resté ainsi accroché à la surface.

Un spectre laser de la transition 5S $\rightarrow$ 60S fait dans un piège magnétique froid après le dépôt de rubidium est montré sur la fig. III.12. Le piège a dimensions $(70, 12, 12)\mu$m. Il

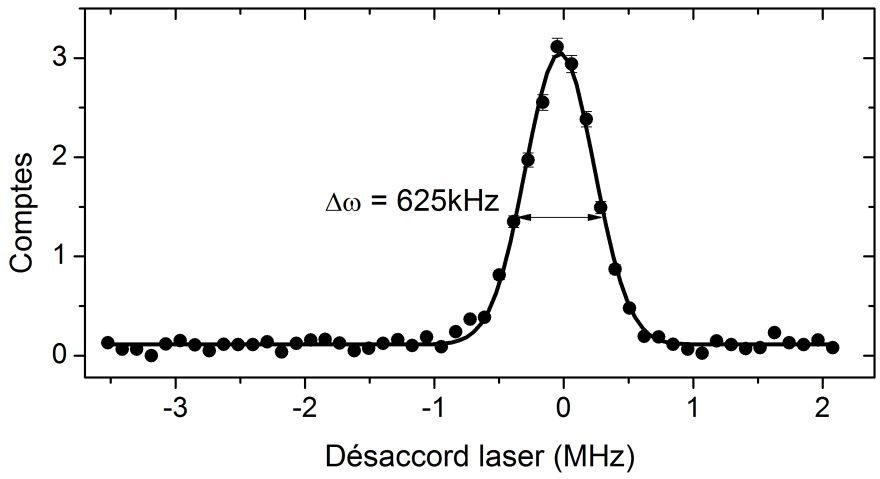


FIGURE III.12 – Spectre laser après dépôt de rubidium sur la surface de la puce. Sa largeur à mi-hauteur est maintenant de 625 kHz. Le profil ajusté est Gaussien. Les paramètres expérimentaux sont dans le texte.

présente une largeur de 625 kHz. La durée de l'impulsion laser est de 10 µs, la fréquence de Rabi à deux photons est de 105 kHz. La température du nuage est de 4 µK, ce qui établit une largeur Doppler de 154 kHz. La largeur à court terme des lasers a été mesurée par interférométrie hétérodyne, décrite dans l'annexe C, et vaut 15(4) kHz et 8,8(16) kHz pour le laser bleu et le laser rouge, respectivement. L'élargissement supplémentaire de la raie est dû soit à l'effet Stark inhomogène, soit à des dérives lentes de la fréquence du laser, qui ne peuvent pas être séparés sur cette mesure.

Pour caractériser les champs électriques après le dépôt de rubidium sans nous soucier des effets d'élargissement Doppler ni de la largeur spectrale laser, nous avons sondé les transitions de l'état 60S vers des états adjacents, pour des atomes préparés par excitation laser dans le niveau 60S dans des pièges magnétiques, par spectroscopie micro-onde, discutée dans le paragraphe qui suit. Nous avançons ici que l'effet Stark inhomogène mesuré par spectroscopie micro-onde est bien inférieur à la largeur mesurée pour cette raie, et par cette mesure nous établissons la largeur spectrale lente du laser, après soustraction de l'élargissement Doppler et Stark, égale à 600 kHz.

III.2.2 Mesure des champs électriques par spectroscopie micro-onde

Pour cette caractérisation, un nombre moyen d'atomes dans le niveau 60S d'environ 0,3 est préparé par une impulsion laser de durée 0,3 µs dans des nuages froids piégés

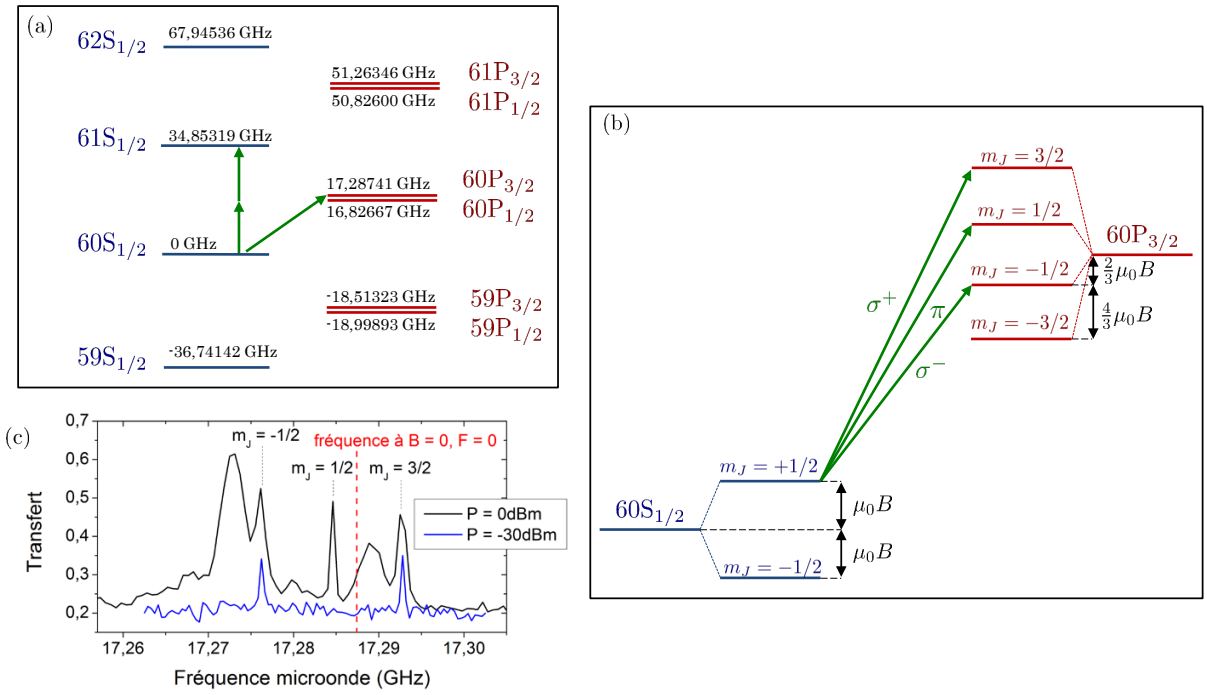


FIGURE III.13 – (a) : structure fine des niveaux S et P autour du niveau 60S. Les énergies des niveaux sont calculées à partir des défauts quantiques. Les transitions adressées dont indiquées avec flèches vertes. La transition $\left|60S_{1/2}\right\rangle \rightarrow \left|61S_{1/2}\right\rangle$ est une transition à deux photons micro-onde. (b) : schéma des sous-niveaux Zeeman de la transition $\left|60S_{1/2}\right\rangle \rightarrow \left|60P_{3/2}\right\rangle$. les transitions adressées sont indiquées, avec la polarisation du photon micro-onde absorbé pour chacune d'elles. (c) Exemple de spectre de la transition $\left|60S_{1/2}, m_J = 1/2\right\rangle \rightarrow \left|60P_{3/2}\right\rangle, m_J$ pour différentes puissances micro-onde. La direction de propagation de la micro-onde est presque exactement la direction x, l'axe de quantification, et la projection de la radiation micro-onde sur la polarisation π est très petite. A haute puissance, nous voyons la transition π, et les transitions $\sigma^{\pm}$ sont très élargies et déformées par puissance. A basse puissance, le pic qui correspond à la transition π n'est pas présent.

magnétiquement. La courte durée de l'impulsion élargit volontairement la transition laser, pour éviter des effets de sélection spatiale due aux inhomogénéités de champ électrique, ce qui pourrait fausser la mesure par spectre micro-onde. Le petit nombre d'atomes de Rydberg garantit qu'il n'y aura pas d'élargissement par interaction. Les atomes ont ainsi une probabilité d'excitation qui est seulement fonction de l'intensité des lasers d'excitation à leur position. Après préparation, une impulsion micro-onde de durée suffisante pour résoudre la largeur de la transition, et de puissance assez faible pour ne pas l'élargir, a lieu. La radiation micro-onde est émise par un cornet placé à l'extérieur du cryostat, à côté d'un des hublots, et se propage sur la direction $+x$ avant d'atteindre le nuage atomique.

La fig. III.13 (a) montre le détail des transitions utilisées pour cette caractérisation. L'effet Stark de la transition 60S $\rightarrow$ 61S est de seulement $A_{61\mathrm{S}_{1/2}} - A_{60\mathrm{S}_{1/2}} = -10,95$ MHz.$(\mathrm{V/cm})^{-2}$. L'effet Stark des transitions vers les niveaux 60P est par contre, $\sim$50 fois plus grand, et pour les mesures de champ électrique nous avons plutôt utilisé ces dernières. La figure III.13 (b) montre le détail des sous-niveaux Zeeman sondés par la radiation micro-onde, à partir du niveau $\left|60\mathrm{S}_{1/2}, m_J = 1/2\right\rangle$. La direction de propagation de la radiation est presque exactement la direction de quantification x, et sa polarisation est linéaire. Au niveau des atomes, cela fait une combinaison des polarisations σ^+ et σ^-, avec une très petite composante π en raison d'un alignement pas parfait de l'axe de propagation selon x. La figure III.13 (c) montre des spectres à différentes puissances micro-onde. Le taux de transfert non-nul loin de la résonance s'explique par une superposition partielle entre les signaux d'ionisation résolus en temps d'arrivée au détecteur, pour les deux niveaux considérés dans la transition. A grande puissance, nous voyons la transition π, et les transitions σ^+ et σ^- sont très élargies par puissance. A basse puissance, les transitions σ^+ et σ^- sont fines, et la transition π n'est pas visible. Le Hamiltonien général qui décrit la position des résonances comme fonction du champ magnétique et électrique s'écrit

$$H = H_0 + g_J m_J \mu_B |\mathbf{B}| + q\,\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{F} \tag{III.18}$$

Après le dépôt de rubidium sur la surface de la puce, les champs électriques sont petits et les atomes ont leur direction de quantification déterminée par le champ magnétique, et pas par le champ électrique, comme a été supposé pour le calcul de l'effet Stark des différents sous-niveaux Zeeman montré sur les équations (III.15) et (III.16). Un champ électrique parallèle ou perpendiculaire au champ magnétique va coupler différemment les sous-niveaux Zeeman, et induire différentes corrections à leur énergie. L'effet Stark s'écrit maintenant

$$\Delta\nu_S = A_{//}\,\mathbf{F}_{//}^2 + A_{\perp}\,\mathbf{F}_{\perp}^2 \tag{III.19}$$

Nous donnons dans le tableau III.1 les coefficients Stark pour un champ électrique parallèle et perpendiculaire à la direction de quantification, dans le cas où ce champ crée un déplacement en énergie bien inférieur au déplacement Zeeman.

La mesure de champ électrique se fait en deux étapes : d'abord, le champ perpendiculaire à la puce est mesuré, en faisant une série de spectres comme fonction de la tension appliquée sur les électrodes de compensation. Le spectre à plus petit déplacement Stark est celui pour lequel le champ électrique perpendiculaire à la puce, créé par les électrodes de compensation, égale en module le champ perpendiculaire résiduel de l'environnement. La raie ainsi compensée présente un champ électrique résiduel purement parallèle à la surface de la puce. La position des deux raies micro-onde $\left|60\mathrm{S}_{1/2}, m_J = 1/2\right\rangle \rightarrow \left|60\mathrm{P}_{3/2}, m'_J\right\rangle$, $m'_J = -1/2$ et $m'_J = +3/2$, nous permettent ensuite de calculer le champ magnétique et le champ électrique résiduel parallèle à la puce. Ces deux spectres, faits à une distance de 445 µm de la puce, sont montrées sur le graphique de la figure III.14a. Ce champ électrique résiduel est sur une direction quelconque sur le plan xz, et nous ne connaissons pas sa

	$A_{//}$ (MHz.(V/cm)$^{-2}$)	$A_{\perp}$ MHz.(V/cm)$^{-2}$
$60P_{3/2}$, $m_F = -1/2$	-676	-597
$60P_{3/2}$, $m_F = 3/2$	-569	-647

TABLE III.1 – Coefficients Stark quadratiques, dans le cas où l'effet Zeeman est dominant et détermine la direction de quantification. Un champ électrique parallèle $\mathbf{F}_{//}$et un champ perpendiculaire $\mathbf{F}_{\perp}$ couplent des sous-niveaux Zeeman différents, et créent des effets Stark différents.

direction exacte par rapport à l'axe de quantification. En supposant le champ selon x ou selon z, ce qui nous amène à utiliser des coefficients Stark différents du tableau III.1, nous trouvons des champs magnétique et électrique différents de 2 %. Nous considérons cette mesure assez précise. Par ailleurs, le champ magnétique calculé en supposant $\mathbf{F}$ sur la direction x s'accorde à 2 % près avec une mesure indépendante de champ magnétique, faite par refroidissement évaporatif RF, qui identifie l'énergie de fond du piège déterminée par le champ magnétique au fond du piège B_x. Les graphiques des figures III.14c, III.14b et III.14d montre une série de mesures des champs électriques comme fonction de la distance à la puce, sur une droite perpendiculaire à sa surface à partir du centre du fil Z. Ces mesures montrent que le champ électrique, et ses gradients, sont bien contrôlés. Cette carte de champ est restée vraie sur des mois, ce qui montre que les dérives de champ électrique sont aussi complètement disparues.

En explorant aussi sur la direction z les gradients de champ électrique, nous avons trouvé qu'à $z = -350\,\mu$m par rapport au centre du fil Z ces gradients étaient deux fois plus petits que par rapport aux gradients estimés dans la région devant le fil (0,5 V/cm^2 contre 1 V/cm^2). En se plaçant à cet endroit, nous avons fait un spectre de la transition à deux photons $\left|60S_{1/2}, m_J = 1/2\right\rangle \rightarrow \left|61S_{1/2}, m'_J = 1/2\right\rangle$. La durée de l'impulsion micro-onde est de 300 µs. Sa largeur, de 6,6 kHz, est limitée par l'exploration des gradients de champ électrique par l'extension spatiale du nuage, et par le bruit électrique sur les électrodes.

III.2.3 Spectroscopie Ramsey

La petite largeur de la raie 60S $\rightarrow$ 61S nous a encouragés à sonder le temps de cohérence de la superposition d'états $|60S\rangle$ et $|61S\rangle$ par spectroscopie Ramsey. Elle a l'avantage d'être insensible au bruit rapide sur les électrodes, si le délai de la mesure est bien plus grand que le temps caractéristique du bruit. La fig. III.16 montre un schéma de la mesure, et le graphique avec les résultats. Une impulsion micro-onde $\pi/2$, avec un décalage en fréquence de 70 kHz par rapport à la résonance, met les atomes dans un état de superposition entre les deux niveaux. La phase de cet état évolue sur la sphère de Bloch avec une fréquence égale à la différence entre la fréquence de la transition entre les deux états, et la fréquence

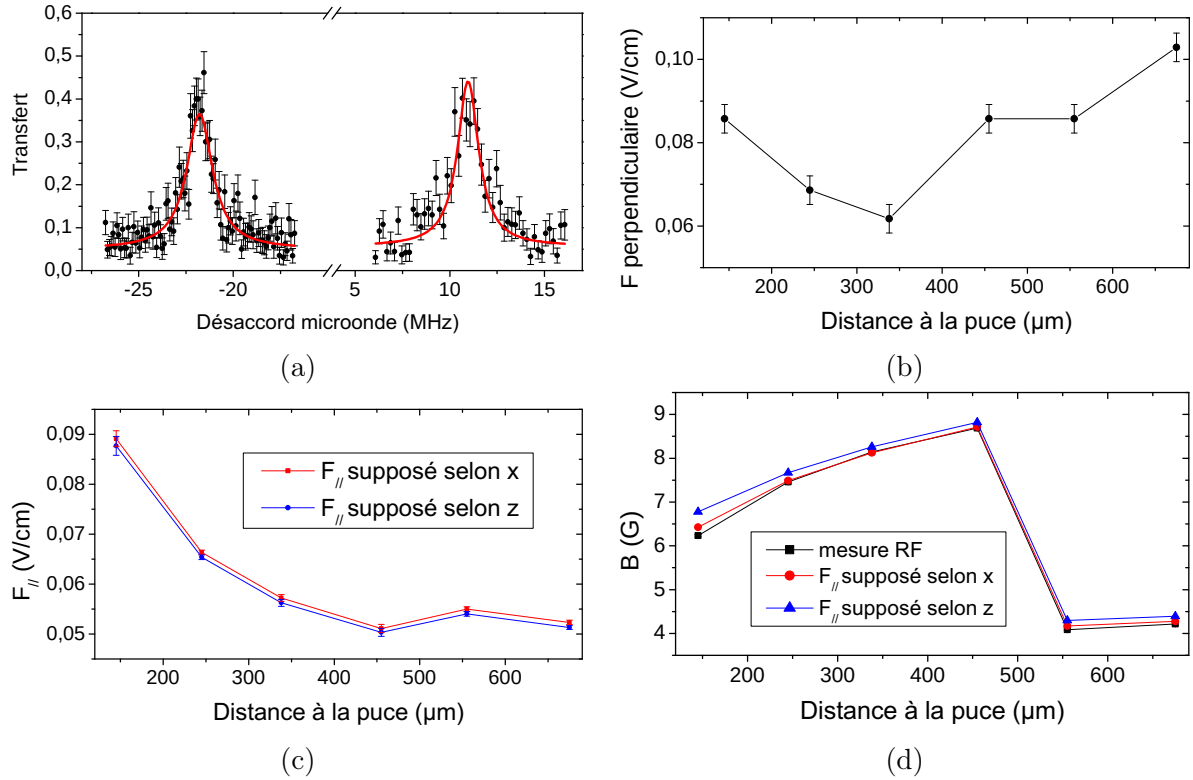


FIGURE III.14 – (a) : spectre des transitions $\left|60S_{1/2}, m_J = 1/2\right\rangle \rightarrow \left|60P_{3/2}, m'_J\right\rangle$, $m'_J = -1/2$ (à gauche) et $m'_J = +3/2$ (à droite), dans un piège à 455 µm. Le zéro de désaccord correspond à la fréquence de la transition en absence de champ magnétique et électrique. Les courbes en rouge sont des ajustements Lorentziens, et les largeurs sont de 1,4 MHzm limitées par l'exploration des gradients de champ électrique par l'extension spatiale du nuage, et par le bruit électrique sur les électrodes. (b) : champ électrique résiduel perpendiculaire à la puce, mesuré par création d'un champ de compensation de même module avec les électrodes I1 et I2, , comme fonction de la distance à la puce. Les barres d'erreur viennent de la discrétisation de la tension envoyée aux électrodes I1 et I2, à cause du générateur de fonctions placé au début du circuit de contrôle (schématisé dans la figure III.3). (c) : champ électrique parallèle à la puce, mesuré à partir des transitions $\left|60S_{1/2}, m_J = 1/2\right\rangle \rightarrow \left|60P_{3/2}, m'_J\right\rangle$, $m'_J \in \{-1/2, +3/2\}$, comme fonction de la distance à la puce. Les valeurs sont différentes de 2 % si nous considérons que le champ électrique est parallèle à l'axe de quantification x, ou perpendiculaire à lui (selon z), car les coefficients Stark sont différents. Les barres d'erreur proviennent de l'incertitude sur l'indétermination du centre des raies par ajustement Lorentzien. (d) : champ magnétique mesuré à partir des transitions $\left|60S_{1/2}, m_J = 1/2\right\rangle \rightarrow \left|60P_{3/2}, m'_J\right\rangle$, $m'_J \in \{-1/2, +3/2\}$, comme fonction de la distance à la puce. Le champ magnétique mesuré indépendamment par évaporation RF est aussi montré.

de la micro-onde. Une deuxième impulsion $\pi/2$ est appliqué après un temps T variable,

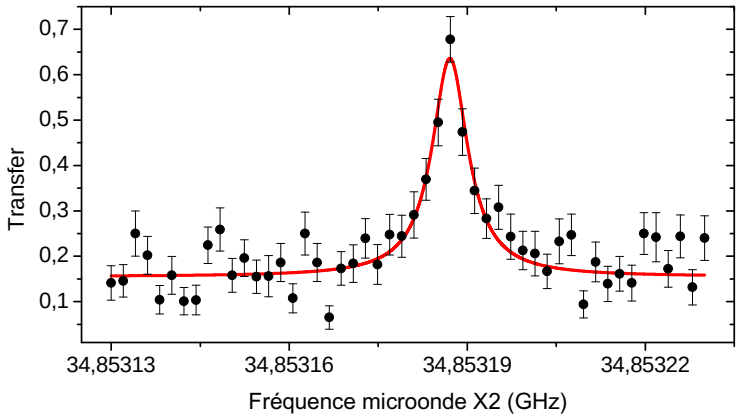


FIGURE III.15 – spectre de la transition à deux photons $\left|60\mathrm{S}_{1/2}, m_J = 1/2\right\rangle \rightarrow \left|61\mathrm{S}_{1/2}, m'_J = 1/2\right\rangle$. La courbe en rouge est un ajustement Lorentzien. La forme exacte de la courbe est fonction de la distribution de champs électriques et de la densité atomique dans l'espace, et du bruit de tension sur les électrodes.

et l'état final du système est lu. La décroissance du contraste de l'oscillation du taux de transfert $\left|60\mathrm{S}_{1/2}, m_J = 1/2\right\rangle \rightarrow \left|61\mathrm{S}_{1/2}, m_J = 1/2\right\rangle$ comme fonction du temps mesure le brouillage de la phase de la superposition sur l'équateur de la sphère de Bloch. Nous avons trouvé un temps de cohérence à $1/e$ de 163 µs.

III.2.4 Échos de spin

Le temps de cohérence mesuré par spectroscopie Ramsey est sensible aux inhomogénéités de champ électrique dans la région de piégeage atomique, car le désaccord pour chaque atome est fonction du champ électrique à la position où il est placé. Cet effet, moyenné sur les différentes positions atomiques des différents réalisations de l'interférométrie Ramsey, brouille la cohérence mesurée. La technique des échos de spin [116] [117] permet de s'affranchir de cette décohérence. Elle consiste à faire une impulsion π entre les impulsions $\pi/2$, ce qui change le signe de la phase accumulée pendant le premier intervalle de temps de $T/2$ entre le première impulsion $\pi/2$ et l'impulsion π. La phase relative entre différents atomes due à l'inhomogénéité des champs est ainsi inversée, et l'évolution libre pendant le deuxième intervalle de temps compense la phase accumulée pendant le premier, « refocalisant » l'état des différents atomes. Le contraste de la superposition entre les deux niveaux est mesuré en balayant l'instant de la deuxième impulsion $\pi/2$, comme dans l'interféromètre de Ramsey. La fig. III.17a montre un schéma des échos de spin, et la fig. III.17b montre le contraste des oscillations de population comme fonction de T. Le temps de cohérence à $1/e$ ainsi mesuré est de 631 µs, à partir d'un ajustement Gaussien. Nous attribuons ce temps de décohérence au mouvement atomique en raison de la température du nuage, qui fait que les atomes explorent différents gradients de champ électrique à des moments différents, et à un bruit lent sur la tension des électrodes I1 et I2. Nous remarquons qu'il est trois

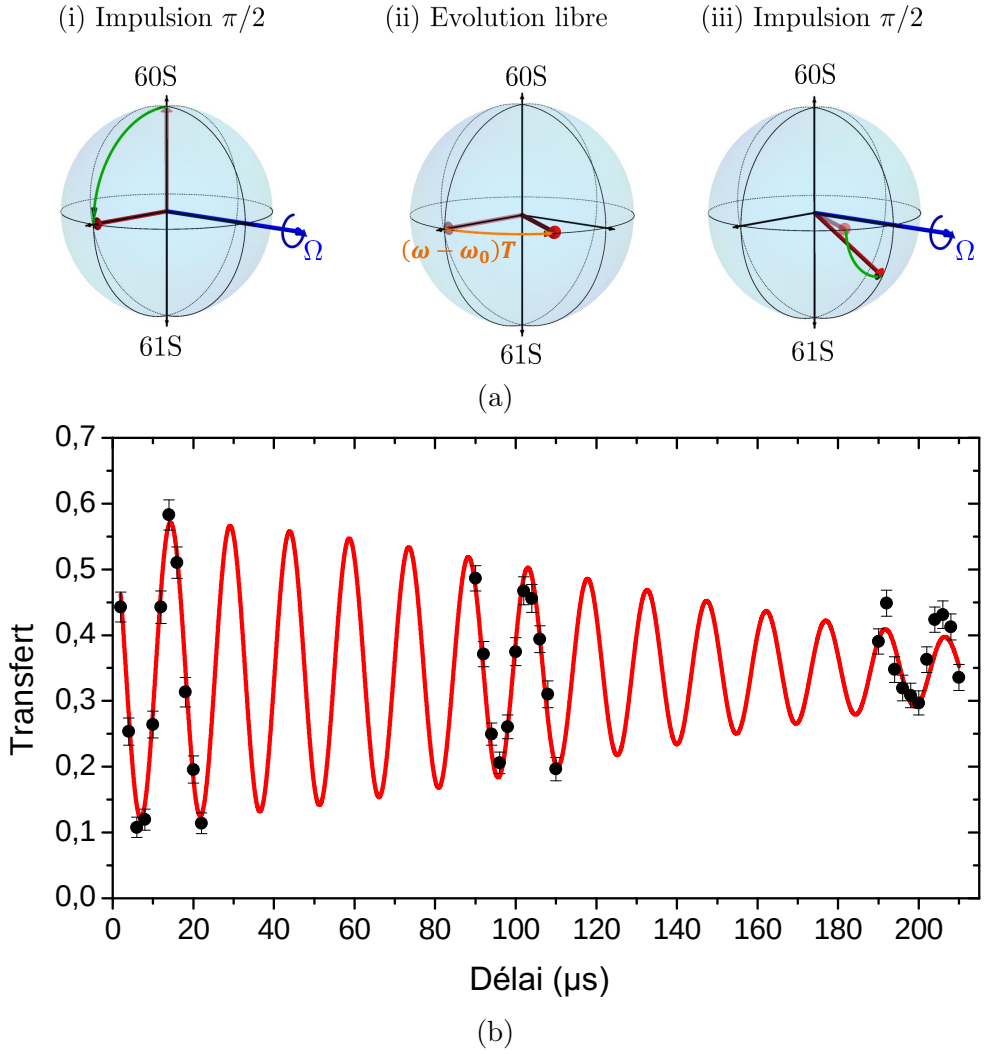


FIGURE III.16 – (a) : schéma de l'interférométrie Ramsey. (b) : résultat de la mesure projective de l'état de l'atome comme fonction du temps T d'évolution libre. Le temps de décohérence des oscillations est de 163 µs, mesuré à partir d'un ajustement d'une sinusoïdale avec une enveloppe Gaussienne.

fois plus grand que le temps de vie des atomes de Rydberg. De ce fait, la majorité des atomes préparés est perdue avant la mesure, si le délai est trop important. Cela explique les grandes barres d'erreur pour les points du graphique à grand T.

III.3 Mesure du temps de vie des atomes de Rydberg

Nous avons calculé, dans le chapitre I, le temps de vie des atomes de Rydberg à plusieurs températures. Nous avions trouvé pour le 60S un temps de vie de 239,8 µs à 4 K et 99,4 µs à 300K. Le graphique de la figure III.18 mous montre une mesure faite de la quantité

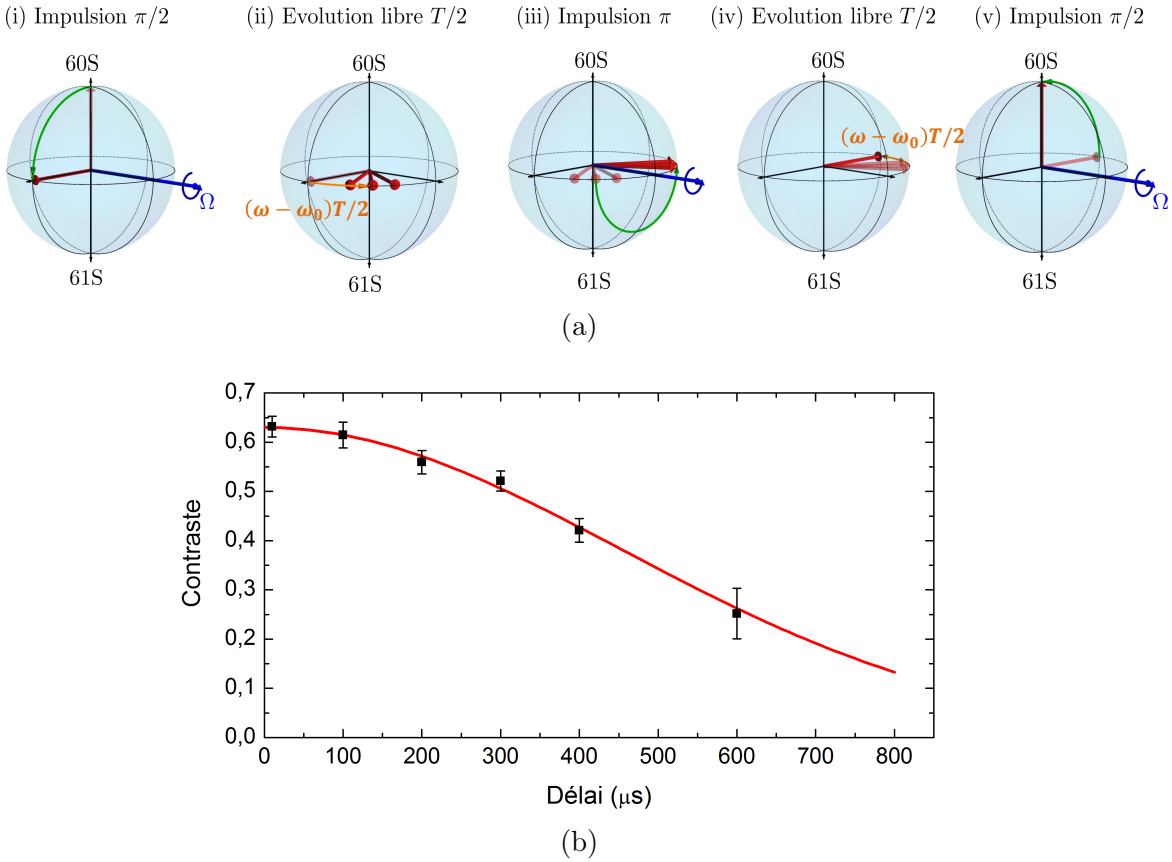


FIGURE III.17 – (a) : schéma de la mesure des cohérences de la superposition d'états 60S et 61S. L'impulsion π entre les deux impulsions $\pi/2$ inverse la phase accumulée pendant la première moitié d'évolution libre, et la phase relative accumulée par des atomes en raison de l'inhomogénéité des champs électriques est annulée pendant la deuxième moitié. (b) : contraste des franges de Ramsey comme fonction du temps total T entre les deux impulsions $\pi/2$. Le temps de décohérence mesuré à $1/e$ est de 631 µs. La courbe ajustée est Gaussienne.

d'atomes 60S qui restent dans le nuage, après un délai variable entre la préparation et la détection de ces atomes. A partir d'un ajustement exponentiel, nous trouvons un temps de vie de 210 ± 4µs. La radiation thermique à 77 K et à 300 K peut rentrer par les hublots, et les surfaces conductrices voisines de la puce changent la densité de modes de la radiation électromagnétique. La réduction du temps de vie par rapport au temps de vie à 4 K était attendue, mais le calcul exact de l'effet de la radiation de l'extérieur doit prendre en compte la géométrie de l'expérience. Au lieu de faire ce calcul, nous calculons simplement une température effective à partir du temps de vie mesuré de 36 K, qui correspond à la température de la radiation de corps noir thermalisée de l'environnement qui causerait le temps de vie mesuré.

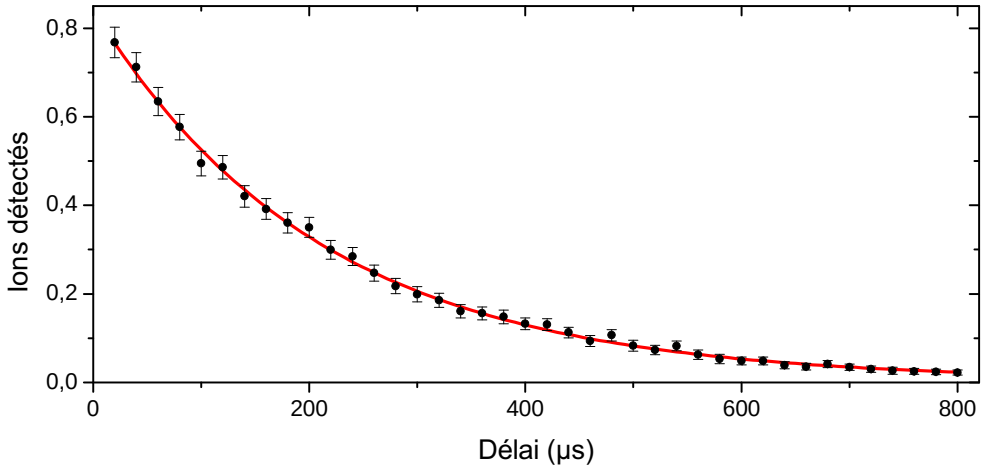


FIGURE III.18 – Quantité d'ions détectés après excitation d'atomes dans le niveau 60S, pour différents délais entre l'impulsion laser et la rampe d'ionisation. L'ajustement exponentiel donne un temps de vie de 210 ± 4µs. Le temps de vie calculé à 4 K vaut 239,8 µs. Le temps de vie mesuré correspondrait à une température effective de la radiation de corps noir de l'environnement de 36 K.

III.4 Excitations de Rydberg dans le BEC

Nous finissons ce chapitre sur des résultats préliminaires sur l'excitation d'atomes de Rydberg dans un condensat de Bose-Einstein. Dans le premier chapitre, nous avons simulé l'excitation d'atomes de Rydberg dans un petit nuage froid, et nous avons établi des conditions nécessaires au blocage dipolaire de l'excitation des états à plus d'un atome de Rydberg. Les simulations présentées montrent qu'il serait possible, dans un BEC pur à 300 atomes piégés dans un piège magnétique produit par notre puce à atomes, d'exciter de façon cohérente et déterministe un seul atome vers le niveau 60S. Dans ce paragraphe nous montrons que la préparation d'un BEC pur à 300 atomes dans notre expérience n'est pas encore bien maîtrisée, et que cela nous a empêché pour l'instant de réaliser les expériences présentées dans la partie théorique.

III.4.1 L'interaction de champ moyen 5S-60S

La figure III.19 montre un spectre de la transition 5S $\rightarrow$ 60S enregistré dans un condensat de 8500(1000) atomes, dans un piège de fréquences de piégeage $((31,2 \pm 1,2);\ (63,5 \pm 1,2);\ (86,3 \pm 1,2))$ Hz. Les rayons calculés à $1/e$ font $(4,40;\ 2,40;\ 1,85)$ µm. Le spectre laser de la figure III.19 montre une structure en double profil que nous associons aux deux phases du nuage. L'élargissement de ce profil est attribué à l'interaction des atomes de Rydberg avec les atomes dans le niveau fondamental. L'article [118] calcule l'interaction entre la fonction d'onde de l'électron et les atomes neutres dans l'état fondamental par une approximation de champ moyen, dans des régimes où plusieurs atomes neutres sont dans le volume de la fonction d'onde électronique du niveau de Rydberg. L'énergie d'interaction

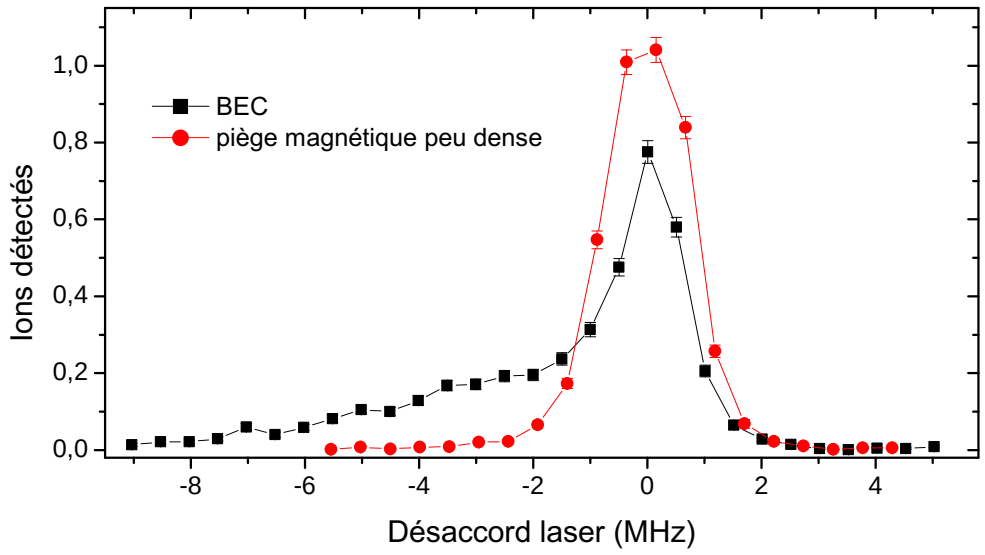


FIGURE III.19 – Carrés noirs : Spectre laser de la transition 5S → 60S dans un BEC. Le profil présente une double structure. Le pic fin est associé à la partie thermique du condensat, et la queue vers le rouge est associée aux atomes de Rydberg créés dans la partie condensée du nuage. Les transitions 5S → 60S de la partie condensée ont un désaccord vers le rouge qui est fonction de l'interaction entre l'atome dans l'état 60S et les atomes autour dans le niveau fondamental. En cercles rouges, un spectre fait dans un piège magnétique peu dense au même endroit est montré, pour comparaison.

dans cette approximation ne dépend que de la densité d'atomes dans le niveau fondamental et de la section efficace de collision entre l'électron et les atomes neutres, selon

$$E_{5S-\mathrm{Ryd}} = \frac{2\pi\hbar^2 a_{e^-,^{87}\mathrm{Rb}}}{m_e} n(\mathbf{r}) \tag{III.20}$$

$a_{e^-,^{87}\mathrm{Rb}}$ représente la section efficace de collision. Dans la référence [119] nous trouvons la valeur calculée à basse énergie de $-16,1\,a_0$. La valeur négative de cette constante fait que l'énergie d'interaction est négative. L'élargissement de la raie apparaît alors vers le rouge. Le pic fin de la raie est interprété comme étant originaire des excitations de Rydberg dans la partie thermique du nuage, et la partie large est créé par les excitations de Rydberg au centre dense du condensat. La constante de proportionnalité entre l'énergie d'interaction et la densité d'atomes dans le fondamental vaut $E_{5S-\mathrm{Ryd}}/n(\mathbf{r}) = h\times 9{,}86\times10^{-14}\,\mathrm{MHz\,cm^3}$. La densité atomique au centre du condensat, calculée en supposant un condensat pur, vaut $4{,}3\times10^{13}\,\mathrm{cm^{-3}}$. L'énergie d'interaction entre l'atome de Rydberg et les atomes dans le niveau fondamental vaut, au centre du condensat pur, $E/h = 9{,}86\times10^{-14}\,\mathrm{MHz\,cm^3}\times 4{,}3\times10^{13}\,\mathrm{cm^{-3}} = 4{,}3\,\mathrm{MHz}$.

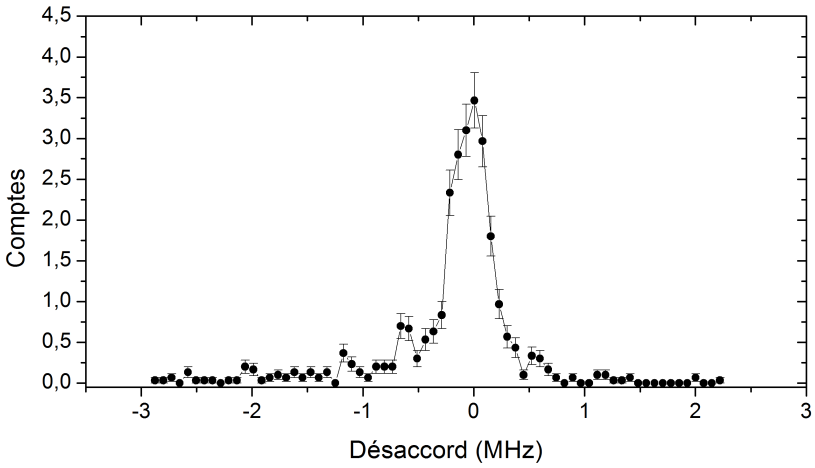
L'image par absorption de ce nuage, après temps de vol, est montrée dans la figure II.14. La structure en double profil n'est pas apparente. Nous estimons néanmoins que la

présence de 30 % d'atomes dans le nuage thermique serait à peine visible par notre système d'imagerie, soit parce qu'à petits temps de vol la résolution optique fait que le nuage entier apparaît comme une seule tâche, soit parce qu'à grands temps de vol la partie thermique après expansion a une densité optique trop petite. Comme le piège thermique n'est pas visible après temps de vol, et la température du nuage ne peut pas non plus être inférée.

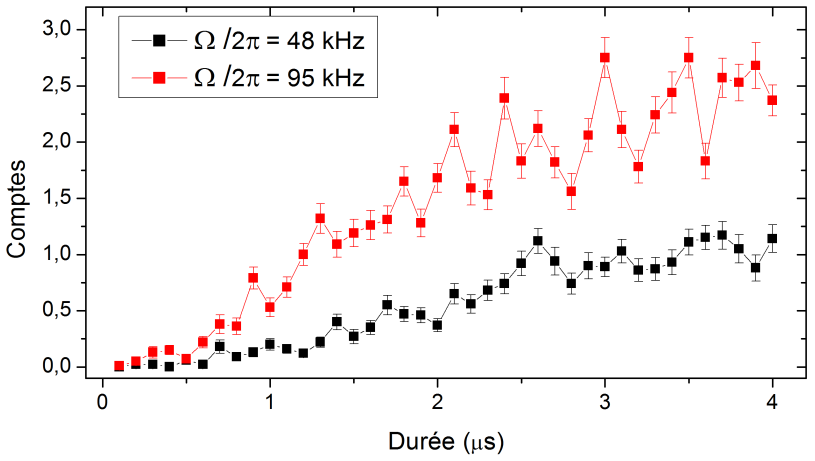
III.4.2 Préparation d'un BEC à petit nombre d'atomes

Nous pouvons dire deux mots sur les limites actuelles à créer un condensat petit et pur dans notre expérience. Traitons d'abord de la pureté des grands condensats. La pureté des condensats repose sur la précision du couteau RF par rapport aux échelles d'énergie du problème. Une première échelle est donnée par l'énergie moyenne des atomes dans un condensat pur, exprimée par le potentiel chimique de l'équation de Gross-Pitaevskii I.25. Le piège comprimé, où nous faisons le refroidissement évaporatif, a des fréquences de piégeage $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi\times$ (24,3400,3400)Hz. Dans ce piège, le condensat plus grand que nous pouvons faire, de 18 000 atomes, est dans le régime de Thomas-Fermi, et le potentiel chimique est donné par l'équation (I.34). Dans les conditions de ce gros BEC cette énergie vaut $h\times$8,4 kHz. Cela est cohérent avec la différence de fréquences expérimentale de 10(5) kHz, entre la fréquence la plus basse à laquelle nous pouvons descendre le couteau RF avant d'évaporer la partie condensée du nuage, et celle du fond du piège. Une autre échelle est aussi donnée par la température critique de condensation. Selon la formule (I.45), elle vaut $T_c = 600$ nK, ce qui correspond à une fréquence de $k_B T_c/h = 12{,}5$ kHz. D'un autre côté, la stabilité du couteau repose sur la stabilité des courants qui créent les champs magnétiques de piégeage. Notre sonde de courant actuelle, de modèle LeCroy AP015A, mesure le courant par induction. Elle a un bruit de mesure de 1 mA grâce à une bobine de mesure de 10 tours par laquelle nous faisons passer le courant en série, qui multiplie l'induction créée sur la sonde et augmente sa précision. Or, 1 mA sur la bobine B_{0x} correspond à 18 mG, ce qui correspond à une fréquence de 25,2 kHz. Des faibles bruits de l'ordre du dixième de mA, pas accessibles à la mesure, peuvent limiter la précision de notre évaporation.

Le contrôle de la position du condensat, avec des déplacements du centre du piège sans exciter des modes d'oscillation, a présenté un défi en soi, et est décrite dans l'annexe D. La fabrication de petits condensats présente encore d'autres défis. Nous avons envisagé deux techniques : la première consiste à évaporer le nuage dans le piège comprimé jusqu'à des petits nombres d'atomes. Cela induit une fluctuation assez importante de ce nombre, car les échelles d'énergie mentionnées, l'énergie moyenne par atome (I.34) et la température critique (I.45), varient en $N^{2/5}$ et $N^{1/3}$, respectivement. La deuxième technique consiste à d'abord décomprimer le piège adiabatiquement vers celui où l'excitation de Rydberg se passera, puis diminuer la quantité d'atomes du piège avec une rampe rapide de la RF autour de la fréquence de fond du piège. La vitesse de cette rampe détermine combien d'atomes font un passage adiabatique vers les sous-niveaux magnétiques $m_F \leq 1$. Ceux



(a)



(b)

FIGURE III.20 – (a) : spectre laser dans un BEC de 900(200) atomes. (b) : nombre d'atomes de Rydberg détectés comme fonction de la durée de l'impulsion laser, pour différentes fréquences de Rabi à un atome.

qui restent dans le sous-niveau $m_F = 1$ après la rampe sont éliminés dans la suite par évaporation micro-onde. Cette deuxième technique présente un inconvénient, qui est l'excès d'énergie d'interaction après évaporation. Si l'énergie moyenne des atomes reste la même après évaporation, cet excès d'énergie sera converti en énergie cinétique et potentielle, ce qui diminuera la fraction condensée du nuage.

Nous avons tout de même essayé cette deuxième technique pour réduire la quantité d'atomes. Des nuages à 900(200) atomes, à la limite de notre imagerie par absorption, ont été préparés. La figure III.20a montre un spectre laser de la transition 5S $\rightarrow$ 60S

fait dans ce BEC, fait avec une impulsion laser de durée 5 µs et la fréquence de Rabi à deux photons pour un atome, calculée à partir des puissances laser, de $\Omega/(2\pi) = 76\,\mathrm{kHz}$. L'élargissement par interaction avec les atomes du niveau fondamental est de 1,6 MHz si le condensat est pur. Le double profil est à peine deviné, ce qui montre que la densité au centre du piège est sûrement plus basse que la densité du BEC pur, et que certains de ces atomes font partie d'un nuage thermique dont le double profil n'est pas visible sur les images de temps de vol.

Nous avons aussi compté la quantité d'atomes de Rydberg créés comme fonction de la durée de l'impulsion laser, pour différentes fréquences de Rabi à deux photons. Deux de ces courbes sont montrées dans la figure III.20b. Les courbes montrent une saturation après quelques µs. La statistique du nombre d'atomes 60S créé y reste pourtant Poissonnienne.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit le dispositif expérimental d'excitation et détection par ionisation des atomes de Rydberg, ainsi que le sondage des transitions entre états de Rydberg par spectroscopie micro-onde. L'élargissement des signaux d'ionisation en raison de l'interaction dipolaire entre les atomes de Rydberg spatialement proches a été observé. Afin de s'affranchir de cet élargissement, et pouvoir résoudre les signaux d'ionisation des différents niveaux, nous avons établi un temps d'attente entre l'excitation laser des atomes de Rydberg et leur détection de l'ordre de 100 µs. Pendant ce temps, la perte d'atomes en raison de leur temps de vie, et leur mouvement relatif à cause des interactions répulsives, augmentent leur distance moyenne au sein du nuage, et rendent les signaux d'ionisation assez fins pour que la détection sélective des différents états soit possible.

Ensuite, nous avons discuté le dépôt de rubidium fait sur la surface de la puce, qui a résolu le problème des inhomogénéités et dérives temporelles des champs électriques à proximité de cette surface. Les grands gradients de champ électrique causés avant par des dépôts lents de rubidium pendant les séquences expérimentales de piégeage et refroidissement d'atomes élargissaient fortement par effet Stark les transitions laser et micro-onde. Le dépôt macroscopique de rubidium avec des dispenseurs dans l'environnement cryogénique a saturé cette dérive, et homogénéisé ces gradients. Des temps de cohérence de l'ordre de la milliseconde pour l'état superposition entre l'état 60S et l'état 61S ont été observés après ce dépôt. Ces résultats sont décrits en détails dans la thèse de Carla Hermann.

Ce chapitre s'est fini sur une discussion des limitations expérimentales actuelles que nous avons à obtenir l'excitation déterministe d'un seul atome au sein d'un petit BEC par blocage dipolaire d'excitations. La production de petits BECs, à faible nombre d'atomes et grande pureté, a été identifié comme le facteur limitant.

Chapitre IV

Mouvement et distribution d'énergie des atomes de Rydberg en interaction

Ce chapitre décrit l'étude expérimentale de l'excitation d'atomes de Rydberg en forte interaction dipolaire, dans des nuages à grande densité d'atomes de ^{87}Rb dans le niveau fondamental. L'outil utilisé pour sonder les propriétés des ensembles de Rydberg créés par excitation laser, à résonance et avec des désaccords positifs, est la spectroscopie micro-onde des transitions vers d'autres niveaux de Rydberg.

Dans un premier temps, nous rappelons quelques résultats récents dans le domaine des atomes de Rydberg en forte interaction, qui sont en rapport direct avec les résultats présentés ici. Ensuite nous établissons la séquence expérimentale d'excitation d'atomes dans l'état 60S, et de spectroscopie micro-onde. Le Hamiltonien qui décrit le couplage de ces atomes avec la micro-onde en présence d'interactions est établi, ce qui permettra d'identifier les bonnes transitions à adresser, et le régime dans lequel il faudra se placer, afin d'accéder à la distribution d'énergies d'interaction des atomes préparés par excitation laser. Nous analysons les spectres expérimentaux ainsi enregistrés, et déduisons de cela des informations quantitatives sur la distribution spatiale, et la dynamique de l'excitation laser des atomes de Rydberg. Finalement, la mesure de la densité d'énergie d'interaction de l'ensemble atomique à des délais différents de l'excitation laser mettra en évidence le mouvement des atomes de Rydberg par interaction répulsive.

Un dernier paragraphe discutera des conséquences du mouvement atomique pour l'étude de la saturation de la quantité d'excitations de Rydberg dans un nuage de taille finie, par blocage dipolaire d'excitations. Pour des durées d'impulsion laser de l'ordre de la dizaine de µs, cet effet doit être pris en compte et peut invalider l'approximation de « gaz gelé », souvent implicite dans le traitement des excitations de Rydberg dans des nuages froids.

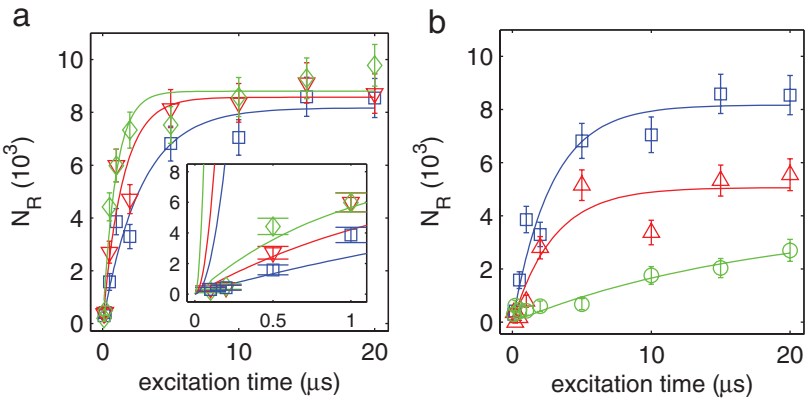


FIGURE IV.1 – Figure extraite de [42]. (a) : quantité d'atomes 43S excités comme fonction de la durée de l'impulsion laser, pour une fréquence de Rabi à deux photons $\Omega/(2\pi) = 33\,\text{kHz}$ et densité d'atomes dans le niveau fondamental $3{,}2 \times 10^{13}$(losanges verts), $6{,}6 \times 10^{12}$(triangles rouges) et $2{,}8 \times 10^{12}\,\text{cm}^{-3}$(carrés bleus). (b) : quantité d'atomes de Rydberg comme fonction de la durée de l'impulsion laser pour une densité d'atomes dans le niveau fondamental $2{,}8 \times 10^{12}\,\text{cm}^{-3}$, et les fréquences de Rabi 6,7(carrés bleus), 15(triangles rouges) et 33 kHz(cercles verts).

IV.1 Panorama de l'étude d'excitation d'atomes de Rydberg en forte interaction dans des nuages froids

Nous rappelons brièvement dans ce paragraphe quelques résultats obtenus par d'autres groupes de recherche dans le domaine des atomes de Rydberg en forte interaction, qui ont un rapport direct avec le travail présenté dans ce chapitre. Cette présentation n'est pas exhaustive, mais vise à établir quelques résultats importants directement liés à nos expériences.

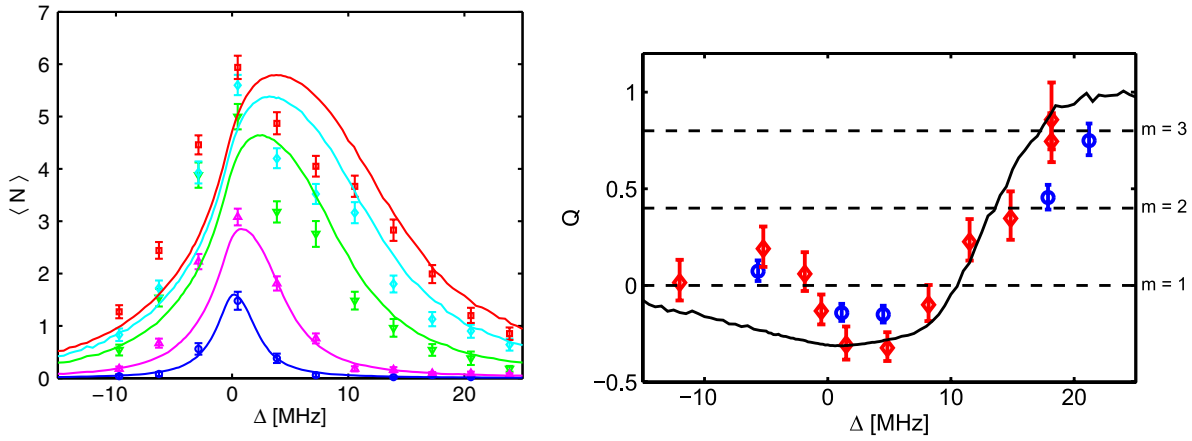
IV.1.1 La saturation de l'excitation Rydberg à résonance dans un nuage dense

A cause de l'interaction dipolaire de longue portée entre atomes de Rydberg, le nombre d'atomes que nous pouvons créer lors d'une excitation laser résonante dans le régime de « gaz gelé »[25] suit un comportement de saturation caractéristique du blocage dipolaire d'excitations. Cet effet a été étudié avant dans le groupe de Gould [40], Pfau [42, 120], d'Arimondo et Pillet [59]. Nous discutons ici en détails quelques résultats montrés dans la référence [42], sur les expériences faites dans le groupe de T. Pfau. Cette référence rapporte la saturation de la quantité d'excitations 43S, qui est observée comme fonction de la durée de l'impulsion laser, en variant la densité d'atomes de ^{87}Rb dans le niveau

fondamental 5S du nuage froid, et la fréquence de Rabi à deux photons de la transition 5S $\rightarrow$ 43S. Pour ces expériences, l'excitation d'atomes dans le niveau 43S est réalisée par l'absorption résonante de deux photons, le premier photon ayant un désaccord de 478 MHz avec le niveau intermédiaire $5P_{3/2}$. $1{,}5 \times 10^7$ atomes sont piégés magnétiquement, dans un nuage de température 3,4 µK. La figure IV.1 a été extraite de cet article, et reproduit quelques courbes de saturation où le changement de régime d'excitation pour des durées d'impulsion laser autour de quelques µs est interprété comme un effet des interactions dipolaires de Van der Waals entre ces atomes. Pour des courtes durées de l'impulsion laser, le nombre d'atomes de Rydberg créés varie linéairement, ce qui est une signature de l'excitation d'une transition spectralement large (la largeur laser y était supérieure au MHz). La saturation de la quantité d'atomes 43S créée est bien inférieure à celle attendue pour un ensemble sans interaction interatomique, et indique un fort effet de blocage dipolaire du nombre d'excitations. Un modèle de champ moyen pour la densité d'atomes de Rydberg dans le nuage [121], [120] appliqué à ces résultats expérimentaux détermine des exposants critiques pour la variation de la fraction d'atomes de Rydberg du nuage comme fonction de la densité d'atomes dans le niveau fondamental, et de la fréquence de Rabi de la transition.

IV.1.2 L'excitation de Rydberg dans un nuage dense à différents désaccords laser

Les excitations laser d'atomes de Rydberg ont aussi été plus récemment étudiées comme fonction du désaccord de la lumière laser, dans le groupe de M. Weidemüller [72]. L'excitation d'atomes de Rydberg en forte interaction est favorisée dans les nuages denses, car la densité relative de paires d'atomes proches est plus importante. Une série de spectres qui montre la variation du profil d'excitation de la transition 5S $\rightarrow$ 50S avec la densité d'atomes de ^{87}Rb du nuage dans l'état fondamental est montré dans la figure IV.2a, issue de la référence [72]. Le piège optique utilisé a une forme de cigare à symétrie radiale, de rayons à $e^{-1/2}$ $240 \times 1,65$ μm. Il est alors quasi-1D par rapport au rayon de blocage calculé de 5,3 µm pour leur fréquence de Rabi à deux photons de 0,4 MHz. Le désaccord avec le niveau intermédiaire est de seulement 65 MHz, ce qui cause un élargissement de la transition 5S $\rightarrow$ 60S de 1 MHz. L'impulsion laser dure 5 µs. A mesure que la densité d'atomes dans le niveau fondamental est variée, les spectres deviennent plus larges et asymétriques. Les grandes densités atomiques agissent doublement sur l'élargissement spectral. Tout d'abord, la quantité d'atomes dans un seul volume de blocage dipolaire, N_b, augmente avec la densité atomique, ce qui a pour effet d'augmenter la pulsation de Rabi collective $\sqrt{N_b}\Omega$ et élargir symétriquement par puissance la raie atomique. Ensuite, avec l'augmentation de la densité la distance entre proches voisins diminue. Avec ce rapprochement, il y a une augmentation du nombre d'états collectifs d'atomes de Rydberg dont la condition d'excitation résonante est déplacée vers le bleu par leur interaction dipolaire répulsive, qui sont accessibles par l'excitation laser. Or, l'excitation de ces états est favorisée par



(a) (b)

FIGURE IV.2 – Figures extraites de [72]. (a) : spectres laser de la transition 5S $\rightarrow$ 50S dans des pièges quasi-1D à des densités d'atomes au centre du nuage $5 \times 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (cercles bleus), $2 \times 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (triangles magenta), $8 \times 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (triangles verts), $1{,}2 \times 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (losanges cyans), et $1{,}5 \times 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ (carrés rouges). (b) : facteur de Mandel $Q = \langle (N - \langle N \rangle)^2 \rangle \,/\, \langle N \rangle - 1$ pour le comptage d'atomes de Rydberg comme fonction du désaccord laser, enregistré pour la plus haute densité, $1{,}5 \times 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Les valeurs de Q qui correspondent à l'excitation indépendante d'agrégats de m atomes sont montrées par les lignes pointillées pour $m = 1, 2, 3$.

les désaccords laser vers le bleu, ce qui explique l'asymétrie croissante des spectres observés.

La différence entre les processus d'excitation à résonance et désaccordée vers le bleu a été sondée dans ces expériences par la statistique mesurée des atomes de Rydberg créés dans le nuage. La figure IV.2b montre le facteur de Mandel Q, défini comme $Q = \langle (N - \langle N \rangle)^2 \rangle \,/\, \langle N \rangle - 1$, comme fonction du désaccord des lasers par rapport à la transition, pour le spectre à plus haute densité ($1{,}5 \times 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$) de la figure IV.2a. Une statistique Poissonnienne, caractéristique d'événements indépendants, correspond à Q = 0. Proche de la résonance, Q est négatif, ce qui révèle une statistique sub-Poissonnienne d'atomes de Rydberg créés, à cause de la suppression des excitations par blocage dipolaire. Pour des désaccords laser de plus en plus positifs, le paramètre Q devient bien supérieur à zéro. Ce phénomène est interprété comme une preuve de l'excitation d'atomes de Rydberg spatialement proches, dans des agrégats à forte interaction. Les lignes pointillées horizontales identifient les valeurs de Q calculées pour les cas où l'excitation crée exclusivement des agrégats à m atomes, les probabilités de création de chacun de ces agrégats étant indépendantes entre elles. Plus généralement, cette mesure de la statistique du comptage d'atomes de Rydberg démontre la corrélation existante entre les excitations, car le paramètre Q diffère de la valeur $Q = 0$ attendue pour des évènements indépendants.

Les lignes en trait plein superposées aux données expérimentales de la figure IV.2 sont le résultat d'une simulation de l'évolution de l'état interne des atomes du nuage, par

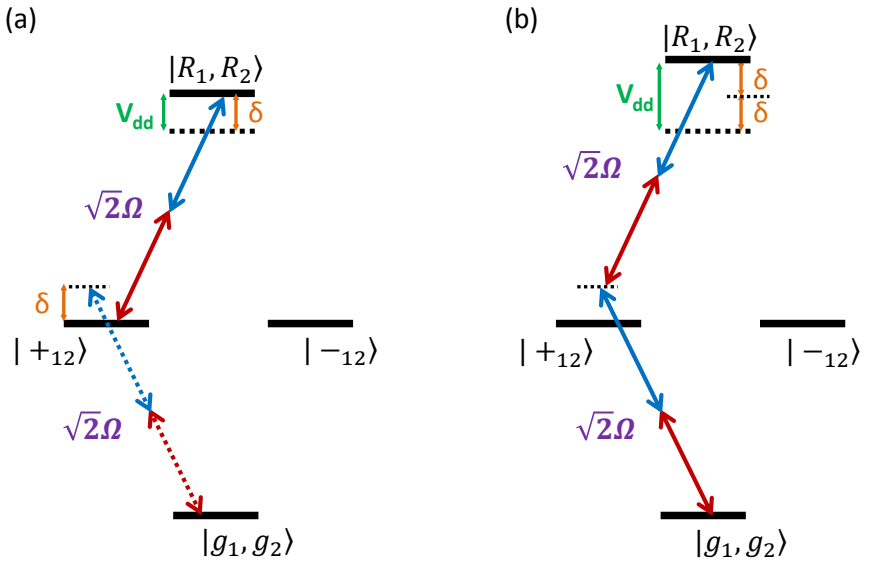


FIGURE IV.3 – Les figures (a) et (b) représentent le diagramme des quatre états possibles pour deux atomes à deux niveaux, le niveau fondamental $|g\rangle$ et le niveau de Rydberg $|R\rangle$. Les états $|\pm_{12}\rangle$ sont définis selon $|\pm_{12}\rangle = (|R_1, g_2\rangle \pm |g_1, R_2\rangle)/\sqrt{2}$. Dans le sous-espace à une excitation de Rydberg, de dimension deux, seul l'état symétrique $|+_{12}\rangle$ est couplé aux états à 0 et 2 excitations par la lumière laser. La pulsation de Rabi de ces couplages vaut $\sqrt{2}\Omega$, où Ω est la pulsation de Rabi à un atome. Chaque excitation implique l'absorption de deux photons. Les deux figures représentent deux processus différents d'excitation de la paire d'atomes, avec un désaccord positif de la somme des fréquences des deux photons par rapport à la résonance. Dans la figure (a), un premier atome de Rydberg est créé à partir d'une excitation non-résonante avec un désaccord δ, puis une excitation résonante mène le système vers l'état à deux atomes de Rydberg, d'énergie d'interaction totale $V_{dd} = \delta$. Dans la figure (b), une transition cohérente à quatre photons (deux pour chaque transition), non-résonante avec le niveau intermédiaire, excite les deux atomes dans des états de Rydberg. La condition de résonance s'écrit maintenant $2\delta = V_{dd}$.

une méthode d'échantillonnage Monte Carlo. La méthode est présentée en détail dans [122]. A chaque itération de la simulation, un atome de l'ensemble est tiré au hasard, et la probabilité qu'il a d'avoir son état changé, de fondamental à excité ou vice-versa, est calculé par des équations de taux. Ces équations de taux prennent en compte l'interaction avec les atomes de Rydberg déjà créés dans les itérations antérieures. L'attribution d'un taux d'excitation et désexcitation pour un atome décrit correctement l'évolution de la population dans l'état excité, si le temps de cohérence de la transition atomique est petit par rapport à la durée de l'impulsion laser. En effet, dans ce cas la dérivée temporelle de la probabilité d'excitation vers un niveau de Rydberg est linéaire en la probabilité elle-même [110].

Cette simulation néglige des effets cohérents à plusieurs atomes, qui peuvent jouer

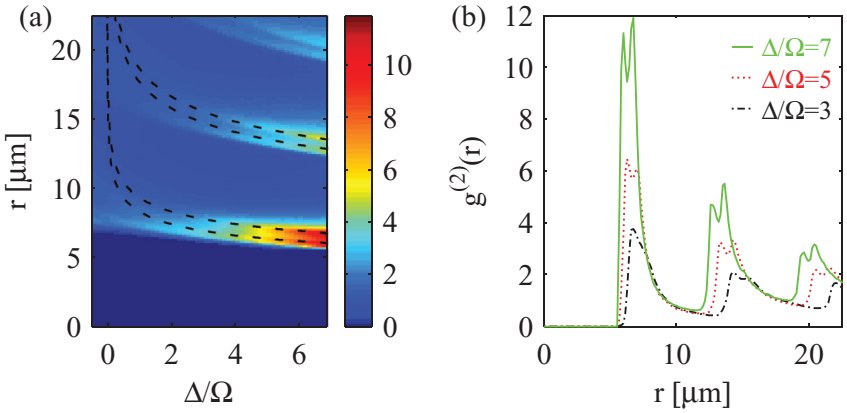


FIGURE IV.4 – Figure extraite de [57]. (a) Fonction de corrélation $g^{(2)}(r)$ de la position des paires d'atomes comme fonction du désaccord de l'excitation laser, calculée par intégration du Hamiltonien d'un système à 30 atomes, 1D, de longueur 30 µm, coefficient de Van der Waals $C_6 = h.1050\,\text{GHz}\,\mu\text{m}^6$, fréquence de Rabi de l'excitation laser $\Omega/(2\pi) = 1{,}6\,\text{MHz}$, durée d'impulsion laser 5 µs. La simulation révèle une fonction de corrélation qui présente une série de double pics. Les deux premiers pics (en partant des petits r) sont décrits par les équations $\delta = V_{dd}$ et $2\delta = V_{dd}$, avec $V_{dd} = C_6/r^6$ et r la distance d'une paire atomique (ces équations sont identifiées par les deux premières courbes en pointillés noirs sur la figure). Ce sont les deux différents processus d'excitation décrits dans la figure IV.3. A partir de la création d'une première graine par un des deux processus, d'autres atomes peuvent être excités de façon résonante. Les prochains pics sont alors identifiés à un troisième atome qui peut être excité à une distance de la paire atomique telle que l'énergie d'interaction totale entre lui et la paire soit égale à δ. Les courbes correspondantes à ces conditions de résonance sont aussi montrées en pointillés noirs. Les autres maxima se construisent de manière analogue. (b) : Coupe du graphique (a) pour certains désaccords particuliers.

un rôle dans l'évolution de l'état interne du nuage. Afin d'illustrer ce genre d'effets, considérons la figure IV.3, qui montre deux processus différents pour l'excitation d'une paire d'atomes en interaction répulsive, avec un laser à désaccord positif. La figure IV.3-(a) montre excitation de la paire comme l'excitation préalable d'un atome par absorption non-résonante de deux photons, puis l'absorption résonante de deux photons à partir de cet atome. La condition de résonance s'écrit $\delta = V_{dd}$. Ce processus est bien pris en compte par la simulation de l'évolution de l'état interne du nuage avec équations de taux plus échantillonnage Monte Carlo, car les deux excitations peuvent avoir lieu à des itérations différentes de l'échantillonnage. La figure IV.3-(b) montre un processus d'excitation par absorption de quatre photons à partir de l'état à zéro excitations, non-résonant avec les états intermédiaires. Ce processus n'est pas pris en compte par les équations de taux, qui considèrent chaque atome individuellement. La condition de résonance s'écrit dans ce cas $2\delta = V_{dd}$. A désaccord fixé, ces deux processus excitent des paires avec une énergie d'interaction différente d'un facteur 2.

La figure IV.4 est extraite de la référence [57], de Gärttner *et al.*, et montre la fonction de corrélation $g^{(2)}(r)$ de la position des paires d'atomes comme fonction du désaccord de l'excitation laser, calculée par simulation. La simulation intègre le Hamiltonien exact du couplage entre le nuage atomique et la lumière laser, ce qui n'est possible que si la quantité d'états accessible est petite. Le système considéré est un piège quasi-1D, de longueur 30 µm, et de nombre d'atomes dans le niveau fondamental $N = 30$. La base des 2^{30} états est tronquée, et les états à trop grand désaccord ne sont pas considérés. La fréquence de Rabi de l'excitation vaut $\Omega/(2\pi) = 1{,}6\,\mathrm{MHz}$, et la constante d´interaction Van der Waals vaut $C_6 = 1050\,\mathrm{GHz\,\mu m^6}$, ce qui correspond approximativement à l'interaction dipolaire pour le niveau $n = 72$ du ^{87}Rb. La durée de l'impulsion laser est de 5 µs. Dans ces conditions, la fonction de corrélation des positions des paires obtenue par l'intégration du Hamiltonien montre que les deux processus d'excitation de paires représentés sur la figure IV.3 sont présents. Les deux premières courbes en pointillés noirs sur la figure IV.4-(a) correspondent aux deux conditions de résonance $\delta = C_6/R^6$ et $2\delta = C_6/R^6$, avec $V_{dd} = C_6/R^6$ et R la distance d'une paire atomique. Ces simulations montrent aussi que la formation d'agrégats est effectivement favorisée par les désaccords positifs du laser, ce qui apparaît clairement sur la structure de la fonction de corrélation spatiale. L'importance relative de chaque processus d'excitation dépend des caractéristiques du nuage atomique et de l'impulsion laser.

IV.2 Spectroscopie micro-onde d'atomes de Rydberg en forte interaction

Dans les expériences que nous décrivons dans ce chapitre, nous avons sondé les propriétés d'atomes de Rydberg en forte interaction par spectroscopie micro-onde des transitions vers des niveaux de Rydberg voisins. La fonction de corrélation spatiale entre les atomes de Rydberg dans un piège 1D, montrée dans la figure IV.4 et issue de la référence [57], montre que l'excitation d'ensembles d'atomes de Rydberg avec un laser désaccordé favorise la création de paires d'atomes à des distances spécifiques. Cette agrégation d'atomes de Rydberg devra se voir sur l'énergie d'interaction de chaque atome. Les transitions micro-onde entre niveaux de Rydberg voisins seront décalées en fréquence et élargies, comme fonction de la distance entre atomes de Rydberg dans le nuage. En conséquence, nous pouvons espérer que la spectroscopie micro-onde de ces transitions pourra apporter beaucoup d'informations sur le processus d'excitation des atomes, et sur la distribution de positions dans le nuage issue de l'excitation. Par ailleurs, à cause de l'interaction répulsive entre les atomes 60S, à partir du moment de leur excitation ils doivent commencer à s'éloigner les uns des autres, et ce mouvement doit se refléter aussi sur l'énergie d'interaction sentie par chaque atome. Dans un deuxième temps, la spectroscopie des transitions micro-onde vers d'autres niveaux de Rydberg, comme fonction du délai entre la spectroscopie et l'impulsion laser d'excitation à partir du niveau fondamental, apportera de l'information sur ce mouvement.

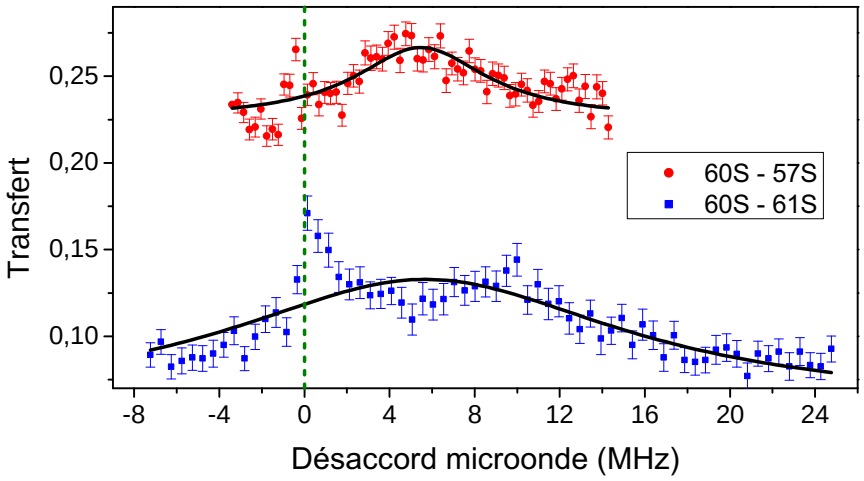


FIGURE IV.5 – Spectres micro-onde des transitions 60S $\rightarrow$ 57S et 60S $\rightarrow$ 61S, comme fonction du désaccord de la micro-onde par rapport à la résonance. L'impulsion laser d'excitation des atomes 60S à partir du niveau fondamental est désaccordée de 2 MHz par rapport à la résonance 5S $\rightarrow$ 60S, dure 2 µs, et présente une fréquence de Rabi à deux photons de 400 kHz. Le piège a des fréquences de piégeage $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)/2\pi = (31,2 \pm 1,2\,;\, 63,5 \pm 1,2\,;\, 86,3 \pm 1,2)$ Hz. La température vaut 500 ± 150 nK, et le nombre d'atomes est de 12000 ± 2000. Cela fait une densité spatiale au centre de $(2,4 \pm 1,0).10^{12}$ cm^{-3}. Les tirés verts montrent la valeur de la résonance en absence d'interactions. Les courbes noirs en trait plein représentent des ajustements Lorentziens.

Le choix des transitions micro-onde. Le choix de la transition micro-onde à étudier peut beaucoup simplifier l'interprétation des spectres. L'interaction dipolaire entre atomes dans le niveau 60S est isotrope, ainsi que l'interaction entre deux atomes dans des niveaux S quelconques. L'énergie d'interaction entre deux atomes est, dans ces cas, purement fonction de leur distance. Ce n'est pas le cas, par contre, pour un atome dans un état S et un atome dans un état P. L'anisotropie de l'interaction entre ces deux niveaux ajoute un paramètre : l'angle entre la position relative entre deux atomes et la direction de quantification déterminée par le champ magnétique B_x au centre du piège magnétique. Ces effets rendent difficile la compréhension des spectres en termes de distribution spatiale atomique. Dans un premier temps, et pour les expériences présentées ici, nous nous sommes restreints aux transitions de l'état 60S vers les états S proches en énergie. Ces transitions sont induites par absorption de deux photons micro-onde, à cause des règles de sélection qui empêchent une transition S $\rightarrow$ S par absorption d'un seul photon.

Nous montrons dans la figure IV.5 un spectre micro-onde de la transition 60S $\rightarrow$ 57S, et un autre de la transition 60S $\rightarrow$ 61S. Ces deux spectres présentent des formes et largeurs différentes, qui sont fonction de la distribution de distances entre les atomes

dans le nuage, et de l'interaction dipolaire entre les différents niveaux de Rydberg. Les courbes en trait plein montrent un ajustement Lorentzien aux deux spectres, qui semble bien reproduire la forme du spectre 60S $\rightarrow$ 57S, mais négliger le pic plus fin qui apparaît proche de la résonance pour la transition 60S $\rightarrow$ 61S. L'interprétation de ce spectre, et en particulier l'obtention de la distribution initiale d'énergies d'interaction entre atomes 60S dans le nuage atomique avant la transition micro-onde, repose sur la compréhension de l'effet de l'interaction entre les atomes 60S, entre un atomes nS excité et un atome 60S, et éventuellement entre deux atomes nS, sur les désaccords des niveaux atomiques sondés par la micro-onde. Nous montrons dans la suite que la transition 60s-57s reflète fidèlement la distribution d'énergie d'interaction entre atomes alors que la transition 60s-61s est beaucoup plus difficile à interpréter.

Nous organisons ce paragraphe en deux parties : D'abord nous écrivons le Hamiltonien qui décrit le couplage micro-onde entre les différents niveaux de Rydberg, en présence d'interaction dipolaire entre ces atomes. Cette introduction théorique nous permettra d'extraire des informations quantitatives des spectres comme ceux de la figure IV.5, sur la distribution spatiale des atomes dans le nuage. Ensuite nous détaillons la séquence expérimentale d'excitation, transfert micro-onde et détection des atomes de Rydberg, et présentons les résultats de la spectroscopie micro-onde pour différents désaccords de l'impulsion laser.

IV.2.1 Hamiltonien du système avec couplage micro-onde entre niveaux de Rydberg

En absence de décohérence, l'excitation laser d'atomes d'un nuage froid prépare une superposition cohérente délocalisée d'excitations. Le nuage atomique est, à la fin de l'impulsion laser, dans une superposition d'états à nombre et distribution spatiale d'atomes de Rydberg différents. Afin de traiter l'excitation micro-onde de ces atomes de Rydberg vers un niveau électronique proche en énergie, nous simplifions cette image et considérons que l'ensemble atomique présente, après excitation laser, N atomes de Rydberg localisés, préparés chacun dans un niveau de Rydberg $|a\rangle$ (60S dans notre cas). Ce modèle sera, comme on le verra, suffisant pour reproduire nos résultats expérimentaux. La micro-onde couple l'état $|a\rangle$ à un autre état de Rydberg $|b\rangle$. Les atomes dans l'état fondamental 5S, qui n'ont pas été excités par l'impulsion laser, ne sont plus couplés aux atomes de Rydberg à ce stade, et l'espace de Hilbert considéré est alors l'espace de N atomes de Rydberg à deux niveaux, de dimension totale 2^N. Nous notons $|a_j\rangle$ et $|b_j\rangle$ les deux états possibles pour l'atome j localisé en $\mathbf{R}_j$.

IV.2.1.a Le cas simple N = 2

Commençons par étudier le Hamiltonien dans le cas où N = 2, ce qui montrera déjà les éléments essentiels de la physique présente dans le cas général. L'espace de Hilbert des deux atomes, chacun à deux niveaux possibles, est de dimension 4. Les quatre états de l'espace à $N = 2$ sont alors $|aa\rangle$, $|ba\rangle$, $|ab\rangle$, $|bb\rangle$. Le Hamiltonien de ce système s'écrit dans le référentiel tournant à la fréquence micro-onde

$$H = H_\mu + H_{int} \tag{IV.1}$$

Le terme H_μ, qui représente l'évolution libre et le couplage avec la micro-onde, s'écrit comme fonction des opérateurs $|a_j\rangle$, $|b_j\rangle$ agissant sur l'atome j selon

$$H_\mu = \mp h\delta \sum_j |b_j\rangle\langle b_j| + \frac{\hbar\Omega_\mu}{2} \sum_j \left(|b_j\rangle\langle a_j| + |a_j\rangle\langle b_j|\right) \tag{IV.2}$$

Le désaccord de la micro-onde s'écrit $\delta = (\omega - \omega_0)/(2\pi)$, où $\hbar\omega_0$ est l'énergie de la transition. Le signe $\mp$ doit être choisi $-$ pour une transition montante (c'est-à-dire pour des niveaux $|b\rangle$ d'énergie supérieure à celle du niveau $|a\rangle$) ou $+$ pour une transition descendante. Ω_μ représente la pulsation de Rabi. Le deuxième terme du Hamiltonien IV.1, H_{int}, décrit l'interaction dipolaire entre les atomes de Rydberg deux à deux. L'interaction est supposée de Van der Waals, avec un comportement en R^{-6}, où R est la distance entre les atomes. Cela est vrai pour les niveaux S autour de $n = 60$, tant que les énergies de couplages sont inférieures à $\sim$100 MHz, ou leur distance supérieure à 3 µm. Nous identifions quatre termes d'énergie d'interaction différents, qui correspondent au calcul fait dans le chapitre I (voir paragraphes I.3.2 et I.3.3) pour l'interaction entre atomes de Rydberg dans des niveaux S :

$$H_{int} = H_{aa} + H_{bb} + H_{ab}^{(+)} + H_{ab}^{(-)} \tag{IV.3}$$

Ces termes s'écrivent

$$H_{aa} = C_{aa}\frac{1}{R^6}|aa\rangle\langle aa| \tag{IV.4}$$

$$H_{bb} = C_{bb}\frac{1}{R^6}|bb\rangle\langle bb| \tag{IV.5}$$

$$H_{ab}^{(+)} = C_{ab}^{(+)}\frac{1}{R^6}|+_{ab}\rangle\langle +_{ab}| \tag{IV.6}$$

$$H_{ab}^{(-)} = C_{ab}^{(-)}\frac{1}{R^6}|-_{ab}\rangle\langle -_{ab}| \tag{IV.7}$$

Les deux premiers termes, H_{aa} et H_{bb}, présentent les coefficients de Van der Waals C_{aa} et C_{bb} d'interaction dipolaire entre deux atomes dans le même niveau, respectivement $|a\rangle$ ou $|b\rangle$. Les deux autres termes, $C_{ab}^{(\pm)}$, décrivent l'interaction dipolaire entre les niveaux symétrique et anti-symétrique, définis selon

$$|\pm_{ab}\rangle \equiv \frac{|ab\rangle \pm |ba\rangle}{\sqrt{2}} \tag{IV.8}$$

En effet, le calcul de l'énergie d'interaction du chapitre I nous a montré que l'énergie d'interaction entre atomes de Rydberg dans des niveaux S différents est diagonale dans la base des états symétrique et anti-symétrique, plutôt que dans la base d'excitations localisées $|ab\rangle$ et $|ba\rangle$.

Nous nous intéressons au cas où pas plus qu'un atome n'est excité par la micro-onde. Cette approximation n'est pas nécessaire dans le cas $N = 2$ mais le sera dans le cas à N atomes, dont l'espace de Hilbert est trop grand pour être traité exactement. Nous discuterons, lors de la description des paramètres expérimentaux, le choix de la fréquence de Rabi de l'excitation micro-onde afin d'être le plus proche possible de l'approximation d'une seule excitation. Nous projetons le Hamiltonien (IV.1) dans la base des trois états $|aa\rangle$, $|ba\rangle$ et $|ab\rangle$. Dans cette base il s'écrit

$$H_1 = \frac{\hbar\Omega_\mu}{2}\left(|ab\rangle\langle aa| + |aa\rangle\langle ab| + |ba\rangle\langle aa| + |aa\rangle\langle ba|\right) + \frac{C_{aa}}{R^6}|aa\rangle\langle aa| + \left(\mp h\delta + \frac{\xi_{ab}}{R^6}\right)\left(|ab\rangle\langle ab| + |ba\rangle\langle ba|\right) + \frac{\chi_{ab}}{R^6}\left(|ab\rangle\langle ba| + |ba\rangle\langle ab|\right) \tag{IV.9}$$

avec les combinaisons linéaires des coefficients de Van der Waals $C_{ab}^{(\pm)}$, ξ_{ab} et χ_{ab}, définies selon

$$\xi_{ab} \equiv \frac{C_{ab}^{(+)} + C_{ab}^{(-)}}{2} \tag{IV.10}$$

$$\chi_{ab} \equiv \frac{C_{ab}^{(+)} - C_{ab}^{(-)}}{2} \tag{IV.11}$$

Nous pouvons aussi écrire ce Hamiltonien sous forme matricielle, selon

$$H_1 = H_{\mu,1} + H_{int,1} = \begin{bmatrix} 0 & \Omega_\mu & \Omega_\mu \\ \Omega_\mu & \mp h\delta & 0 \\ \Omega_\mu & 0 & \mp h\delta \end{bmatrix} + \frac{1}{R^6}\begin{bmatrix} C_{aa} & 0 & 0 \\ 0 & \xi_{ab} & \chi_{ab} \\ 0 & \chi_{ab} & \xi_{ab} \end{bmatrix} \tag{IV.12}$$

Dans cette notation, nous avons séparé à nouveau les termes d'interaction dipolaire du reste du Hamiltonien. Nous voyons que les coefficients $C_{ab}^{(\pm)}$ entraînent l'apparition d'un couplage entre les états $|ab\rangle$ et $|ba\rangle$, proportionnel au coefficient χ_{ab}. Cela lève la dégénérescence de ce sous-espace et créé deux énergies propres différentes pour la même paire atomique. La micro-onde sera résonante pour l'excitation de ces niveaux à deux fréquences différentes. Dans le cas où coefficient χ_{ab} est négligeable, une seule condition de résonance se présente. Cela simplifie l'analyse du Hamiltonien, surtout dans le cas à N

	$\xi_{ab}(\mathrm{GHz\,\mu m^6})$	$\chi_{ab}(\mathrm{GHz\,\mu m^6})$
$60S_{1/2}$, $57S_{1/2}$	$-43{,}27$	$-0{,}33$
$60S_{1/2}$, $58S_{1/2}$	$-194{,}9$	$9{,}6$
$60S_{1/2}$, $59S_{1/2}$	$223{,}1$	$187{,}7$
$60S_{1/2}$, $61S_{1/2}$	$290{,}1$	$246{,}5$
$60S_{1/2}$, $62S_{1/2}$	$-310{,}2$	$-11{,}2$
$60S_{1/2}$, $63S_{1/2}$	$-83{,}75$	$-0{,}59$

TABLE IV.1 – Combinaisons linéaires des coefficients d'interaction Van der Waals entre un atome 60S et un atome nS. Les deux états propres du Hamiltonien d'interaction sont l'état symétrique $\left|60S_{1/2}nS_{1/2},+\right\rangle$ et l'état antisymétrique $\left|60S_{1/2}nS_{1/2},-\right\rangle$, définis dans le texte. Ces états ont des coefficients d'interaction dipolaire donnés dans le tableau I.4. Ici, les combinaisons linéaires entre eux qui nous intéressent sont calculées.

atomes. Nous trouvons dans le tableau I.4 du chapitre I les coefficients d'interaction de Van der Waals des états symétrique et antisymétrique, $C_{ab}^{(+)}$ et $C_{ab}^{(-)}$, pour les cas qui nous intéressent ici, l'état $a = 60\mathrm{S}$ et l'état $b = n\mathrm{S}$. Nous calculons dans le nouveau tableau IV.1 les coefficients ξ_{ab} et χ_{ab}, à partir de (IV.10) et (IV.11). Nous voyons que χ_{ab} tend bien plus vite à zéro avec la différence $\Delta n = |n - n'|$ entre les nombres quantiques principaux que ξ_{ab}. Bien que ce soit ce que nous cherchions, ce fait peut sembler miraculeux, et il mérite alors un mot d'explication. Le Hamiltonien décrit par la matrice (IV.12) dans le cas particulier de deux atomes montre que le coefficient χ_{ab} du terme non-diagonal représente le couplage par interaction dipolaire entre les niveaux $|ab\rangle$ et $|ba\rangle$. Pour deux atomes dans des niveaux S, $|a\rangle \equiv |n\mathrm{S}\rangle$ et $|b\rangle \equiv |n'\mathrm{S}\rangle$, cette levée de dégénérescence est d'ordre deux et implique un couplage entre les niveaux $|n\mathrm{S}, n'\mathrm{S}\rangle$ et $|n'\mathrm{S}, n\mathrm{S}\rangle$ par des niveaux intermédiaires de la forme $|n''\mathrm{P}, n'''\mathrm{P}\rangle$. La figure IV.6-(a) montre un schéma de ce couplage, pour un niveau intermédiaire particulier. χ_{ab} se calcule à partir de la somme sur tous les niveaux intermédiaires disponibles. Chaque terme de la somme est de la forme

$$\frac{\langle n\mathrm{S}, n'\mathrm{S}|\hat{V_{dd}}|n''\mathrm{P}, n'''\mathrm{P}\rangle \langle n''\mathrm{P}, n'''\mathrm{P}|\hat{V_{dd}}|n'\mathrm{S}, n\mathrm{S}\rangle}{E_{n\mathrm{S}} + E_{n'\mathrm{S}} - E_{n''\mathrm{P}} - E_{n'''\mathrm{P}}} \tag{IV.13}$$

$$\sim \left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\, R^3}\right)^2 \frac{\langle n\mathrm{S}|\hat{r}|n''\mathrm{P}\rangle \langle n'\mathrm{S}|\hat{r}|n'''\mathrm{P}\rangle \langle n''\mathrm{P}|r\hat{n}|n'\mathrm{S}\rangle \langle n'''\mathrm{P}|\hat{r}|n\mathrm{S}\rangle}{E_{n\mathrm{S}} + E_{n'\mathrm{S}} - E_{n''\mathrm{P}} - E_{n'''\mathrm{P}}} \tag{IV.14}$$

$$= \left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\, R^3}\right)^2 \frac{\langle n\mathrm{S}|\hat{r}|n''\mathrm{P}\rangle\langle n''\mathrm{P}|\hat{r}|n'\mathrm{S}\rangle \ \langle n'\mathrm{S}|\hat{r}|n'''\mathrm{P}\rangle\langle n'''\mathrm{P}|\hat{r}|n\mathrm{S}\rangle}{E_{n\mathrm{S}} + E_{n'\mathrm{S}} - E_{n''\mathrm{P}} - E_{n'''\mathrm{P}}} \tag{IV.15}$$

selon la forme du potentiel d'interaction dipolaire V_{dd} donné par la formule (I.14). Pour le passage entre la ligne 1 et la ligne 2, nous négligeons les termes angulaires, de l'ordre

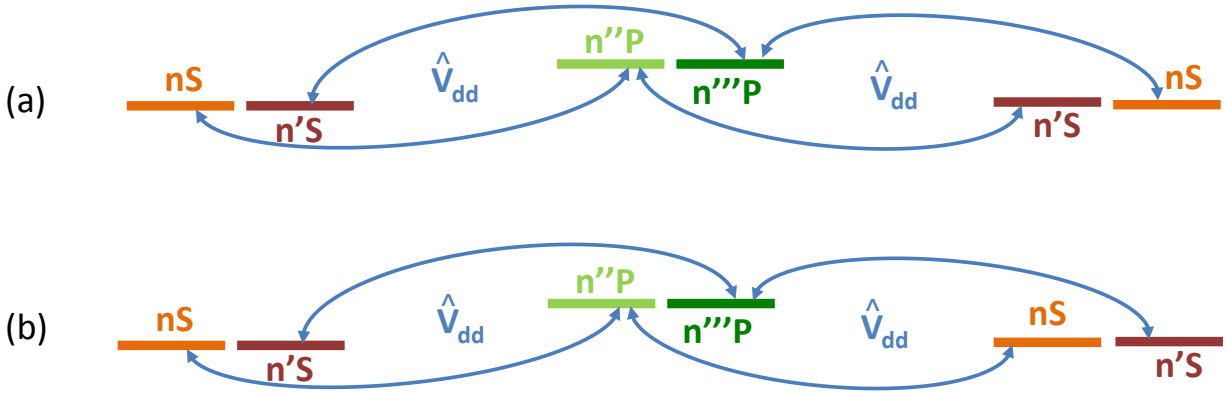


FIGURE IV.6 – Schéma du calcul de l'énergie d'interaction dipolaire dans la base des états $|n\mathrm{S}, n'\mathrm{S}\rangle$ et $|n'\mathrm{S}, n\mathrm{S}\rangle$, avec $n' \neq n$. (a) : Terme non-diagonal d'interaction, entre les niveaux $|n\mathrm{S}, n'\mathrm{S}\rangle$ et $|n'\mathrm{S}, n\mathrm{S}\rangle$. (b) : Terme diagonal d'interaction, entre les niveaux $|n\mathrm{S}, n'\mathrm{S}\rangle$ et $|n\mathrm{S}, n'\mathrm{S}\rangle$.

de l'unité. A la mesure que la différence Δn augmente, aucun niveau intermédiaire $n''\mathrm{P}$, $n'''\mathrm{P}$ n'est couplé fortement à la fois aux deux niveaux $n\mathrm{S}$ et $n'\mathrm{S}$, car les éléments de matrice radiaux varient très vite avec $|n - n''|$, $|n' - n''|$, $|n - n'''|$ et $|n' - n'''|$. Le terme ξ_{ab}, par contre, représente l'énergie d'interaction dipolaire de $|n\mathrm{S}, n'\mathrm{S}\rangle$ (ou de $|n'\mathrm{S}, n\mathrm{S}\rangle$) avec lui-même, calculée à partir d'un terme de perturbation d'ordre deux avec des niveaux intermédiaires $|n''\mathrm{P}, n'''\mathrm{P}\rangle$. Cela est représenté sur le schéma IV.6-(b). Chaque terme de la somme est de la forme

$$\frac{\langle n\mathrm{S}, n'\mathrm{S}|\hat{V_{dd}}|n''\mathrm{P}, n'''\mathrm{P}\rangle \langle n''\mathrm{P}, n'''\mathrm{P}|\hat{V_{dd}}|n\mathrm{S}, n'\mathrm{S}\rangle}{E_{n\mathrm{S}} + E_{n'\mathrm{S}} - E_{n''\mathrm{P}} - E_{n'''\mathrm{P}}} \tag{IV.16}$$

$$\sim \left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 R^3}\right)^2 \frac{\langle n\mathrm{S}|\hat{r}|n''\mathrm{P}\rangle \langle n'\mathrm{S}|\hat{r}|n'''\mathrm{P}\rangle \langle n''\mathrm{P}|r\hat{n}|n\mathrm{S}\rangle \langle n'''\mathrm{P}|\hat{r}|n'\mathrm{S}\rangle}{E_{n\mathrm{S}} + E_{n'\mathrm{S}} - E_{n''\mathrm{P}} - E_{n'''\mathrm{P}}} \tag{IV.17}$$

$$= \left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 R^3}\right)^2 \frac{|\langle n\mathrm{S}|\hat{r}|n''\mathrm{P}\rangle|^2 \ |\langle n'\mathrm{S}|\hat{r}|n'''\mathrm{P}\rangle|^2}{E_{n\mathrm{S}} + E_{n'\mathrm{S}} - E_{n''\mathrm{P}} - E_{n'''\mathrm{P}}} \tag{IV.18}$$

Ce terme dépend des termes radiaux $\langle n\mathrm{S}|\hat{r}|n''\mathrm{P}\rangle$ et $\langle n\mathrm{S}|\hat{r}|n''\mathrm{P}\rangle$; en pratique, il existe toujours un niveau $n''\mathrm{P}$ proche du niveau $n\mathrm{S}$ et un autre niveau $n'''\mathrm{P}$ proche du $n'\mathrm{S}$, pour lesquels les éléments de couplage sont importants. La différence Δn entre les deux niveaux S ne compte pas directement.

Nous revenons maintenant au cas général des N atomes, en nous restreignant toujours au sous-espace des états à zéro ou une excitation micro-onde.

IV.2.1.b Les états à zéro ou une excitation – cas général à N atomes

Si nous ne considérons que les états à zéro ou une excitation, le sous-espace de Hilbert de l'espace total des N atomes à 2 niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ est composé de l'état $|G\rangle \equiv \bigotimes_j |a_j\rangle$ avec tous les atomes dans l'état $|a\rangle$, et des N états $|E_j\rangle \equiv |a_1\rangle \cdots |a_{j-1}\rangle |b_j\rangle |a_{j+1}\rangle \cdots |a_N\rangle$ à une excitation $|b\rangle$ localisée sur l'atome j. Le Hamiltonien IV.9 se généralise au cas avec N atomes selon

$$H_1 = \frac{\hbar\Omega_\mu}{2} \sum_j \left(|E_j\rangle\langle G| + |G\rangle\langle E_j| \right) + E_{a,tot}\mathbb{1} + \sum_j \left(\mp h\delta - E_{j,a} + E_{j,b} \right) |E_j\rangle\langle E_j| + \chi_{ab} \sum_{j,k\neq j} \frac{1}{R_{jk}^6} |E_j\rangle\langle E_k| \quad \text{(IV.19)}$$

où nous avons défini le terme constant d'énergie d'interaction $E_{a,tot}$ selon

$$E_{a,tot} = \langle G| C_{aa} \sum_{j,k<j} \frac{1}{R_{jk}^6} |G\rangle \quad \text{(IV.20)}$$

et les énergies $E_{j,a}$ et $E_{j,b}$, définies selon

$$E_{j,a} = C_{aa} \sum_{k\neq j} \frac{1}{R_{jk}^6} \quad \text{(IV.21)}$$

$$E_{j,b} = \xi_{ab} \sum_{k\neq j} \frac{1}{R_{jk}^6} \quad \text{(IV.22)}$$

Le terme constant $E_{a,tot}$ apparaît en facteur de la matrice identité $\mathbb{1}$. Cette énergie représente l'énergie totale d'interaction entre tous les atomes dans l'état $|a\rangle$. Il est pratique de prendre cette énergie comme référence, car tous des niveaux de la base réduite à 0 ou 1 excitation ont la quasi-totalité des atomes dans l'état $|a\rangle$. A cause de cela, dans les termes diagonaux des états $|E_j\rangle$ nous devons soustraire l'énergie $E_{j,a}$ d'interaction de l'atome j dans l'état $|a\rangle$ avec ses voisins, car pour le niveau $|E_j\rangle$ l'atome j est dans l'état $|b\rangle$. L'énergie $E_{j,b}$ représente l'interaction de l'atome j dans l'état $|b\rangle$ avec tous les autres atomes dans l'état $|a\rangle$.

Il est pratique de séparer dans le Hamiltonien (IV.19) les termes d'interaction dipolaire des termes qui décrivent l'évolution libre et le couplage avec la microonde, selon

$$H_1 = E_{a,tot}\mathbb{1} + H_\mu + H_{int} \quad \text{(IV.23)}$$

avec les deux termes définis selon

$$H_\mu = \frac{\hbar\Omega_\mu}{2}\sum_j \left(|E_j\rangle\langle G| + |G\rangle\langle E_j|\right) \mp h\delta \sum_j |E_j\rangle\langle E_j| \tag{IV.24}$$

$$H_{int} = \sum_j \left(E_{j,b} - E_{j,a}\right)|E_j\rangle\langle E_j| + \chi_{ab}\sum_{j,k\neq j}\frac{1}{R_{jk}^6}|E_j\rangle\langle E_k| \tag{IV.25}$$

Comme dans le cas particulier $N = 2$, les niveaux $|E_j\rangle$ et $|E_k\rangle$ sont couplés par des termes proportionnels au coefficient χ_{ab}. Les états propres du Hamiltonien H_{int} sont dans le cas général des combinaisons linéaires entre ces niveaux $|E_j\rangle$, et les énergies propres sont une fonction compliquée de la distribution des positions des atomes. La discussion précédente, et le tableau IV.1, montrent que des niveaux à petits χ_{ab} existent, et nous intéressons ici à ce cas particulier. Les énergies propres du Hamiltonien d'interaction, dans le cas où χ_{ab} est négligeable, deviennent directement les termes diagonaux de H_{int},

$$E_{|E_j\rangle} = E_{a,tot} - E_{j,a} + E_{j,b} \tag{IV.26}$$

L'énergie du niveau $|G\rangle$ est égale à $E_{a,tot}$. La condition de résonance pour la transition $|G\rangle \rightarrow |E_j\rangle$ est maintenant réalisée pour le désaccord δ_j qui se calcule par

$$\mp\delta_j + E_{|E_j\rangle} - E_{|G\rangle} = 0 \tag{IV.27}$$

$$\delta_j = \pm(E_{j,b} - E_{j,a}) \tag{IV.28}$$

Où il faut choisir le signe + (−) pour une transition montante (descendante). Le rapport entre ce désaccord de la transition $|G\rangle \rightarrow |E_j\rangle$ pour l'atome j et son énergie d'interaction totale lorsqu'il est dans le niveau $|a\rangle$, $E_{j,a}$, s'écrit simplement

$$\zeta_{ab} \equiv \frac{h\delta_j}{E_{j,a}} = \pm\frac{E_{j,b} - E_{j,a}}{E_{j,a}} = \pm\frac{\xi_{ab}\sum_{k\neq j}\frac{1}{R_{jk}^6} - C_{aa}\sum_{k\neq j}\frac{1}{R_{jk}^6}}{C_{aa}\sum_{k\neq j}\frac{1}{R_{jk}^6}} \tag{IV.29}$$

$$\zeta_{ab} = \pm\frac{\xi_{ab} - C_{aa}}{C_{aa}} \tag{IV.30}$$

C'est-à-dire que le spectre des transitions micro-onde, dans la limite où pas plus d'un atome est excité et pour des niveaux tels que les termes χ_{ab} sont négligeables, présentera une structure qui est directement la distribution d'énergie des atomes de Rydberg créés dans l'état $|a\rangle$ par excitation laser, à un facteur proportionnel près, qui est un rapport simple entre les coefficients de Van-der-Waals d'interaction dipolaire.

Dans le cas général, si les coefficients χ_{ab} non-diagonaux ne sont pas négligeables, les énergies propres du Hamiltonien sans couplage micro-onde ne seront pas en rapport simple avec la distribution des énergies $E_{j,a}$; les états propres ne seront pas non plus localisés sur

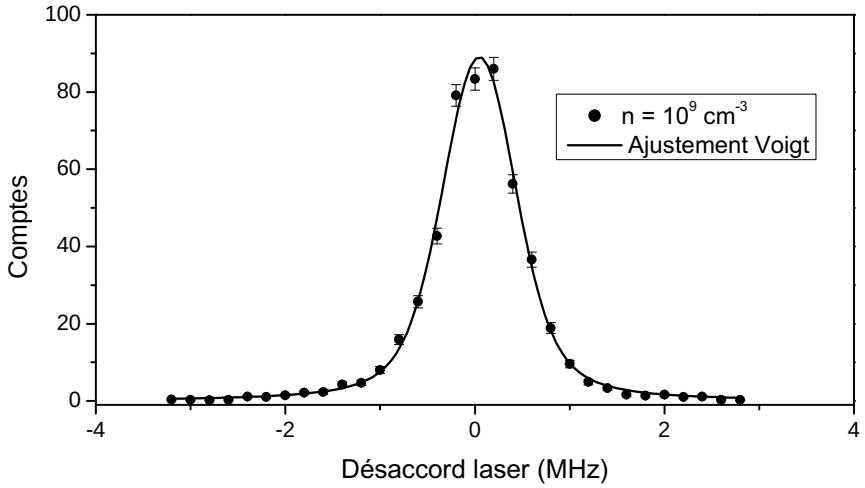


FIGURE IV.7 – Spectre de la transition 5S $\rightarrow$ 60S, enregistré dans un piège de densité d'atomes dans le niveau fondamental $1 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-3}$. Dans ce régime, l'élargissement par interaction est négligeable. La fréquence de Rabi calculée à deux photons vaut $\Omega/(2\pi) = 400\,\mathrm{kHz}$, la durée de l'impulsion laser est de $2\,\mu\mathrm{s}$. L'ajustement Voigt présente une largeur Gaussienne à mi-hauteur de 720 kHz, et une largeur Lorentzienne à mi-hauteur de 360 kHz.

chaque atome, mais l'excitation sera délocalisée sur des proches voisins, selon le couplage induit par les éléments non-diagonaux qui est très dépendant de la distance entre atomes par le terme en $1/R^6$. Il est intéressant de vérifier cette affirmation en diagonalisant le Hamiltonien (IV.19) pour des transitions vers des niveaux S différents, dans une distribution de positions atomiques déterminée. Nous utilisons, pour calculer une distribution réaliste des positions des atomes dans le nuage, une simulation Monte Carlo de l'excitation laser. Nous l'expliquons en détails, car nous comparerons aussi dans la suite les résultats de cette simulation à nos résultats expérimentaux.

IV.2.1.c Modélisation Monte Carlo de l'excitation laser d'atomes 60S dans un nuage dense

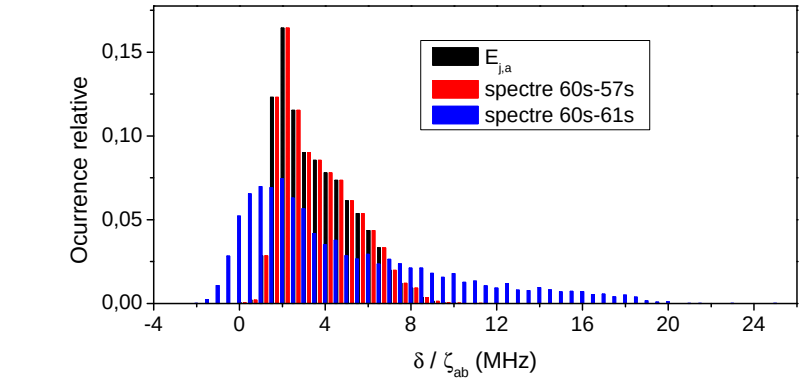
Nous nous intéressons au calcul du nombre d'excitations de Rydberg et leur distribution spatiale dans un nuage d'atomes froids, comme fonction du désaccord laser et de la durée de l'impulsion, que nous comparerons aux courbes expérimentales présentées dans ce chapitre. Pour cela, nous avons établi un modèle Monte Carlo de l'évolution de l'état interne atomique soumis à la lumière laser. Le profil de densité du nuage d'atomes dans le niveau fondamental, et le nombre total d'atomes, sont déterminés selon les conditions expérimentales. Nous commençons par tirer au sort les positions de chaque atome. A chaque itération, la simulation choisi au hasard un atome de l'ensemble et le met dans l'état excité avec une certaine probabilité. Pour comprendre notre choix de fonction de probabilité d'excitation, il faut considérer le spectre enregistré dans le piège peu dense

de la figure IV.7. L'impulsion laser dure 2 µs, et la fréquence de Rabi est de 400 kHz, calculée à partir de la puissance des lasers, la même utilisée lors de l'excitation d'atomes dans les pièges denses. Sa petite densité et son grand volume font que ce spectre n'est pas élargi par interaction. Nous considérons alors que ce spectre représente la probabilité d'excitation d'un atome, comme fonction du désaccord entre l'atome et la lumière laser. Nous définissons ainsi une densité de probabilité d'excitation atomique qui a la même forme que la raie de la figure IV.7, centrée sur le désaccord calculée pour chaque atome qui est fonction de son interaction dipolaire avec tous les atomes 60S créés aux itérations antérieures de la simulation.

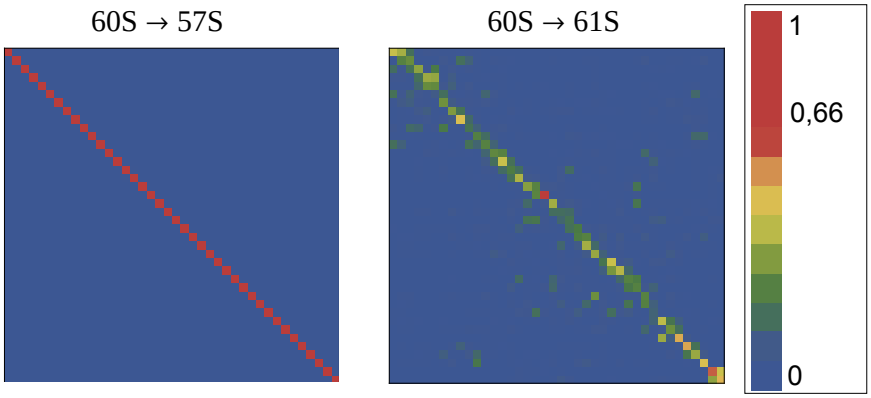
IV.2.1.d Calcul du spectre des transitions 60S → 57S et 60S → 61S

Nous pouvons ainsi calculer des distributions spatiales d'atomes dans l'état 60S avec cette simulation Monte-Carlo, et étudier pour ces distributions le spectre des excitations micro-onde de deux transitions différentes, 60S → 57S et 60S → 61S. L'intérêt de ces deux transitions est que la première présente des éléments de matrice d'interaction non-diagonaux, proportionnels à χ_{ab}, négligeables, ce qui n'est pas le cas pour la deuxième. Nous avons supposé pour le calcul Monte Carlo un désaccord laser de 2 MHz, qui favorisera la création d'atomes en forte interaction. Le nuage atomique considéré a des rayons à $e^{-1/2}$ de $(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = (23,6; 4,5; 4,2)$ µm, une densité au centre de $1{,}7 \times 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$, 12000 atomes, température T =500 µK, et fréquences de piégeage $(31,2 \pm 1,2\,; 63,5 \pm 1,2\,; 86,3 \pm 1,2$ Hz. La simulation s'arrête lorsque 40 atomes sont excités. Les histogrammes de la figure IV.8a portent sur 200 réalisations du calcul. Le histogramme en noir montre la distribution des énergies $E_{j,60\mathrm{S}}$ d'interaction de chaque atome dans le niveau 60S avec tous ses voisins dans le niveau 60S (c'est-à-dire la distribution d'énergie d'interaction des atomes de Rydberg avant la transition micro-onde). Les histogrammes en rouge et bleu montrent le spectre des énergies calculées par diagonalisation du Hamiltonien d'interaction (IV.25) pour chacune des 200 distributions de position calculées par simulation, pour les transitions micro-onde 60S → 57S et 60S → 61S respectivement. L'échelle horizontale de ces spectres est divisée par le facteur $\zeta_{60\mathrm{S},n\mathrm{S}}$ de chaque transition, qui vaut 1,31 pour la 60S → 57S et 1,11 pour la 60S → 61S. Nous voyons que, alors que le spectre de la transition 60S → 57S reproduit parfaitement la distribution d'énergie des atomes du nuage, celui de la transition 60S → 61S ne la reproduit pas. En particulier, la probabilité d'excitation d'atomes à résonance et pour des désaccords négatifs est assez importante, alors que presque aucun atome n'est trouvé à ces désaccords-là dans les nuages calculés par simulation ; elle s'élargit plus aussi vers les désaccords positifs.

La figure IV.8b montre une autre conséquence de la présence de termes non-diagonaux, qui est la « non-localité » des états propres du Hamiltonien micro-onde (IV.19) en présence du couplage non-diagonal. Les colonnes de la matrice représentent les projections au carré de chaque vecteur propre du Hamiltonien sur les états $|E_j\rangle$ d'excitation localisé sur l'atome j, pour les transitions 60S → 57S et 60S → 61S, pour une des 200 distributions



(a)



(b)

FIGURE IV.8 – (a) : En noir, histogramme des énergies d'interaction par atome, $E_{j,a}$, moyenné sur 200 réalisations de la simulation des positions d'atomes dans le niveau 60S produits avec un laser désaccordé de 2 MHz. En rouge et bleu, statistique des énergies propres du Hamiltonien (IV.25) pour les mêmes distributions des positions atomiques, calculées pour les transitions 60S $\rightarrow$ 57S et 60S $\rightarrow$ 61S respectivement, et divisées par le facteur de proportionnalité ζ_{ab} donné par l'équation (IV.30). Ce coefficient vaut 1,31 pour la transition 60S $\rightarrow$ 57S et 1,11 pour la transition 60S $\rightarrow$ 61S. Le spectre de la transition 60S $\rightarrow$ 57S reproduit très bien la distribution d'énergie des atomes 60S dans le nuage. Ce n'est pas le cas pour la transition 60S $\rightarrow$ 61S, en raison de la présence des termes non-diagonaux proportionnels à χ_{ab}. (b) : Représentation matricielle des distributions de probabilité de chaque vecteur propre du Hamiltonien (IV.25) dans la base des états localisés $|E_j\rangle$ pour les transitions 60S $\rightarrow$ 57S et 60S $\rightarrow$ 61S, pour une réalisation particulière de la distribution des positions des atomes de Rydberg. Les colonnes représentent les vecteurs propres, les lignes représentent la base $\{|E_j\rangle\}$. Alors que les états propres pour la transition 60S $\rightarrow$ 57S sont localisés, ceux de la transition 60S $\rightarrow$ 61S sont délocalisés sur quelques atomes voisins, couplés par le terme non-diagonal χ_{ab}/R_{jk}^6 fonction de la distance entre les atomes j et k.

de positions atomiques utilisées pour les histogrammes de la figure IV.8a. Le terme non-diagonal χ_{ab}/R_{jk}^6 entre les atomes j et k délocalise les états propres sur des voisins proches. La radiation micro-onde couple les états 60S et nS du même atome ; cette excitation est couplée par les termes non-diagonaux aux atomes proches. Dans le cas de la transition 60S $\rightarrow$ 61S cet effet n'est pas négligeable, et l'excitation « fuit » vers ces voisins, de façon cohérente en absence d'autres sources de décohérence. Pour la transition 60S $\rightarrow$ 57S, les états propres sont presque exactement les états localisés de la base $|E_j\rangle$, le couplage entre voisins est presque négligeable, et si la fréquence de Rabi micro-onde est petite, nous n'excitons qu'un seul atome.

En conclusion, la transition 60S-57S reproduit fidèlement la distribution d'énergies d'interaction $E_{j,60\mathrm{S}}$ du nuage d'atomes dans le niveau 60S produit par le laser. Dans la suite, nous décrivons la séquence expérimentale d'excitation laser et micro-onde, puis nous rediscutons les spectres 60S $\rightarrow$ 57S et 60S $\rightarrow$ 61S, en les comparant à la théorie développé en haut. Nous passons ensuite aux mesures de densité d'énergie des atomes 60S produits dans le nuage, en utilisant pour cela la transition 60S $\rightarrow$ 57S.

IV.2.2 La séquence expérimentale

Nous passons maintenant à la description de la séquence expérimentale d'obtention des spectres micro-onde. Après la préparation d'un nuage de taille, température et nombre d'atomes souhaité, la séquence expérimentale d'excitation et détection d'atomes de Rydberg a lieu. Une réalisation complète de la séquence est présentée dans la figure IV.9. Pour un même nuage préparé, nous pouvons répéter cette même procédure plusieurs fois, avec un taux de répétition de 3 ms afin de ne pas saturer le comptage du Channeltron. Afin de garantir des conditions expérimentales similaires pour toutes les répétitions de la séquence, nous en faisons 10, au plus, par nuage froid préparé, car un petit chauffage causé par le laser rouge est inévitable dans le régime de fréquences de Rabi que nous utilisons. Ce chauffage s'accumule et change appréciablement la température du nuage après quelques dizaines de répétitions.

Au début de la séquence de la figure IV.9, une impulsion laser prépare un ensemble d'atomes dans le niveau 60S. Après un délai $t_\mu - t_l$, une impulsion micro-onde transfère certains atomes du niveau 60S vers le niveau de mesure nS. Le délai $t_\mu - t_l$ est d'abord gardé très court (0,5 µs) pour la mesure de distribution d'énergies d'interaction de l'ensemble d'atomes de Rydberg. Le délai $t_i - t_l$ entre l'impulsion laser et la détection des atomes est égal à 150 µs, qui est un compromis entre le temps d'attente nécessaire pour que les signaux d'ionisation redeviennent fins (*cf.* discussion au chapitre 3 sur l'élargissement des signaux d'ionisation par interaction dipolaire) et la perte d'atomes par temps de vie.

Même en l'absence d'interactions, les signaux d'ionisation ont une largeur qui est fonction de l'évolution de l'état atomique pendant la rampe de champ électrique. La figure IV.10a montre les signaux d'ionisation des niveaux 60S, 61S et 62P, préparés

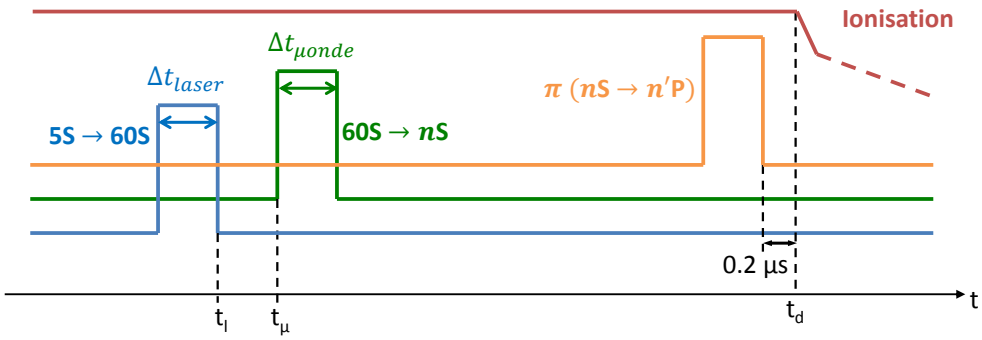
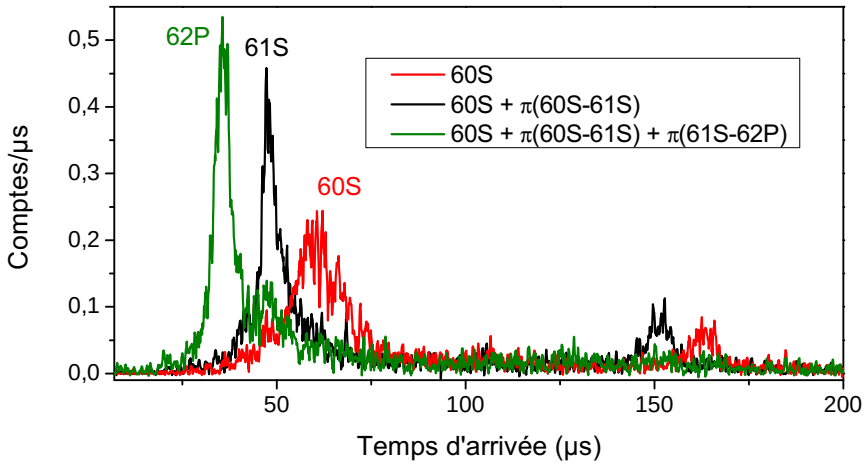
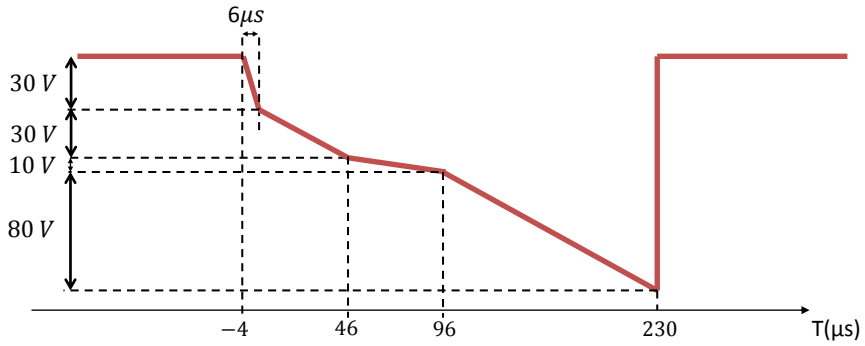


FIGURE IV.9 – Séquence expérimentale de spectroscopie micro-onde à forte interaction entre atomes de Rydberg. Une impulsion laser prépare un ensemble d'atomes dans l'état 60S en interaction. Après un temps variable d'expansion du nuage atomique par interaction répulsive, une impulsion micro-onde vient sonder la transition 60S → nS. La dernière impulsion π vers le niveau n'P de mesure est nécessaire pour améliorer le signal sur bruit de la détection des niveaux de Rydberg dont les signaux d'ionisation se superposent partiellement avec le signal de l'état 60S. Nous l'utilisons pour le niveau 61S, par exemple, mais pas pour le niveau 57S. 150 µs après la préparation des atomes 60S, une rampe de champ électrique ionise les atomes, et accélère les ions produits vers le Channeltron pour leur détection. La discussion des durées d'impulsion laser et micro-onde est donnée dans le texte.

successivement avec des impulsions π de transfert micro-onde à partir d'atomes 60S, dans un piège magnétique peu dense. Ce signal a été créé avec une rampe d'ionisation ralentie autour du seuil d'ionisation des atomes 60S, pour éviter la saturation de la détection, montrée dans la figure IV.10b. Nous voyons que les signaux pour les niveaux 60S et 61S sont partiellement superposés. Nous voudrons mesurer un signal de comptage d'atomes dans le niveau 61S de l'ordre de 1, pour garantir que l'approximation faite lors de l'analyse du Hamiltonien des transitions micro-onde soit valable. La quantité d'atomes préparés dans le niveau 60S est, par contre, typiquement de plusieurs dizaines. Le signal sur bruit de cette détection sera alors très mauvais. Pour améliorer la détection du petit signal des atomes 61S lors de la spectroscopie de la transition 60S → 61S, nous transférons les atomes de l'état 61S vers l'état 62P par une impulsion π à un photon, faite 150 µs après l'excitation des atomes dans le niveau 60S. Ce temps d'attente est nécessaire, pour que le nuage ait le temps d'exploser par interaction répulsive, et que par conséquence la transition 61S → 62P ne soit pas affectée par l'interaction, ce qui est la même raison du temps d'attente avant la détection des atomes de Rydberg. Faite ainsi 150 µs après l'excitation des atomes, la transition présente la même efficacité que dans le piège peu dense. Cette impulsion est montrée sur la figure IV.9. Elle a une efficacité de 70 % (mesurée sur la courbe verte de la figure IV.10a) mais son effet est tout de même bénéfique pour le rapport signal sur bruit, car la quantité d'atomes 60S détectés dans la fenêtre de détection du niveau 61S dans les conditions des expériences que nous avons faites est supérieure à un, alors qu'elle est négligeable dans la fenêtre du niveau 62P (ionisé pratiquement au



(a)



(b)

FIGURE IV.10 – (a) Signaux d'ionisation dans des pièges peu denses. Signal du niveau 60S pur (en rouge), le signal pour une impulsion π de transfert vers le niveau 61S (en noir), et le même plus une impulsion π de transfert du niveau 61S vers le niveau 62P (en vert). Le signal du niveau 60S est plus large, et plus bas, à cause de la forme de la rampe d'ionisation, montrée sur la figure (b), qui est ralentie autour de son seuil d'ionisation pour éviter des effets de saturation du comptage. Ces courbes nous permettent de déterminer l'efficacité de l'impulsion de transfert 61S $\rightarrow$ 62P. Les pics qui apparaissent vers 150 µs du début de la rampe d'ionisation sont les signaux adiabatiques d'ionisation des mêmes niveaux.

même seuil que le niveau 63S). Lors de l'étude des transitions micro-onde vers des niveaux de seuils d'ionisation éloignés, comme la transition 60S $\rightarrow$ 57S, chaque niveau est détecté directement après les 150 µs de temps d'expansion, sans transfert vers un autre niveau P.

Les fréquences de Rabi micro-onde créées par les différentes puissances programmées sur le synthétiseur Anritsu 3692B sont calibrées sur des courbes de taux de transfert comme fonction de la durée de l'impulsion micro-onde, enregistrées dans des pièges magnétiques à grand volume et peu denses. La figure IV.11 montre un exemple d'une telle courbe de calibration. L'ajustement d'une sinusoïdale donne accès à la fréquence de Rabi $\Omega_\mu/(2\pi)$.

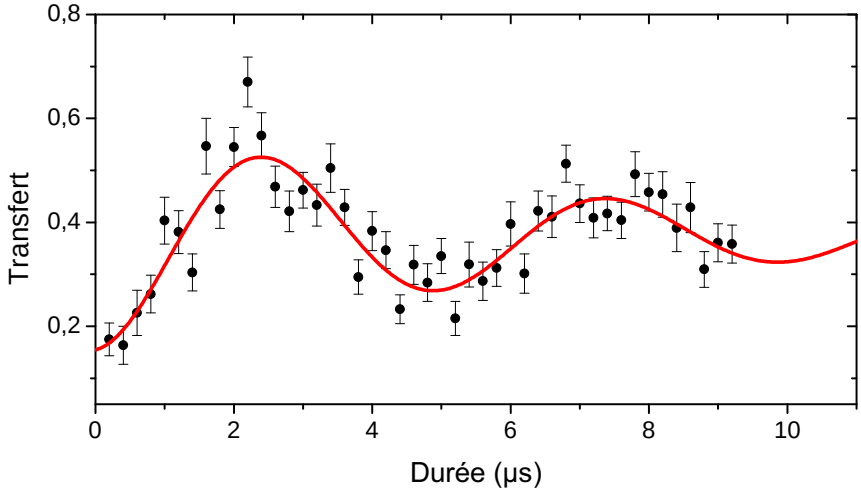


FIGURE IV.11 – Taux de transfert 60S → 57S comme fonction de la durée de l'impulsion micro-onde, fait dans un piège peu dense, montrant des oscillations d'amplitude de Rabi. A l'aide de ces courbes nous échelonnons la fréquence de Rabi créé par la puissance micro-onde envoyée par les fenêtres du cryostat.

Le choix de la fréquence de Rabi et de la durée de l'impulsion micro-onde sera discuté dans le paragraphe suivant, où nous analysons les premiers spectres enregistrés.

IV.2.3 Spectres micro-onde 60S → 57S et 60S → 61S dans le régime de fortes interactions

Nous reprenons maintenant les spectres montrés sur la figure IV.5 au début de ce chapitre, et les comparons à la théorie développée. La figure IV.12 montre à nouveau ces spectres, à ceci près que maintenant l'axe des abscisses n'est pas le désaccord micro-onde, mais le désaccord divisé par le facteur $\zeta_{60S,nS}$. Dans le cas du spectre 60S → 57S, l'abscisse ainsi calculée représente directement l'énergie d'interaction des atomes 60S. Les courbes théoriques, calculées par la simulation Monte Carlo avec les mêmes caractéristiques de nuage et d'impulsion laser que celles utilisées pour l'expérience, sont superposées aux courbes expérimentales. L'amplitude et l'origine verticale des courbes théoriques sont ajustées, pour qu'elles soient au mieux superposées aux spectres enregistrés.

Le fond du taux de transfert des courbes expérimentales est dû à la superposition relative des signaux d'ionisation de l'état 60S et de l'état nS en question. Il est alors différent pour les deux transitions. D'après la discussion précédente sur les conditions nécessaires pour la mesure de la distribution d'énergie du nuage, dans le cas idéal nous voudrons n'exciter pas plus qu'un atome avec la micro-onde. Pour cela, la fréquence de Rabi Ω_μ de la transition micro-onde doit être petite par rapport à l'écart entre les différentes énergies propres des niveaux à une excitation micro-onde, calculés par la diagonalisation du Hamiltonien d'interaction (IV.25). En pratique, nous ajustons la

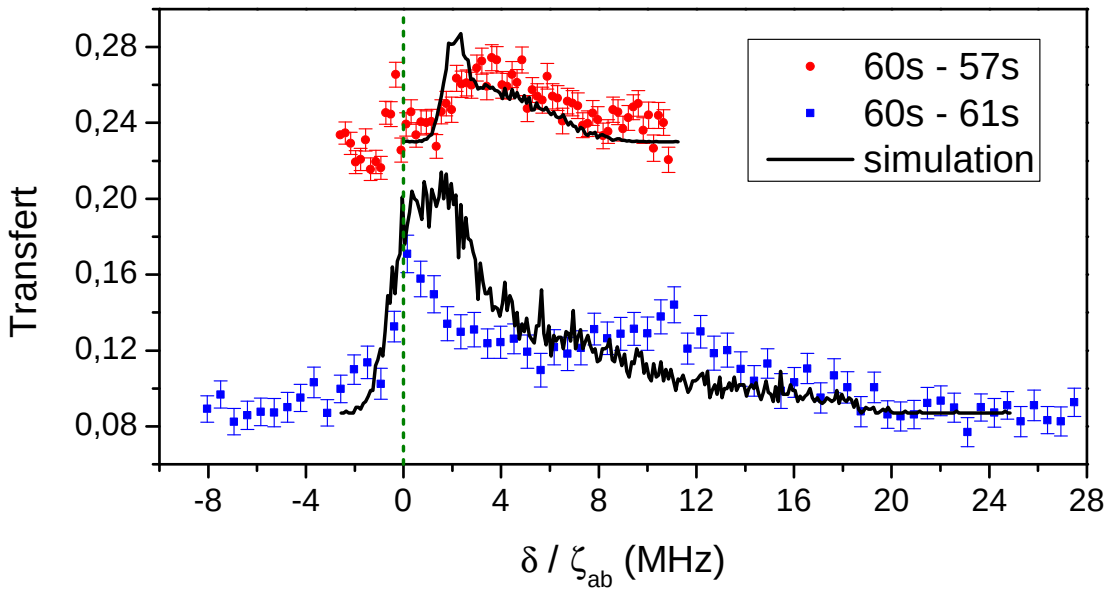


FIGURE IV.12 – Spectres micro-onde des transitions 60S $\rightarrow$ 57S et 60S $\rightarrow$ 61S, faits dans des ensembles atomiques 60S excités à désaccord laser de 2 MHz. Environ 40 atomes sont créés à chaque réalisation, dans un piège de dimensions $(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = (23.6(30); 4.5(7); 4,2(6))$ µm, et une densité au centre de $(2,4 \pm 1,0).10^{12}$ cm^{-3}. L'axe horizontale des spectres est divisée par le facteur $\zeta_{60S,nS}$. Les courbes noires en trait plein sont les mêmes que celles représentées sur l'histogramme de la figure IV.8a. L'amplitude et l'origine verticale des courbes théoriques en noir sont ajustées, pour qu'elles soient au mieux superposées aux spectres enregistrés. Le trait plein en vert indique la valeur de la résonance en absence d'interactions.

fréquence de Rabi pour garder le plus petit taux de transfert possible, dans la limite où le rapport de signal sur bruit soit encore assez grand pour garder un temps de moyennage raisonnable. Les spectres de la figure IV.11 ont été faits avec une fréquence de Rabi micro-onde à deux photons de $\Omega_\mu/(2\pi) = 500$ kHz. Chacun des spectres a demandé un temps de prise de données de deux à trois heures. Le taux de transfert relatif montre que nous avions en moyenne 1,2 atomes détectés au centre du spectre pour la transition 60S $\rightarrow$ 57S (taux de transfert 0,03×40 atomes préparés), et 2,2 en moyenne pour le spectre 60S $\rightarrow$ 61S, avec 4 sur le pic prononcé proche de la résonance (en prenant compte l'efficacité de transfert de l'impulsion 61S $\rightarrow$ 62P). La durée de l'impulsion micro-onde est choisie $\Delta t_{\mu\text{onde}} = \pi/\Omega_\mu$ pour que nous transférons tous les atomes dans la tranche d'énergies déterminée par la fréquence de Rabi Ω_μ. Dans le cas de la courbe IV.12, $\Delta t_{\mu\text{onde}} = 1$ µs.

La largeur des spectres est assez bien représentée par la simulation. La forme n'est néanmoins pas si bien reproduite. La différence entre la courbe expérimentale et la courbe théorique est assez similaire pour les deux spectres, la simulation surestime l'excitation autour de 2 MHz et créé moins d'atomes à haute énergie d'interaction que ce qui est

montré sur les spectres expérimentaux. Cela nous laisse suspecter que le problème de nos simulations réside dans le calcul de la distribution spatiale d'atomes 60S, plutôt que dans l'hypothèse que le spectre du Hamiltonien à une excitation reproduit bien le spectre micro-onde à partir d'une distribution spatiale connue. Les résultats expérimentaux montrent une différence de largeur entre les spectres 60S $\rightarrow$ 57S et 60S $\rightarrow$ 61S qui est cohérente avec la dispersion des énergies propres du Hamiltonien (IV.19) en présence de termes non-diagonaux, par rapport au cas simple d'énergies propres simplement proportionnelles aux énergies d'interaction des atomes 60S dans le cas contraire.

Le déplacement du centre des spectres théoriques vers les basses énergies, en comparaison avec les spectres expérimentaux, est sans doute lié au fait que la simulation Monte Carlo ne prend pas en compte la cohérence entre les états internes des atomes. Dans le cas de nuages denses, plusieurs atomes à proximité de ceux déjà excités peuvent satisfaire la même condition de résonance avec la lumière laser désaccordée. Dans ce cas, l'excitation de ces atomes présentera un caractère collectif, et l'échelle d'énergie du couplage avec la lumière laser peut être estimée par $\sqrt{N}\Omega$, où N dans ce cas est le nombre d'atomes en résonance. Une des directions que nous suivons maintenant pour l'amélioration de la simulation est l'incorporation de ces phénomènes collectifs, qui n'a pas encore abouti.

IV.2.3.a L'ionisation par collision 60S-57S

Nous voyons par ces premiers spectres que la transition 60S $\rightarrow$ 57S est facile à interpréter en termes des énergies des atomes dans l'état 60S, et semble un bon choix de transition à utiliser. Une dernière question à adresser avant de valider le choix de la transition consiste dans le caractère attractif de l'interaction entre un atome dans l'état 60S et un atome dans l'état 57S, visible sur le coefficient $\xi_{60S,57S}$ donné dans le tableau IV.1. Ces atomes pourraient alors collisionner avant leur détection, et s'ioniser par l'ionisation de Penning [71, 65]. Il est difficile d'estimer ce taux d'ionisation. En pratique, nous comptons les ions arrivés au détecteur au tout début de la rampe à chaque fois, pour s'assurer que leur taux est petit par rapport aux atomes détectés. Il est au moins quatre fois plus petit que le nombre d'atomes 57S détectés, pour toutes les conditions expérimentales explorées dans ce chapitre, et assez constant pour tous les désaccords micro-onde. Cela nous laisse confiants sur l'interprétation que nous faisons des spectres enregistrés.

Nous pourrions aussi être tentés d'aller chercher d'autres niveaux nS, de Δn supérieurs à ceux montrés sur le tableau IV.1, qui garderaient un petit coefficient non-diagonal χ_{ab} et pour lesquels l'interaction 60S-nS serait répulsive. Or, le moment de transition dipolaire entre les niveaux de Rydberg tend aussi vite à zéro avec Δn, et la mesure pour des $\Delta n > 3$ exigerait une grande puissance micro-onde. Le synthétiseur Anritsu MG3692B, qui génère des fréquences entre 2 et 20 GHz et a une puissance maximale de 28 dBm, et les mixeurs de multiplication de fréquence que nous avions à disposition ne nous ont pas permis d'explorer des transitions plus lointaines. Dans cette contrainte, l'état 57S est celui qui attire moins

les atomes 60S, parmi les états à petits $\chi_{60S,nS}$ accessibles par notre puissance micro-onde.

IV.2.4 Distributions d'énergie à différents désaccords laser

Nous analysons maintenant une série de spectres de la transition 60S $\rightarrow$ 57S, enregistrés dans un ensemble d'atomes dans l'état 60S créés avec une excitation laser à différents désaccords par rapport à la résonance de la transition 5S $\rightarrow$ 60S, enregistrés dans un piège magnétique de mêmes conditions que celui pour les spectres de la figure IV.12. Ils sont présentés dans la figure IV.13, pour des désaccords de 0, 1 et 2 MHz. La quantité d'atomes de Rydberg créés est d'environ 80, 60 et 40, respectivement, pour une impulsion laser de durée 2 µs et une fréquence de Rabi à deux photons égale à 400 kHz. Ces spectres montrent la distribution d'énergie du nuage atomique comme fonction du désaccord de l'excitation laser. Comme pour les autres spectres, l'axe des abscisses est divisé par le facteur $\zeta_{60S,57S}$. Nous montrons les mêmes courbes expérimentales dans les deux figures IV.13a et IV.13b, superposées respectivement aux résultats des simulations Monte Carlo et à un ajustement Lorentzien asymétrique. Le choix de la forme de raie à ajuster est phénoménologique. Cette forme semble bien décrire la raie, et nous permet de définir son centre et sa largeur. Le centre de chacune des raies est à $(-0,05 \pm 0,06)$ MHz, $(1,18 \pm 0,16)$ MHz et $(4,17 \pm 0,46)$ MHz, respectivement, et les largeurs à mi-hauteur sont de $(1,05 \pm 0,33)$ MHz, $(3,4 \pm 0,6)$ MHz et $(7,2 \pm 1,7)$ MHz.

Les courbes théoriques calculées par la simulation Monte Carlo semblent très bien représenter les spectres enregistrés. Le spectre micro-onde pour l'excitation à résonance a été fait avec une fréquence de Rabi micro-onde de $\Omega_\mu = 83$ kHz et une durée d'impulsion micro-onde de 6 µs. Cette durée élargit le spectre de 167 kHz, bien moins que la largeur mesurée de 1 MHz. La fréquence de Rabi pour les spectres à désaccord de 1 et 2 MHz est de 500 kHz, et la durée de l'impulsion micro-onde 1 µs. La largeur de 1 MHz due à cette durée est aussi petite par rapport à la largeur présentée. Nous discutons dans la suite les spectres pour différents désaccords séparément, puisque chaque cas présente des phénomènes physiques qualitativement différents.

IV.2.4.a Distribution spatiale des atomes de Rydberg excités à résonance

Nous pouvons estimer à partir des distributions d'énergie mesurées la distribution des positions des atomes de Rydberg créés par excitation laser. Faisons d'abord un calcul simple, qui consiste à déterminer quel serait l'énergie moyenne des atomes excités dans le nuage, si chaque atome dans le niveau fondamental avait la même probabilité d'excitation (ce qui se passerait en l'absence d'interactions). Nous supposons pour cela un arrangement spatial local des atomes de Rydberg après excitation qui minimise leur énergie d'interaction, l'empilement dans un réseau hexagonal compact [85] ; le pas du réseau hexagonal n'est pas contre pas constant à grande échelle, et il est tel que la distribution de densité d'atomes de Rydberg dans le nuage est proportionnelle à la densité d'atomes dans le niveau fondamental. Dans un réseau hexagonal compact, chaque atome a

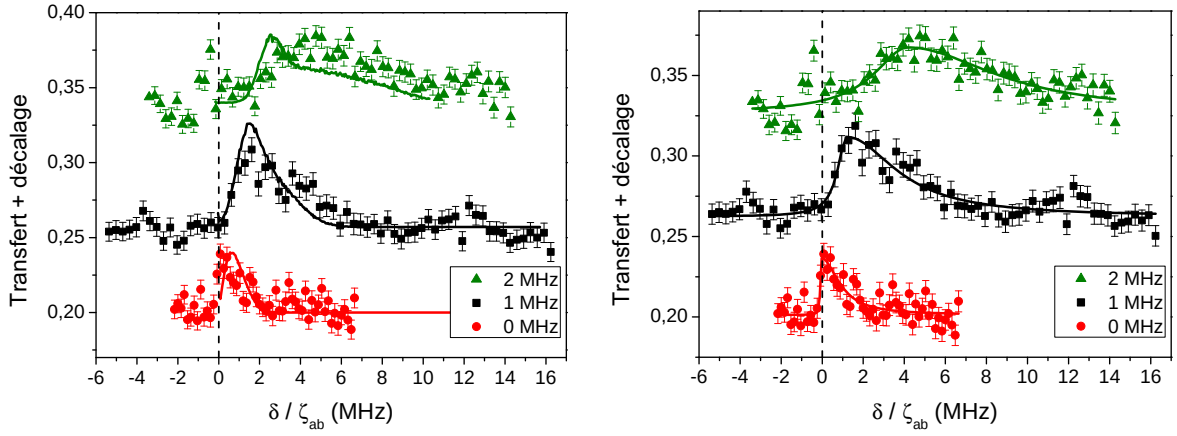


FIGURE IV.13 – Transition 60S → 57S à plusieurs désaccords de l'excitation laser. Les spectres expérimentaux sont indiqués par les points, avec leurs barres d'erreur qui indiquent la dispersion des mesures. (a) : Les courbes en trait plein sont calculées par la simulation Monte Carlo. (b) : Les courbes en trait plein sont des ajustements d'un profil Lorentzien asymétrique, qui calcule le centre et la largeur des spectres.

12 voisins à même distance, notée $2r$ [123], et le volume total divisé par atome vaut $4\sqrt{2}r^3$. Nous nous plaçons dans les conditions des spectres montrés dans la figure IV.13 ; dans le cas de l'excitation à résonance, 80 atomes sont créés en moyenne. La densité d'atomes de Rydberg au centre du profil Gaussien déterminé par les dimensions du nuage froid est alors de $6{,}9 \times 10^9\,\mathrm{cm}^{-3}$; l'inverse de la densité donne le volume par atome, et de cette valeur nous déduisons la distance $2r$ entre atomes proches au centre, de 5,9 µm. Cette distance correspond à une énergie d'interaction entre proches voisins de 3,26 MHz. Elle est à multiplier par le facteur de coordination $Z = 14,4$ [85] qui correspond à l'énergie totale d'interaction pour un seul atome avec tous les atomes d'un réseau infini, qui est majoritairement déterminée par les 12 proches voisins à cause de la grande variation de l'énergie d'interaction avec la distance (ce raisonnement néglige les effets de bord aux extrémités du nuage). Le résultat, 47 MHz, est largement supérieur à l'énergie mesurée par la spectroscopie micro-onde, ce qui montre que l'excitation laser à résonance dans les conditions du spectre micro-onde présente déjà une forte suppression d'excitations au centre du nuage en raison de l'interaction dipolaire.

Faisons maintenant le calcul symétrique, c'est-à-dire estimer le volume minimal nécessaire aux atomes pour qu'ils aient l'énergie d'interaction moyenne mesurée par le spectre à résonance. L'énergie moyenne mesurée par la courbe, calculé à partir de l'ajustement Lorentzien asymétrique, donne $\langle E \rangle = 0{,}96\,\mathrm{MHz}$. A partir des considérations sur l'empilement optimal d'atomes de Rydberg, la distance moyenne entre atomes calculée à partir de cette énergie vaut $2r = (14.4C_6/\langle E \rangle)^{1/6} = 11{,}3\,\mu\mathrm{m}$, ce qui établit un volume moyen par atome de $4\sqrt{2}r^3 \approx 1000\ \mu\mathrm{m}^3$. Étant donné les dimensions du nuage,

$(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = (28(4); 5,2(8); 4,8(6))$ µm, le volume nécessaire à garder les 80 atomes excités correspond au volume de l'ellipsoïde de dimensions égales à 3 fois les dimensions du piège, $3\Delta_x, 3\Delta_y, 3\Delta_z)$; la région aux limites de cet ellipsoïde ont une densité atomique égale à 1 % de la densité atomique au centre.

Cette analyse montre que l'excitation au centre du nuage est déjà fortement bloquée. Nous n'avons pourtant pas incorporé à la discussion l'excitation collective, qu'on pourrait imaginer prendre place dans un régime où les sphères de blocage dipolaire se distribuent de façon dense au centre du nuage. Le calcul de la distribution atomique par simulation Monte Carlo le néglige, par ailleurs, puisque les cohérences entre les états à un atome excité ne sont pas prises en compte. Nous estimons maintenant ces effets collectifs.

IV.2.4.b Estimation des effets d'excitation collective au centre du nuage

Dans un nuage qui fait un seul volume de blocage, la fréquence de Rabi collective pour l'excitation d'un seul atome de Rydberg s'écrit $\hbar\sqrt{N}\Omega$ [49]. Une première estimation simple des effets d'excitation collective dans un nuage à grande extension est trouvé, en comparant les deux échelles d'énergie du problème, la fréquence de Rabi collective dans un volume de blocage et l'énergie d'interaction dipolaire entre les excitations des deux volumes de blocage différents, selon [120]

$$\frac{hC_6}{R_b^6} = \sqrt{N}\hbar\Omega \tag{IV.31}$$

la quantité d'atomes dans le volume de blocage de rayon R_b s'écrit $N = 4\pi/3R_b^3 n$, avec n la densité spatiale d'atomes. Si nous remplaçons la formule pour N dans l'équation (IV.31), nous trouvons une valeur pour le rayon de blocage :

$$R_b = \frac{2\pi C_6}{\Omega\left(\dfrac{4\pi n}{3}\right)^{1/2}} \tag{IV.32}$$

Le nombre d'atomes s'écrit à partir du rayon de blocage selon

$$N = \left(\frac{2\pi C_6}{\Omega}\right)^{2/5}\left(\frac{4\pi n}{3}\right)^{4/5} \tag{IV.33}$$

La quantité d'atomes présente dans un volume de blocage au centre du piège était de $N = 1000$, calculé selon la formule (IV.32) ; il est de $N = 26$ à $3\Delta_x$ du centre. La fréquence de Rabi collective devient alors égale à $\sqrt{1000}\ \Omega/(2\pi) = 12{,}9$ MHz au centre du nuage. Dans la référence [120], du groupe de T. Pfau, l'échelle d'énergie prise en compte pour interpréter des courbes de saturation de la quantité d'excitations de Rydberg est la fréquence de Rabi collective ainsi estimée. Cette échelle d'énergie n'est pas visible sur le spectre de la figure IV.13 (on s'attendrait à la trouver dans l'élargissement du profil). Le premier effet du blocage dipolaire dans nos conditions expérimentales n'a pas été d'élargir

la transition par des effets d'excitation collective au centre, mais d'exciter directement des atomes dans les régions très lointaines du profil de densité du nuage d'atomes dans le niveau fondamental. En effet, une fraction notable des atomes de Rydberg a été créé dans les ailes du profil du nuage, phénomène notable qu'il faut prendre en compte pour analyser le blocage d'excitations dans des nuages à plusieurs volumes de blocage.

IV.2.4.c Excitation de Rydberg à désaccord positif

Une première remarque intéressante sur les spectres des ensembles excités à désaccord laser positif montrés dans la figure IV.13 (les courbes en noir et vert, pour les désaccords $\delta = 1$ et 2 MHz respectivement) est que très peu d'atomes sont trouvés à énergie d'interaction nulle. C'est-à-dire que, dans ce piège, l'excitation de paires d'atomes de Rydberg à énergie d'interaction 2δ, ou d'atomes de Rydberg à énergie d'interaction δ à côté d'atomes déjà excités, l'emporte sur l'excitation non-résonante d'atomes sans interaction. L'ajustement Lorentzien asymétrique au spectre qui correspond à l'excitation laser de 1 MHz donne un centre à ∼1,2 MHz. Nous pouvons aussi calculer l'énergie moyenne de ces atomes à partir de ce spectre. Elle est donnée par $\langle E \rangle = (3,3 \pm 0,8)$ MHz. Cela peut donner une indication sur le nombre moyen de proches voisins que les atomes ont, qui serait de $\sim 3,3$ si nous considérons qu'ils sont excités à des distances telles que leur énergie d'interaction est égale au désaccord laser de 1 MHz (cela n'est pas nécessairement vrai par ailleurs, puisqu'un atome peut être créé par exemple à même distance de deux atomes de Rydberg, et son énergie d'interaction lors de sa création sera alors due à une interaction de 0,5 MHz avec chacun des atomes présents).

La largeur du spectre à désaccord laser de 1 MHz est plus importante que celle montrée par la courbe théorique. Cela est sans doute lié à une faille déjà évoquée de la simulation, à savoir qu'elle néglige les cohérences entre atomes du nuage. Il peut y avoir en effet des effets d'excitation cohérente, entre atomes spatialement proches qui sont tous en résonance avec la lumière laser désaccordée en raison de la présence d'un atome de Rydberg à proximité. Il faut noter ici une différence très importante entre l'excitation laser à résonance, et l'excitation laser désaccordée. Quand nous avons discuté le spectre micro-onde des atomes de Rydberg créés à résonance, nous avons découvert que l'excitation d'atomes explore très vite les ailes du nuage atomique. Il faut imaginer que, pendant que les atomes de Rydberg sont créés au centre, il y a encore une région très grande, encore que peu dense, où les atomes sont tous en résonance avec la lumière laser, tous à la fois. Dès que nous avons un désaccord du laser plus important que la largeur de la transition, par contre, les espaces où les atomes sont en résonance correspondent à la lisière d'une région centrée sur les atomes de Rydberg déjà créés, où ces atomes entrent en résonance à cause de l'énergie d'interaction. C'est une frontière qui s'avance à la mesure que la quantité d'atomes de Rydberg augmente, et par contre les ailes du nuage atomique présentent au début des atomes tous hors-résonance. Le processus d'excitation résonant est, dans ce cas, restreint à des petites régions. Nous pouvons nous attendre à ce que la cohérence entre atomes joue donc un rôle plus important.

Le spectre correspondant à l'excitation désaccordée de 2 MHz (en vert sur la figure IV.13) est centré à approximativement deux fois le désaccord laser. L'énergie moyenne calculée pour ce spectre vaut $\langle E \rangle = 6{,}1$ MHz. Nous retrouvons à peu près le même rapport entre l'énergie moyenne et le désaccord laser que nous avions trouvé pour le désaccord à 1 MHz, ce qui indique sans doute que la distribution spatiale d'atomes suit la même évolution dans les deux cas, très différente de l'évolution pour l'excitation à résonance. La même divergence à grandes énergies est trouvée, par ailleurs, quand nous comparons le calcul Monte Carlo aux spectres expérimentaux. Il semble aussi dans ce cas prévoir des atomes en moyenne moins proches, ou avec moins de voisins.

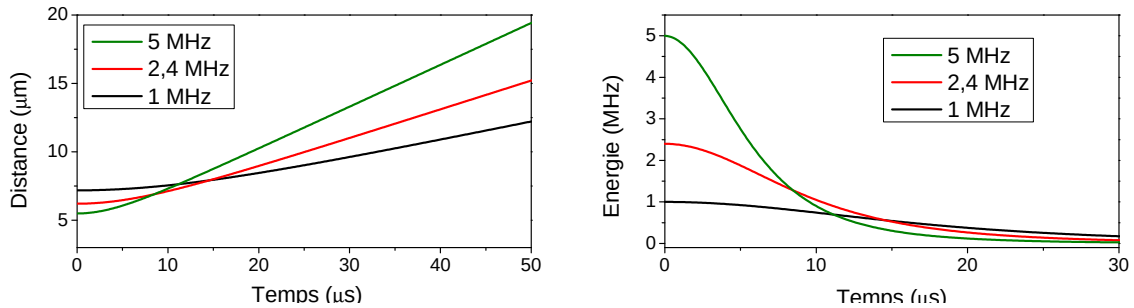
Le calcul du volume minimal à occuper par les atomes 60S excités à partir de leur énergie moyenne et de la quantité totale d'atomes créée, qui a été fait dans le cas de l'excitation à résonance, peut être fait aussi pour l'excitation désaccordée de 2 MHz, en supposant l'empilement optimal (et en négligeant les effets de bord de l'ensemble, qui auront tendance à élargir le nuage par rapport à l'estimation de réseau infini). L'énergie moyenne d'interaction vaut dans ce cas $\langle E \rangle = 6{,}1$ MHz, ce qui donne une distance entre atomes de $2r = 8{,}3\,\mu$m. Les 40 atomes excités par le laser désaccordé, empilés avec cette distance moyenne, occupent un espace qui correspond à un ellipsoïde de 1,7 fois les dimensions du piège. Cette plus grande concentration dans les régions de haute densité est aussi attendue de la discussion sur le processus d'excitation à grands désaccords, qui est favorisé lorsque des paires d'atomes sont disponibles à courte distance.

En conclusion de ce paragraphe, à partir de la spectroscopie micro-onde des ensembles de Rydberg en forte interaction nous avons pu extraire des informations quantitatives intéressantes sur la dynamique de l'excitation laser d'atomes de Rydberg dans un nuage dense, telles que la distribution d'énergie d'interaction de ces atomes et l'estimation de leur distribution spatiale. L'analyse de ces spectres a mis en évidence le fort blocage d'excitations au centre du nuage pour l'excitation résonante, et l'agrégation spatiale des atomes 60S créés avec l'excitation désaccordée. Nous avons discuté le rôle du mécanisme d'excitation collective, qui semble ne pas apparaître explicitement dans le spectre micro-onde des atomes excités à résonance.

Dans le paragraphe suivant, nous utiliserons cette même technique pour étudier le mouvement de l'ensemble d'atomes dans le niveau 60S, induit par leur interaction répulsive.

IV.3 Mouvement des atomes de Rydberg

Les spectres micro-onde nous ont permis d'accéder à la distribution d'énergie des ensembles d'atomes de Rydberg créés à des différents désaccords laser. L'énergie moyenne de ces ensembles est dépendante de ce désaccord, en raison de l'excitation résonante d'atomes de Rydberg en interaction avec un désaccord laser positif. L'interaction entre ces atomes



(a) (b)

FIGURE IV.14 – Mouvement d'une paire d'atomes 60S-60S en interaction, créée à différentes énergies d'interaction initiales. Les figures (a) et (b) présentent respectivement leur distance et leur énergie d'interaction comme fonction du temps. Les paires créés plus proches (à plus grande énergie répulsive) s'éloignent plus vite, car elles ont une vitesse plus grande à l'infini.

est répulsive, et nous nous attendons à une explosion mécanique de l'ensemble ainsi préparé après l'excitation. L'explosion augmentera la distance moyenne entre ces atomes, et diminuera leur énergie moyenne, ce qui devra être détecté à partir des spectres micro-onde. Nous présentons d'abord un calcul simple du mouvement d'une paire d'atomes 60S en interaction de Van der Waals, puis les résultats expérimentaux, et théoriques, pour l'explosion d'un nuage à plusieurs atomes.

IV.3.1 Mouvement d'une paire d'atomes par interaction de Van der Waals

Le mouvement de deux atomes de Rydberg excités à une faible distance initiale peut être calculé facilement à partir de la connaissance de la forme de leur énergie potentielle. La force qui s'exerce entre les atomes s'écrit en fonction de l'énergie potentielle selon

$$|\mathbf{F}| = |-\frac{dE_{dd}}{dr}| = \frac{6C_6}{r^7} \tag{IV.34}$$

Nous pouvons calculer le mouvement de deux atomes de Rydberg excités à une distance R_0 l'un de l'autre en intégrant l'équation de mouvement pour la variable position relative r, qui dans le cas d'une interaction répulsive s'écrit

$$m_{eff}\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{6C_6}{r^7} \tag{IV.35}$$

où nous utilisons la masse réduite $m_{eff} = m_{\mathrm{Rb87}}/2$). La figure IV.14 montre l'évolution de la distance d'une paire d'atomes 60S, et de leur énergie d'interaction, en fonction du temps. Les différentes courbes sont fonction de l'énergie initiale d'interaction E_0 de la paire, qui est une grandeur naturelle pour nos expériences d'excitation d'atomes de Rydberg avec le laser désaccordé par rapport à la résonance. La distance initiale R_0 se calcule à partir de l'énergie initiale par l'expression de l'interaction de Van der Waals, $R_0 = (C_6/E_0)^{1/6}$. Le

graphique de la figure IV.14b montre que l'échelle de temps pour la diminution de l'énergie d'interaction de la paire d'atomes est de $\simeq$10 µs. Pour des impulsions laser de durée de l'ordre de 10 µs, ou supérieures, cet effet doit être pris en compte pour la compréhension quantitative de la dynamique d'excitations. La vitesse limite de chaque atome (égale à la moitié de leur vitesse relative) se calcule à partir de l'énergie d'interaction E_0 à $t = 0$ selon

$$V_\infty = \sqrt{\frac{E_0}{m_{\mathrm{Rb87}}}} \tag{IV.36}$$

Cette vitesse vaut 9,6 cm s^{-1} pour une énergie d'interaction initiale de $h\times$2 MHz. La température effective qui correspond à cette vitesse est de T =48 µK, à comparer avec la température de 0,5 µK du nuage d'atomes dans l'état fondamental, qui correspond à une vitesse de 1,0 cm s^{-1}. En 10 µs, la paire d'atomes de Rydberg à énergie initiale $h\times$2 MHz se déplace de 0,8 µm, ce qui n'est pas négligeable pour la cohérence des processus d'excitation ; en particulier, cette valeur est plus grande que la longueur d'onde du laser bleu d'excitation, de 0,48 µm. Cela invalide l'hypothèse de « gaz gelé » déjà pour des durées d'impulsion laser de l'ordre de quelques µs.

IV.3.2 Mouvement d'un ensemble d'atomes 60S

La figure IV.15 montre ainsi des spectres de la transition 60S $\rightarrow$ 57S enregistrés dans un piège de mêmes conditions que celui utilisé pour l'enregistrement des spectres de la figure IV.12, pour différents délais $t_\mu - t_l$ entre l'impulsion laser et l'impulsion micro-onde. Le désaccord du laser est de 0 MHz, et comme avant la fréquence de Rabi laser est de 400 kHz et la durée de l'impulsion laser est de 2 µs. La fréquence de Rabi de l'impulsion micro-onde est de 83 kHz, et la durée de l'impulsion est de 6 µs pour tous les spectres montrés. Comme pour les autres spectres montrés, l'axe des abscisses est divisé par le facteur $\zeta_{\mathrm{60S,57S}} = 1,31$. Les courbes en trait plein sont issues du calcul de la distribution atomique par simulation de Monte Carlo. Après le calcul de la distribution spatiale des atomes dans le nuage, les équations de mouvement classiques de tous les atomes en interaction sont intégrées. Cela permet d'accéder ensuite à l'énergie d'interaction des atomes comme fonction du temps. La distribution de ces énergies est alors calculée comme fonction du temps, pour plusieurs réalisations de la simulation. La distribution d'énergie atomique mesurée par les spectres montre une énergie moyenne plus basse que les spectres calculés par simulation Monte Carlo, tendance qui se préserve lors de l'évolution mécanique du nuage.

Le graphique de la figure IV.16 montre l'énergie moyenne calculée pour les spectres expérimentaux et les spectres simulés, comme fonction du temps d'évolution du mouvement des atomes, à partir des spectres de la figure IV.15. L'évolution temporelle des énergies moyennes montre que l'explosion mécanique est bien comprise, et suffit à bien expliquer le comportement des spectres comme fonction du délai entre l'impulsion laser et l'impulsion micro-onde. Pour le délai de 100 µs, la courbe calculée par simulation de la figure IV.15´présente une largeur déjà très petite, alors que la courbe expérimentale

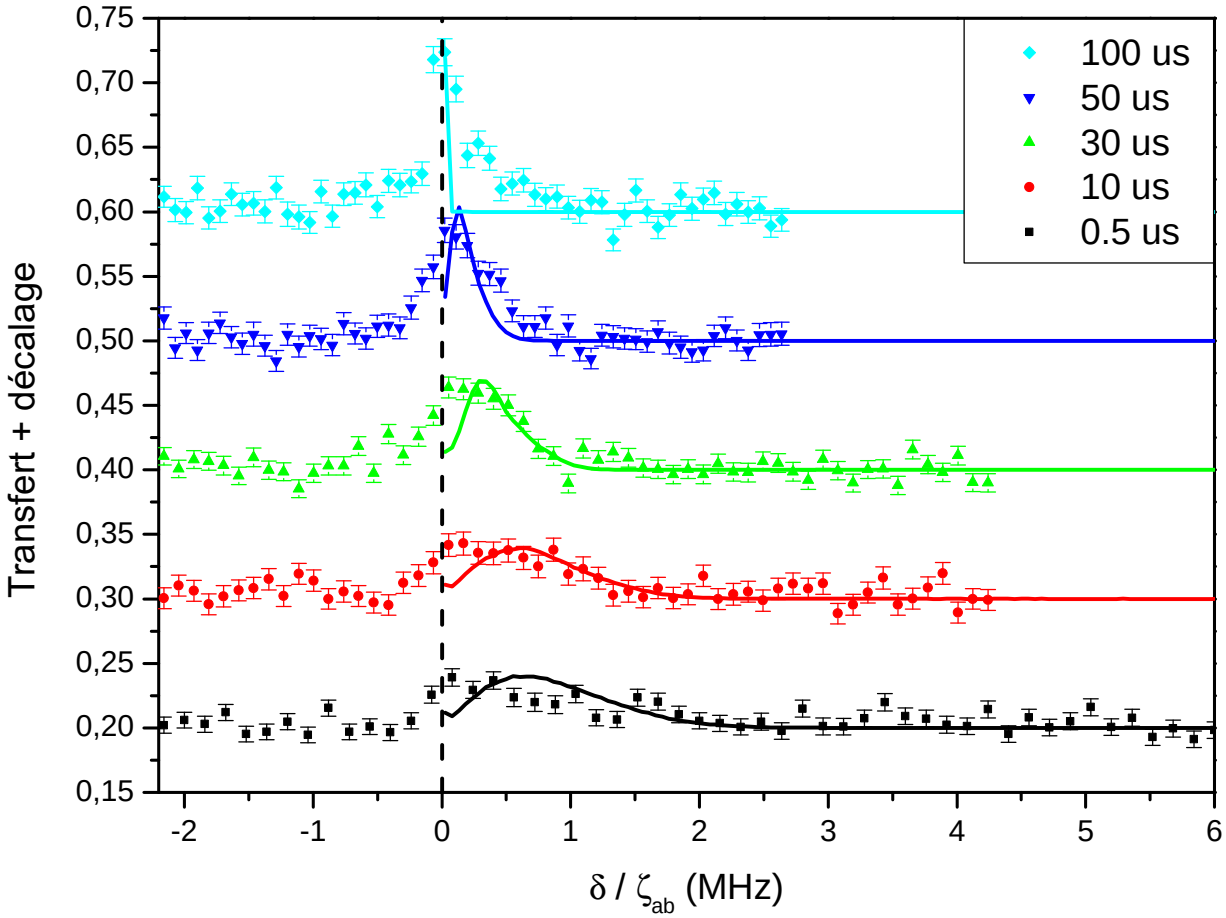


FIGURE IV.15 – Spectres micro-onde de la transition 60S $\rightarrow$ 57S, enregistrés à des délais différents entre l'impulsion laser d'excitation et l'impulsion micro-onde (indiqués dans la légende). L'origine de l'axe vertical des spectres est décalée différemment, pour la visibilité. Les lasers sont en résonance pour la transition à deux photons 5S $\rightarrow$ 60S. L'axe des abscisses est divisé par le facteur $\zeta_{60S,57S} = 1,31$. La durée de l'impulsion micro-onde est de 6 µs, et la fréquence de Rabi correspondante est de 83 kHz. Après l'excitation atomique vers les états 60S, l'interaction répulsive entre les atomes cause l'expansion du nuage. Cette expansion se traduit par un décalage de l'énergie d'interaction atomique vers les basses énergies. L'amplitude et l'origine de l'axe vertical des simulations de Monte Carlo superposées aux spectres expérimentaux sont ajustées aux courbes expérimentales. Les résultats de la simulation prennent en compte le mouvement.

montre une largeur finie. Cette largeur est limitée par la durée de l'impulsion micro-onde, qui vaut $1/\Delta t_\mu = 167$ kHz.

Les figures IV.17 et IV.18 montrent l'évolution mécanique d'un ensemble d'atomes dans l'état 60S excités à partir de l'état fondamental avec un désaccord laser de 1 MHz et 2 MHz, respectivement, par rapport à la transition 5S $\rightarrow$ 60S. Les conditions expéri-

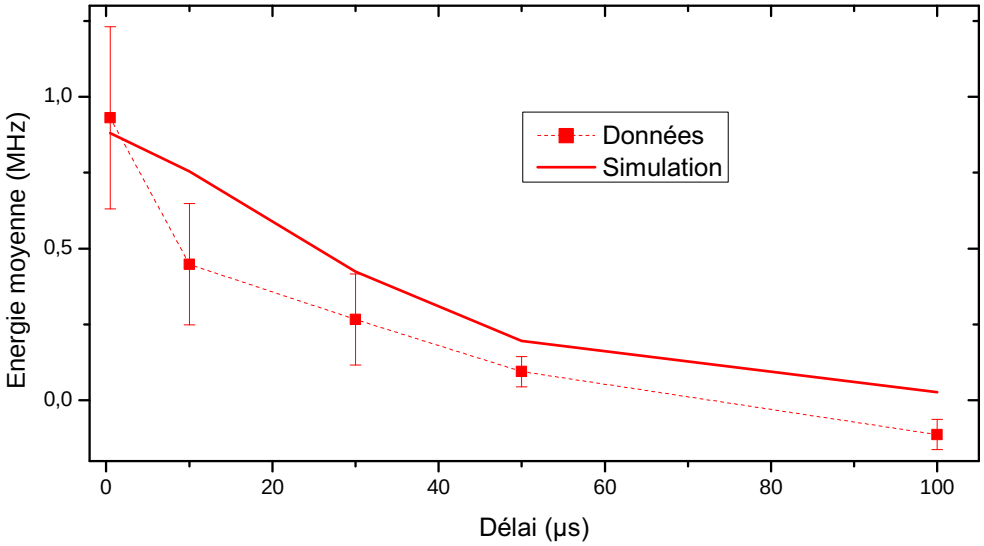


FIGURE IV.16 – Évolution de l'énergie moyenne des spectres micro-onde d'un ensemble d'atomes 60S excités à résonance, comme fonction du temps (carrés rouges), mesurée à partir des spectres de la figure IV.15. L'évolution calculée par simulation Monte Carlo est montrée en traits pleins. Le mouvement d'expansion mécanique du nuage explique bien l'évolution temporelle observée.

mentales sont les mêmes que celles utilisées pour l'enregistrement des spectres de la figure IV.13, à l'exception de la durée et de la fréquence de Rabi des impulsions micro-onde. Les spectres sont fortement élargis par interaction quand le délai entre l'impulsion laser et l'impulsion micro-onde est court, et la fréquence de Rabi doit alors être de l'ordre de 500 kHz pour que le signal sur bruit des spectres nous permettent de les observer dans un temps d'acquisition raisonnable. C'est à noter que la durée de l'impulsion micro-onde utilisée dans ce cas, 1 µs, élargit les spectres de 1 MHz, ce qui est bien plus petit que leur largeur naturelle en ce moment. Pour les grands délais, par contre, lorsque l'énergie d'interaction devient petite à cause de l'éloignement spatial des atomes, la fréquence de Rabi doit être diminuée et la durée de l'impulsion micro-onde augmentée, afin de ne pas élargir le spectre. Les fréquences de Rabi et les durées d'impulsion pour les séries à désaccord laser de 1 et 2 MHz sont indiquées sur les légendes des figures IV.17 et IV.18.

Comme pour le cas de l'évolution de l'ensemble préparé à résonance, l'explosion mécanique semble bien expliquer la variation temporelle des spectres. La série de spectres à 1 MHz montrent que la simulation Monte Carlo et l'évolution mécanique classique reproduisent convenablement l'énergie moyenne du nuage, à tous les délais. Cela peut être aussi vu sur la figure IV.19, où les énergies moyennes sont montrées comme fonction du temps, pour les spectres expérimentaux et pour les spectres calculés numériquement. La largeur des spectres est par contre plus importante que ce qui est calculé par la simulation Monte Carlo. Cela a déjà été discuté dans le paragraphe précédent sur les spectres

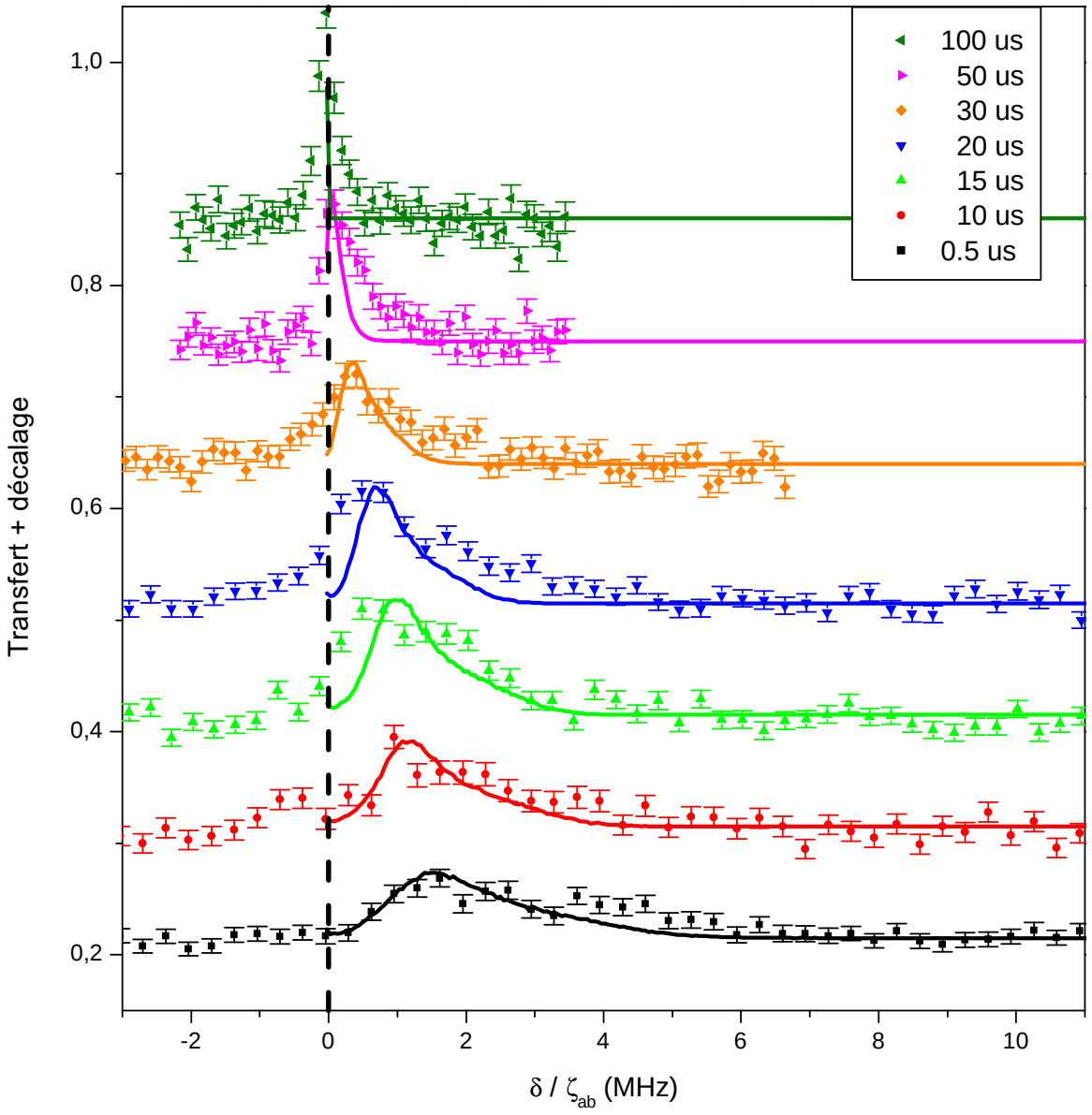


FIGURE IV.17 – Spectres micro-onde de la transition 60S → 57S, enregistrés à des délais différents entre l'impulsion laser d'excitation et l'impulsion micro-onde (indiqués dans la légende). L'origine de l'axe vertical des spectres est décalée différemment, pour la visibilité. Le désaccord entre la somme des fréquences des deux photons laser et la transition 5S → 60S est de 1 MHz. L'axe des abscisses est divisé par le facteur $\zeta_{60S,57S} = 1,31$. L'amplitude et l'origine de l'axe vertical des simulations de Monte Carlo sont ajustées aux courbes expérimentales. Les fréquences de Rabi et durées des impulsions micro-onde utilisées pour enregistrer chaque spectre sont : 500 kHz et 1 µs pour les délais 0,5, 10, 15 et 20 µs ; 167 kHz et 3 µs pour 30 µs ; et 83 kHz et 6 µs, pour les délais 50 et 100 µs.

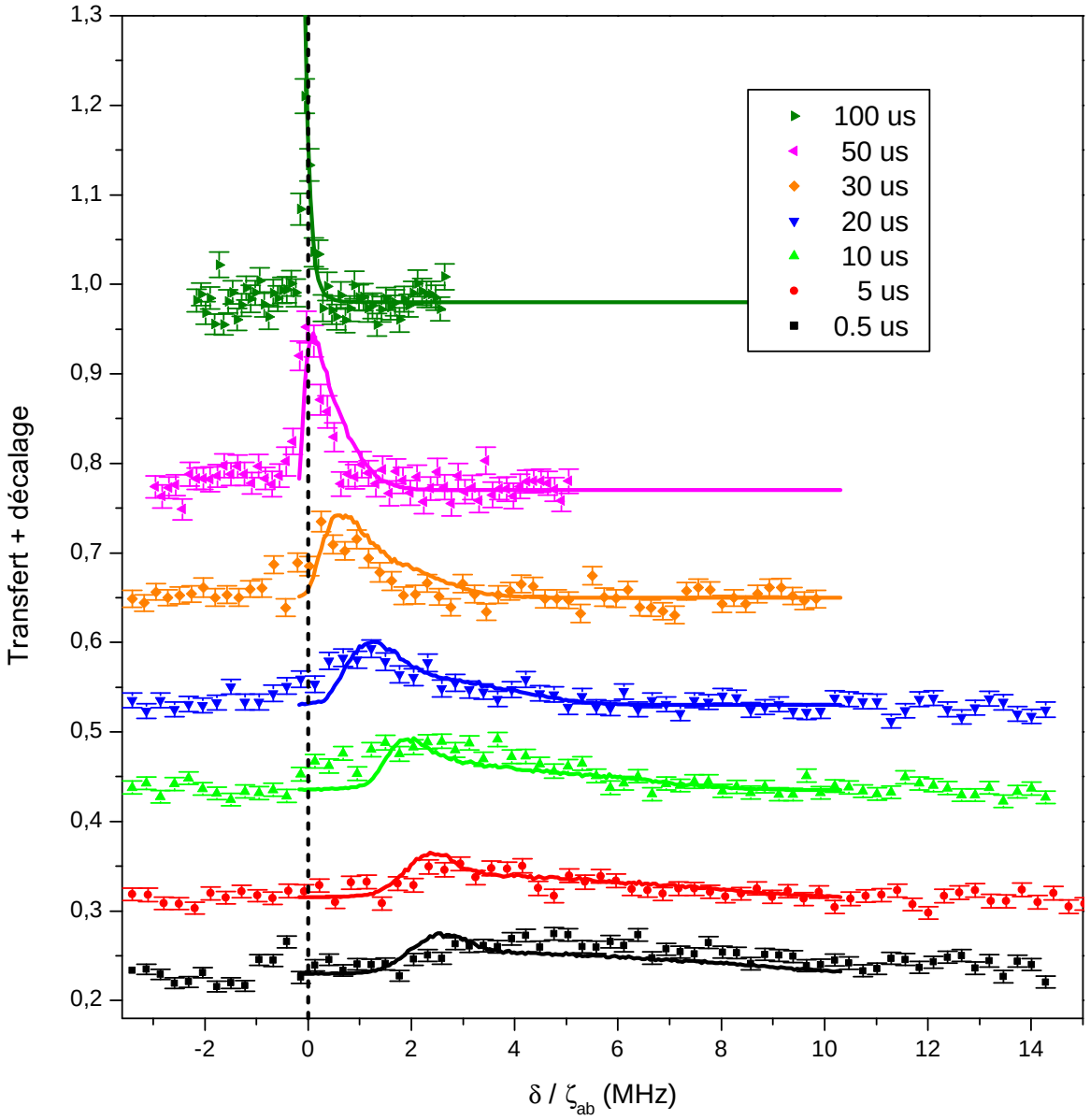


FIGURE IV.18 – Spectres micro-onde de la transition 60S $\rightarrow$ 57S, enregistrés à des délais différentes entre l'impulsion laser d'excitation et l'impulsion micro-onde (indiqués dans la légende). L'origine de l'axe vertical des spectres est décalée différemment, pour la visibilité. Le désaccord entre la somme des fréquences des deux photons laser et la transition 5S $\rightarrow$ 60S est de 2 MHz. L'axe des abscisses est divisé par le facteur $\zeta_{60S,57S} = 1,31$. L'amplitude et l'origine de l'axe vertical des simulations de Monte Carlo sont ajustées aux courbes expérimentales. Les fréquences de Rabi et durées des impulsions micro-onde utilisées pour enregistrer chaque spectre sont : 500 kHz et 1 µs pour les délais 0,5, 5 et 10 µs ; 300 kHz et 1,7 µs pour 20 et 30 µs ; 167 kHz et 3 µs pour 50 µs ; et 83 kHz et 6 µs pour le délai 100 µs.

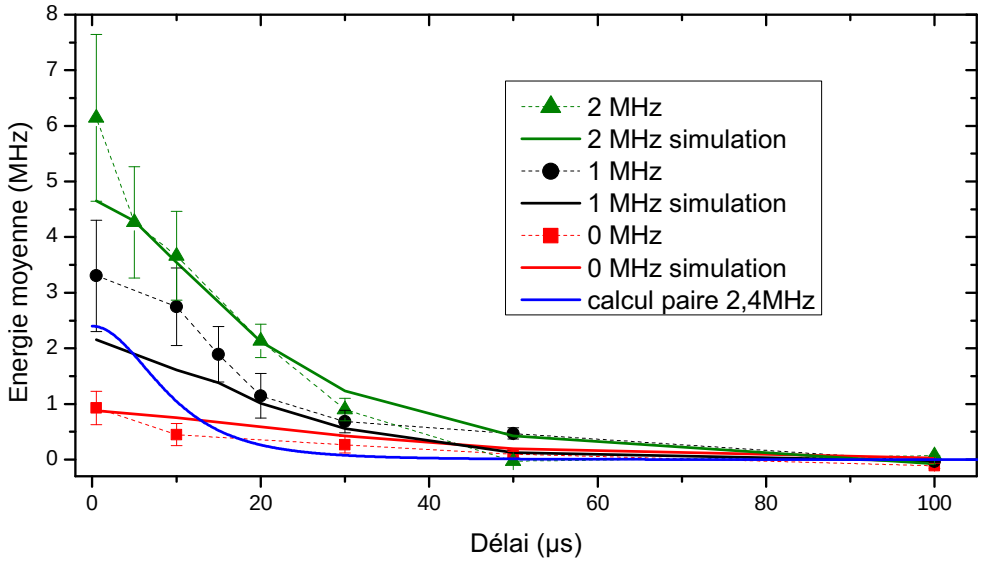


FIGURE IV.19 – Évolution de l'énergie moyenne des spectres micro-onde d'un ensemble d'atomes 60S excités à plusieurs désaccords laser, comme fonction du temps, à partir des spectres montrés dans les figures IV.15, IV.17 et IV.18. Nous voyons que le mouvement d'expansion mécanique du nuage reproduit bien l'évolution temporelle de ces spectres. En comparaison, nous montrons la courbe calculée pour une paire d'atomes avec énergie d'interaction initiale égale à 2,4 MHz. Elle évolue à une échelle de temps plus rapide que les ensembles à plusieurs atomes.

micro-onde en fonction du désaccord laser d'excitation : cette sous-estimation de la largeur est liée au fait que la simulation Monte Carlo néglige la cohérence entre les atomes, et par conséquent les processus d'excitation collective ; elle néglige aussi les processus d'excitation résonants à plusieurs atomes, comme l'excitation de paires à désaccord 2δ.

Dans le cas de la série de spectres à désaccord laser 2 MHz, le fait que la simulation prévoit une largeur moins importante, spécialement du côté des grands désaccords, est aussi visible sur l'évolution mécanique. En effet, l'évolution de l'énergie des atomes à forte interaction doit être plus rapide que celle des atomes à petite interaction initiale, selon le calcul du mouvement d'une paire d'atomes montré sur la figure IV.14. Pour des délais supérieurs à 10 µs, les spectres expérimentaux présentent déjà des atomes à désaccord nul, alors que les courbes calculées n'y arriveront que plus tard. Les spectres à grand délais pour les désaccords de 1 et 2 MHz présentent le même élargissement supplémentaire par durée de l'impulsion micro-onde rencontré dans la série enregistrée avec une excitation laser résonante, qui n'est pas pris en compte par les courbes simulées.

Le mouvement d'expansion de l'ensemble d'atomes 60S mesuré par les spectres présente une échelle de temps plutôt plus lente que l'échelle typique calculée pour une paire d'atomes isolée. Le calcul pour une paire d'atomes d'énergie d'interaction dipolaire

initiale de 2,4 MHz est montrée sur le graphique IV.19, pour comparaison avec l'évolution de l'énergie moyenne des ensembles atomiques. Lors de la création d'un ensemble d'atomes de Rydberg en interaction, l'expansion du nuage dense en raison de l'interaction répulsive sera plus lente que l'expansion d'une paire d'atomes de même énergie initiale moyenne d'interaction, car les atomes se gênent mutuellement. L'échelle de temps mesurée pour les différents désaccords, considérée comme le temps pour que l'énergie moyenne diminue d'un facteur 2, varie en effet entre 30 et 50 µs.

Une dernière précision quant à ces mesures concerne la perte d'atomes de l'ensemble par temps de vie, qui contribue aussi à la diminution de l'énergie moyenne d'interaction entre les atomes. Cet effet est inclus dans le calcul d'expansion du nuage, mais il ne fait qu'une petite contribution au déplacement des spectres. Si nous ne considérons que cet effet dans le calcul et négligeons le mouvement, l'échelle de temps du déplacement de l'énergie moyenne des spectres devient la même que le temps de vie, 210 µs.

IV.4 Spectroscopie 5S → 60S à différentes durées d'impulsion laser

Nous terminons ce chapitre sur quelques spectres enregistrés pour différentes durées d'impulsion laser. Le but de cette dernière partie est d'identifier dans quelle mesure le mouvement atomique induit par l'interaction répulsive est important dans la compréhension du phénomène de blocage dipolaire. En particulier, nous étudions le comportement de l'évolution du nombre d'atomes de Rydberg créé en fonction de la durée d'excitation et du désaccord laser. Nous présenterons enfin des courbes de saturation du nombre d'atomes de Rydberg dans un nuage atomique.

La série de courbes de la fig. IV.20 représente la quantité d'atomes 60S excités comme fonction de la durée de l'impulsion laser, pour différents désaccords laser. Elle a été enregistrée dans un piège de densité spatiale au centre $(2,6 \pm 0,6)10^{11}$ cm^{-3}, nombre d'atomes $N = (8100 \pm 1700)$ et température (1500 ± 200) µK. Les rayons du nuage à $e^{-1/2}$ font $(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = (35,3(50); 7,9(11); 7,3(10))$ µm. La courbe à désaccord nul atteint une première saturation pour une durée de ∼10 µs, puis elle monte avec une pente plus basse, et présente une saturation à une valeur constante pour des durées de l'ordre de 300 µs. Cette forte saturation est le résultat des pertes par temps de vie des atomes de Rydberg, qui compensent la quantité d'atomes de Rydberg créés par excitation. Le premier changement de régime entre la pente rapide et la montée linéaire plus lente est un effet de blocage dipolaire, et aussi du mouvement des atomes de Rydberg, qui font de la place à des nouvelles excitations. A partir de 300 comptes, il faut aussi considérer que la détection est moins efficace, et qu'un effet de saturation, mesuré dans le chapitre III, vient s'ajouter. Néanmoins, nous n'observons pas une saturation nette, comme il est décrit dans d'autres références [42]. La seule saturation à une valeur constante arrive en raison de la

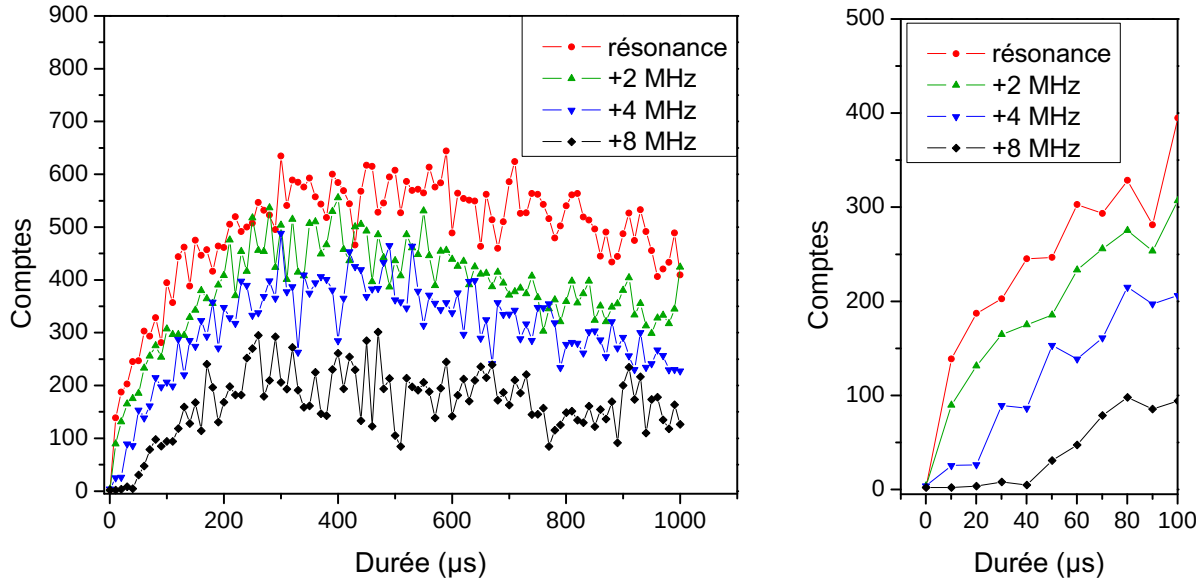
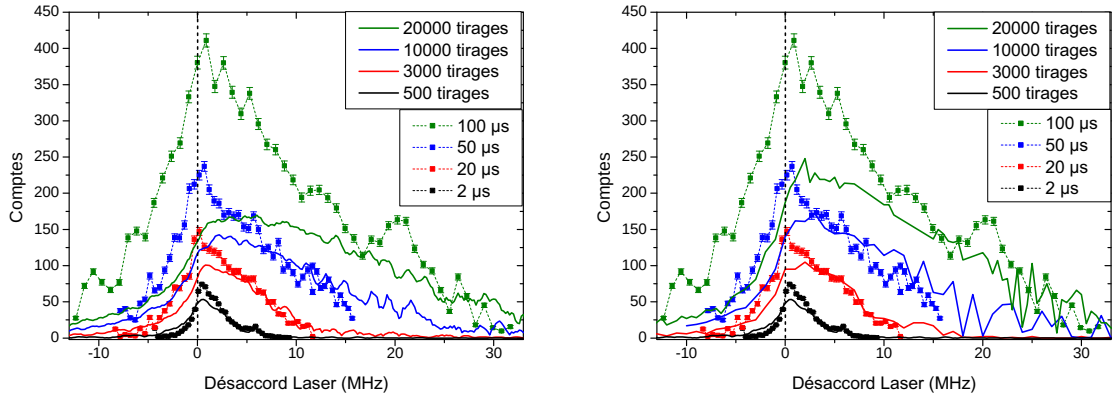


FIGURE IV.20 – Courbes d'excitation 5S → 60S comme fonction de la durée de l'impulsion laser, pour différents désaccords. La densité du nuage au centre est de $2{,}6 \times 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Le graphique (b) montre le détail du graphique (a) pour les durées courtes.

durée de vie des atomes de Rydberg. La petite baisse du niveau de saturation à des durées d'impulsion proches de la milliseconde est interprétée comme un effet du dépompage des atomes du niveau fondamental par le laser rouge, ce qui fait que le nombre d'atomes de Rydberg créé diminue.

Les courbes à désaccord plus grands ont des pentes moins importantes au début. La dernière courbe, correspondant à 8 MHz de désaccord, présente un comportement de seuil : La probabilité d'excitation d'atomes est très basse au début de l'impulsion laser. Après que quelques excitations sont présentes, par contre, la pente est assez linéaire et comparable à celle des autres courbes désaccordées. Ce phénomène est interprété comme un effet du mécanisme de formation d'agrégats décrit auparavant. L'excitation d'atomes à grands désaccords laser dépend de l'apparition d'un premier atome excité par un processus non-résonant, et le temps pour cette apparition est d'autant plus long que le désaccord est plus important par rapport à la largeur de la transition. A partir de l'apparition d'une première graine, un agrégat peut grandir autour par excitations résonantes d'atomes proches. Le fait que la pente du nombre d'atomes a une petite dépendance avec le désaccord laser, une fois la première graine apparue, est attendu. En effet, le volume de la région autour d'un agrégat d'atomes de Rydberg dans laquelle les atomes sont en résonance avec l'excitation laser désaccordée présente une petite dépendance avec le désaccord du laser, à cause de la forte dépendance de l'interaction dipolaire, en R^{-6}, avec la distance R entre les atomes.



(a) (b)

FIGURE IV.21 – Points, unis par des lignes pointillées : spectres d'excitation 5S → 60S dans des pièges magnétiques de densité atomique au centre $(2,1\pm0,7).10^{12}$ cm^{-3} et rayons à $e^{-1/2}$ $(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = (23.6(30); 4.5(7); 4,2(6))$ µm, pour différentes durées d'impulsion laser. La résonance à un atome est indiquée en pointillés noirs. Le pic fin qui apparaît à 6,1 MHz de la résonance, visible surtout à petites durées de pulse laser, correspond à l'excitation d'atomes dans le sous-niveau $m_F = +1$, y pompés par le laser rouge d'excitation. Courbes en trait plein : résultats des simulations Monte Carlo des spectres laser dans un piège de mêmes conditions. Les spectres théoriques de la figure (a) sont enregistrés sans prendre en compte le mouvement des atomes en raison de leur énergie d'interaction. Les courbes (b) ajoutent cet effet pendant l'évolution du nombre de Rydbergs du nuage.

IV.4.1 Spectres laser à différentes durées d'impulsion

Les spectres de la figure IV.21a (les points) ont été enregistrés dans un piège de conditions similaires aux pièges utilisés pour l'enregistrement des spectres micro-onde. Le nuage présente des rayons à $e^{-1/2}$ $(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = (23,6(30); 4,5(7); 4,2(6))$ µm, une température de $(500 \pm 150)nK$, nombre d'atomes 12000 ± 1000 et densité spatiale au centre $(2,1 \pm 0,7).10^{12}$ cm^{-3}. La fréquence de Rabi de l'excitation est de 400 kHz. La largeur des spectres évolue avec la durée de l'impulsion, à cause de l'effet de seuil pour l'excitation à grands désaccords.

Les courbes en trait plein superposées aux données sont la prédiction de notre simulation Monte Carlo. Une question subtile sur ce point consiste en la détermination d'une vraie échelle de temps physique pour la simulation. Un choix naturel serait de supposer que, pour des impulsions laser bien plus longues que le temps de cohérence de l'excitation, et un échantillonnage qui soit assez grand pour explorer suffisamment l'espace des distributions de distance possible entre les atomes, le temps est proportionnel au nombre

d'atomes tirés au hasard. Au lieu de fixer le nombre de Rydbergs produit, comme nous avons fait pour reproduire les spectres, nous fixons désormais le même nombre de tirages au sort d'atomes pour chaque désaccord, et nous comparons les spectres ainsi calculés aux spectres enregistrés expérimentalement. En superposant les spectres simulés aux courbes expérimentales, nous trouvons une correspondance entre nombre de tirages et durée de l'impulsion laser. Cette superposition est faite dans la figure IV.21a, où nous avons choisi pour la comparaison les courbes théoriques qui s'ajustaient mieux au comportement des spectres pour les grands désaccords. Ce choix détermine une correspondance assez linéaire entre la durée expérimentale de l'impulsion laser et le nombre de tirages de la simulation, avec une pente d'environ 200 tirages/µs.

Cet accord montre que le comportement de seuil pour l'excitation à grands désaccords est bien reproduit par notre courbe expérimentale, avec un temps d'excitation de la première graine chaque fois plus important, puis une croissance rapide du nombre d'excitations par excitations résonnantes. Ces raies semblent, néanmoins, ne pas bien reproduire le comportement de l'excitation à petits désaccords, spécialement pour des grandes durées d'impulsion laser. Nous pouvons incorporer le mouvement atomique dans ces simulations, à partir de la correspondance 200 tirages/µs trouvée par la superposition des spectres à grands désaccords. Le résultat de la simulation Monte Carlo avec mouvement atomique est présenté dans la figure IV.21b. L'accord entre la théorie et l'expérience semblent assez satisfaisant pour les désaccords intermédiaires, et meilleur aussi pour les petits désaccords. Il reste toutefois une différence importante entre la simulation et les données dans la région de désaccord entre -10 et $+10$ MHz, à grandes durées d'impulsion laser. Il est intéressant de remarquer que le désaccord entre la théorie et le simulation est plutôt symétrique par rapport au désaccord nul ; par ailleurs, la largeur vers les désaccords négatifs est sous-estimé par le calcul. Nous pensons que la fréquence de Rabi collective dans les volumes de blocage dipolaire à grand nombre d'atomes est aussi responsable de ce désaccord. Nous avons estimé plus haut la fréquence de Rabi collective au centre du nuage, de 12,9 MHz. La demi-largeur à mi-hauteur de 7 MHz, mesurée à droite du spectre à durée d'impulsion laser de 100 µs pourrait être expliquée par une distribution de fréquences de Rabi collectives dans le nuage, des régions plus denses aux régions moins denses aux extrémités. Ces effets d'excitation collective apparaîtraient alors après que l'excitation aurait explorée toute l'extension spatiale du nuage atomique. Nous pourrons prochainement répondre à cette question, lors que cet effet sera intégré dans nos simulations.

Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre des mesures de la distribution d'énergies d'interaction d'atomes de Rydberg, par spectroscopie micro-onde des transitions vers d'autres états. Nous avons établi d'abord le Hamiltonien qui décrit la spectroscopie d'une transition entre deux niveaux de Rydberg différents, pour des atomes en forte interaction dipolaire. Les distributions d'énergie des atomes dans le niveau 60S ont alors été mesurées, pour

plusieurs désaccords de l'impulsion laser d'excitation des états de Rydberg. Nous avons vérifié ainsi que les désaccords positifs favorisent l'excitation d'atomes spatialement proches, et concentrés dans les régions de haute densité du nuage. Nous avons aussi montré qu'une partie importante des atomes créés par l'excitation laser à résonance sont dans les ailes du nuage thermique.

Ensuite, nous avons fait des spectres micro-onde des atomes de Rydberg en forte interaction, à plusieurs délais entre l'impulsion laser d'excitation et l'impulsion micro-onde, et nous avons observé que l'énergie moyenne des atomes de l'ensemble diminue comme fonction de ce délai. Le temps de vie des atomes de Rydberg est clairement insuffisant pour expliquer cette diminution, qui a été interprétée comme une conséquence de l'expansion de l'ensemble d'atomes de Rydberg par l'interaction dipolaire répulsive. Ces résultats sont en bon accord avec les prédictions d'un calcul simple d'expansion mécanique classique de ce nuage. L'échelle de temps de l'expansion est d'environ 40 µs, et les atomes gagnent déjà aux premières µs une énergie cinétique bien plus importante que l'énergie moyenne thermique des atomes dansa le niveau fondamental. Cela établit une limite à l'utilisation de l'approximation de « gaz gelé » pour traiter les ensembles d'atomes de Rydberg en interaction.

Nous avons terminé ce chapitre par des mesures de la quantité d'atomes dans le niveau 60S excités dans le nuage, comme fonction de la durée de l'impulsion laser et de son désaccord. La comparaison de ces mesures avec un modèle Monte Carlo de l'excitation laser ont montré que le mouvement des atomes de Rydberg doit être considéré pour la compréhension des spectres à délais d'impulsion laser supérieurs à 20 µs. Le décalage entre le modèle Monte Carlo et les résultats expérimentaux pour l'excitation laser à petits désaccords semble montrer que des effets d'excitation collective au sein du nuage, qui ne sont pas pris en compte par la simulation, jouent un rôle pour des durées d'impulsion laser supérieures à 20 µs. Cette interprétation est néanmoins préliminaire. Un raffinement du modèle, et des mesures supplémentaires des spectres micro-onde des ensembles atomiques ainsi excités pour différentes durées de l'impulsion laser, pourront éclaircir cette question.

Conclusion

Nous nous sommes intéressés pendant ce travail de thèse à la physique de l'excitation d'atomes de Rydberg dans des nuages denses. Le dispositif expérimental utilisé pour le piégeage magnétique d'atomes de ^{87}Rb froids, une puce à atomes supraconductrice placée dans un environnement cryogénique, est particulièrement adaptée à l'obtention de pièges magnétiques confinés sur les trois directions de l'espace, et à l'obtention de long temps de cohérence pour des atomes de Rydberg protégés du rayonnement du corps noir. La première direction que nous avons suivie a été l'excitation d'atomes de Rydberg dans un condensat de Bose-Einstein de taille plus petite que le rayon de blocage dipolaire, afin d'obtenir un seul atome de Rydberg dans le nuage de façon déterministe. Les difficultés expérimentales liées à la préparation d'un condensat de Bose-Einstein à petit nombre d'atomes et à grande pureté nous ont empêché de parvenir à cette première fin, même si quelques pas importants ont été faits dans cette direction. Citons parmi eux le contrôle des champs électriques à proximité de la surface de la puce à atomes, grâce à un dépôt de rubidium sur cette surface ; ou alors, le déplacement précis du centre du nuage atomique sans exciter des oscillations de son centre de masse, à la précision déterminée par la résolution optique de l'imagerie ($\sim$5 µm).

Nous avons aussi développé une nouvelle méthode de mesure de la distribution d'énergie d'un ensemble d'atomes de Rydberg en forte interaction. Cette méthode consiste à sonder les transitions micro-onde vers des niveaux de Rydberg proches en énergie. Nous excitons initialement des atomes dans le niveau 60S. Après avoir étudié expérimentalement les transitions vers les niveaux 61S et 57S, une analyse théorique nous a montré que cette dernière était particulièrement adaptée pour la mesure de la distribution d'énergies d'interaction des atomes 60S. Nous avons ainsi pu mesurer les distributions d'énergie d'atomes excités avec différents désaccords de la lumière laser. Cela a montré que l'excitation laser à résonance créé une distribution d'atomes de Rydberg qui s'étale dans un volume des dizaines de fois plus grand que le volume typique du nuage froid, par excitation d'atomes dans les ailes du nuage. Nous ne voyons pas non plus sur le spectre des énergies des atomes de Rydberg la fréquence de Rabi collective, qui serait l'échelle d'énergie importante dans les régions denses du nuage, où un nombre d'atomes de l'ordre de 1000 est présent dans un seul volume de blocage. La spectroscopie micro-onde des ensembles d'atomes de Rydberg excités avec un désaccord laser de 2 MHz a montré un comportement très différent, par rapport à l'excitation résonante : alors que moins d'atomes sont créés, presque aucun

atome ne se trouve à faible énergie d'interaction (i.e, à grande distance des autres). Nous identifions clairement dans ce spectre le phénomène d'agrégation dans l'excitation d'atomes de Rydberg à interaction répulsive avec un désaccord laser positif.

L'observation de l'évolution de l'énergie moyenne des atomes de Rydberg en interaction comme fonction du délai après l'excitation laser a constitué une mesure directe du mouvement d'explosion du nuage d'atomes de Rydberg à cause de l'interaction répulsive. Ce mouvement a une échelle de temps que varie entre 30 et 50 µs, aussi bien dans le cas d'une excitation laser à résonance que dans le cas de l'excitation désaccordée de 2 MHz. Les vitesses acquises par les atomes de Rydberg sont dix fois plus importantes, de l'ordre de 10 cm/s, que la vitesse moyenne thermique des atomes dans l'état fondamental. Cela invalide l'approximation de gaz gelé, déjà pour des impulsions laser de durée supérieure à 30 µs.

Perspectives

Vers l'excitation collective déterministe d'un atome de Rydberg

Pour l'obtention de l'excitation déterministe d'un seul atome de Rydberg à partir d'un condensat de Bose-Einstein, quelques améliorations du dispositif expérimental peuvent être envisagées. L'expérience acquise avec la manipulation des pièges magnétiques créés par la puce à atomes fabriquée et utilisée pendant cette thèse nous permet d'imaginer une nouvelle version, qui garantira un meilleur confinement spatial. Des essais de dépôt de couches plus épaisses de niobium pourraient aboutir à des fils à plus grand courant critique, pour une même largeur. Ensuite, la phase de première capture du piège magnétique, et la phase de piégeage pour l'excitation de Rydberg, pourraient se faire dans des fils Z de bras de longueur différente. Le premier a besoin d'un piège profond, alors que le second a besoin d'un piège confinant. D'autres géométries de pistes peuvent être envisagées, comme l'utilisation de « dimple traps » [31], qui peuvent être plus symétriques sur les trois directions de l'espace [124]. Le nuage thermique résiduel du condensat de Bose-Einstein, qui est difficile à voir avec la résolution actuelle du système d'imagerie, reste néanmoins encore un problème pour cette voie. L'installation d'éléments optiques dans le cryostat serait une direction pour améliorer la résolution du système d'imagerie et avoir plus d'informations sur la dimension des petits condensats.

L'excitation d'un niveau de nombre quantique principal n plus grand aidera aussi à l'excitation collective d'un atome unique. Le choix initial du niveau 60S était justifiée par les grands gradients de champ électrique à proximité de la puce à atomes. Comme l'effet Stark varie en n^4, la largeur de la transition augmente fortement en augmentant le nombre quantique principal, ce qui diminue le rayon de blocage. L'élargissement actuel de la transition 5S $\rightarrow$ 60S dû aux gradients et aux bruits de champ électrique sur les électrodes est estimée à 60 kHz, à partir des mesures de champ par spectroscopie micro-onde. La

largeur de la transition est actuellement plutôt limitée par la largeur du système laser d'excitation, 600 kHz. La variation de l'effet Stark en n^4 prédit que l'élargissement par effet Stark de la transition 5S → 80S sera de 190 kHz, encore petit par rapport à la largeur des lasers. L'énergie d'interaction de Van der Waals varie en n^{11}, et le rayon de blocage varie alors en $n^{11/6}$. Passer à l'excitation d'atomes dans l'état 80S permettrait de multiplier le rayon de blocage actuel par un facteur 1,7.

Exploiter la mesure de distribution d'énergie d'interaction par spectroscopie micro-onde

La méthode de mesure décrite dans cette thèse ouvre des perspectives très intéressantes pour le sondage d'atomes de Rydberg en forte interaction. Dans un premier moment, passer d'une géométrie de piège magnétique 3D à une géométrie de piège 1D (pour laquelle les dimensions radiales du nuage en forme de cigare seront bien plus petites que la distance préférentielle d'excitation d'atomes de Rydberg déterminée par le désaccord laser) pourra simplifier l'interprétation des spectres enregistrés dans des ensembles d'atomes de Rydberg créés à désaccord laser δ positif. En effet, l'excitation d'atomes de Rydberg dans un piège 1D créera des excitations à des distances préférentielles, fonction du désaccord de la lumière laser [57]. On peut s'attendre à retrouver dans ce cas la fonction de corrélation spatiale imprimée sur la distribution d'énergies du nuage. Si nous réalisons cette mesure pour un petit nombre d'atomes de Rydberg créé, nous pouvons espérer répondre à la question sur le processus d'excitation de la première graine de l'agrégat, à savoir si l'énergie d'interaction de la paire atomique créée au départ vaut δ ou 2δ (*cf.* les deux processus d'excitation décrits dans la figure IV.3 du chapitre IV). Cette réponse doit dépendre, par ailleurs, de la densité d'atomes du nuage. Cette dépendance pourrait alors être mesurée.

Nous avons observé dans le piège 3D une distribution spatiale des atomes de Rydberg créés à résonance qui mérite aussi d'être explorée. En particulier, il serait intéressant de savoir si pour des durées plus longues de l'impulsion laser, le mécanisme d'excitation collective dans des volumes de blocage contenant plusieurs atomes apparaîtrait dans le spectre des énergies du nuage. L'étude de cette échelle d'énergie comme fonction de la densité d'atomes du nuage pourrait aussi éclaircir le vrai rôle de ce mécanisme dans le blocage dipolaire d'excitations dans les pièges denses. Bien sûr, le mouvement des atomes par interaction dipolaire répulsive, mesuré dans cette thèse, devra être pris en compte, et pourra éventuellement limiter la cohérence de ces processus à plusieurs corps. L'évolution du spectre d'énergie des atomes de Rydberg créés à des désaccords laser positifs, comme fonction de la durée de l'impulsion laser, pourra aussi apporter des informations sur l'évolution de la taille des agrégats au sein du nuage.

La mesure du mouvement des atomes de Rydberg rendue possible par la spectroscopie micro-onde pourrait être appliquée à l'étude des collisions entre atomes de Rydberg, résolue en espace et en temps. Les collisions entre atomes de Rydberg en raison de

l'interaction dipolaire ont été étudiées, d'abord, en mesurant le transfert résonant de ces atomes vers d'autres niveaux de Rydberg [14]. La résolution temporelle des processus de collision a été possible, ensuite, par l'observation de l'évolution temporelle des populations des niveaux de Rydberg [125] ou par l'évolution de la quantité d'ions créée par ionisation de Penning [64, 65], suite aux collisions. L'observation du mouvement des atomes de Rydberg apporterait en plus une résolution spatiale des collisions : la mesure de leur énergie d'interaction comme fonction du temps donnera une mesure de la distance de ces atomes, et accompagnée du comptage des ions créés ou du transfert vers d'autres niveaux de Rydberg, on pourra mesurer à quelles distances interatomiques ces processus ont lieu.

Phénomènes de transport dans des gaz d'atomes de Rydberg

Le Hamiltonien (IV.19) du chapitre IV, qui décrit les atomes de Rydberg en interaction couplés à un autre niveau de Rydberg par la micro-onde, présente dans le cas général un terme de couplage non-diagonal d'interaction dipolaire entre les états d'excitation micro-onde localisée sur un atome. Nous avons choisi, pour les mesures décrites dans le chapitre IV, une transition micro-onde pour laquelle ce couplage est négligeable, afin de pouvoir extraire des informations quantitatives sur la distribution d'énergies d'interaction des atomes dans le niveau 60S. Néanmoins, le choix opposé établi un couplage entre les états à une excitation, et cette excitation peut se propager de façon cohérente entre les atomes 60S du nuage. Un exemple de système où cet effet serait plus facilement observable est donné par le piège 1D. Dans un piège 1D, on s'attend à l'excitation laser d'atomes 60S à des distances interatomiques définies. Par ailleurs, le processus d'excitation, et les effets de bord dans un petit piège, feront que les énergies d'interaction de chaque atome avec le reste seront différentes entre elles [57]. Le transport d'une excitation par cette chaîne pourrait alors être sondé, en mesurant la probabilité d'excitation pour chaque atome de la chaîne comme fonction du temps par une spectroscopie micro-onde vers un troisième niveau de Rydberg.

ORESTE
Un Dieu m'a illuminé.

CHOEUR
Quel Dieu ?

ORESTE
Vous ne le connaissez sans doute que de nom
pour l'avoir entendu chez des gens
venus de l'Attique. Elle s'appelle Athéna.

...

C'est la toute dernière des Dieux. Elle n'est pas née
dans les temps anciens, son accouchement
ne se perd pas dans la nuit des siècles.
C'est aujourd'hui qu'elle est venue au monde, parmi nous.
Comme si nous l'avions conçue nous-mêmes...
Son heure n'est pas l'aube ou le crépuscule :
mais le coeur du jour, et son culte
n'exige pas des sanctuaires à l'écart dans les champs :
ses lieux sont plutôt les marchés, les places,
les bancs, les écoles, les stades, les ports,
les usines. Les jeunes la connaissent plus que nous.
C'est dans la foule et dans la lumière
qu'elle se présente.
E pourquoi ? Parce qu'elle n'a pas de parents.
Elle n'est pas née de la manière obscure et abominable
dont nous naissons – et dont les autres Dieux sont nés aussi –,
d'un amour entre deux inconnus
qui en d'autres temps se sont unis,
adultes déjà, bien avant nous,
sous les soleils du passé, aux indescriptibles
saisons des vols nuptiaux.
Elle n'a pas connu l'attente dans les viscères,

comme un veau ou comme un chien : non, elle n'est pas sortie
à la lumière en tâtonnant dans l'obscurité d'une mère animale
Une fois au monde, elle n'a pas eu, de part et d'autre de son
petit corps
baigné de larmes, un père et une mère géants.
Elle n'a pas été immédiatement agitée par le souci
de devenir comme eux,
digne de leurs saints idéaux.
Elle ne connaît rien du calvaire
d'une chair qui grandit et d'un rien du tout qui prend la forme
de ce à quoi il devra ressembler : elle n'a pas eu
une mère folle ou trop humble,
une mère esclave du père, ou tigresse
sanguinaire ou vache obéissante.
Elle a eu seulement un père.
Et c'est de la tête de ce père qu'elle est venue au monde.
Aucun souvenir de chair impuissante
n'est donc resté au fond d'elle-même.
Elle n'a pas de souvenirs :
elle ne sait que le réel.
Ce qu'elle sait, le monde l'est :
il n'y a pas d'obstacles absurdes à sa connaissance.

Pier Paolo Pasolini, *Pylade*

Annexe A

Fabrication de la puce et caractérisation résistive des matériaux

Le processus de fabrication que nous avons mis en place est basé sur des procédures communes de microfabrication, déjà développées au sein du laboratoire, et utilisées pour la fabrication de la première puce à atomes de cette expérience par Gilles Nogues et Michael Rosticher. Nous avons revu certains aspects de la fabrication, essayé quelques améliorations, et dans cet annexe nous décrivons le processus final qui a été utilisé pour la fabrication de la puce utilisée tout au long de cette thèse. La caractérisation résistive des matériaux de la puce, et quelques essais importants, sont aussi détaillés.

A.1 Étapes de fabrication

La fig. A.1 schématise les différentes étapes du processus de fabrication du dispositif :

– **(i)** : Un substrat de silicium de dimensions 30 X 65 X 0,35 mm recouvert d'une couche d'oxyde, SiO_2, est nettoyé dans un bain de piranha (mélange de H_2SO_4 et de H_2O_2 en proportion 3 :1). Sur ce substrat une couche de Nb est déposée par pulvérisation cathodique. Afin de garantir la qualité du dépôt, le substrat ne doit pas trop chauffer, et alors le dépôt de Nb est faits par couches successives de 500 nm à une vitesse de 100 nm/min, avec des pauses de 1 min entre chaque couche déposée. L'ancienne puce était faite avec une épaisseur de 1 µm. Nous avons décidé de faire une puce de 2 µm pour augmenter les courants critiques de transition entre la phase supraconductrice et la phase normale, ce qui limite le courant que nous pouvons faire passer sur les pistes. La fig. A.2 montre les courants critiques mesurés comme fonction de la largeur des fils pour plusieurs échantillons d'essai, d'épaisseur mesurée entre 1,7 et 2 µm, comparés au courant critique du fil Z de l'ancienne puce, d'épaisseur 1 µm et largeur 40 µm. Une mesure de l'épaisseur des fils de la nouvelle puce avec un profilomètre donne finalement 1,7 µm, dû au fait que quand elle a été

faite, la cible de niobium touchait à sa fin et la calibration de la vitesse de dépôt n'était plus complètement valide.

- **(ii)**, **(iii)** : Un dépôt de résine photosensible, AZ5214 A, est fait, planarisé à l'aide d'une tournette. Avec un masque transparent sur lequel les pistes sont gravées en noir, nous faisons une photolithographie négative. La résine est d'abord irradiée en présence du masque, ce qui brise ses chaînes polymériques. Quelques minutes de cuisson relient ces chaînes dans un réseau imbriqué et maintenant très résistant à une deuxième irradiation. Une deuxième irradiation totale (sans masque) a lieu, et ensuite nous développons la résine. Le développement ne dissout que les polymères brisés par la deuxième irradiation, et les endroits irradiés à la première exposition d'UV restent, laissant une impression négative du masque avec la résine sur le substrat de Nb.

- **(iv)** : Une couche d'Aluminium est déposée sur toute la puce par évaporation. La couche déposée fait 80 nm.

- **(v)** : La puce est mise dans l'acétone pour quelques minutes, dans un processus appelé *lift off* qui dissout la résine et enlève la couche d'aluminium déposée dessus. L'aluminium ne reste sur la couche de niobium qu'à l'endroit où seront les pistes.

- **(vi)** : Le niobium est gravé par gravure ionique réactive (RIE, l'acronyme du nom de la technique en anglais). Cette gravure est plus anisotrope qu'une méthode de gravure purement chimique : les bords des fils sont toujours un peu arrondis par l'effet chimique du plasma créé dans l'enceinte, mais l'effet de la grande vitesse des ions accélérés verticalement vers le substrat est important et créé des bords plus droits et nets. Le temps de gravure est un paramètre important, car le mélange utilisé (CF_4 et SF_6) grave aussi l'oxyde de silicium du substrat une fois le Nb complètement attaqué. Il faut en moyenne 9-12 min pour une telle gravure. L'Aluminium étant plus résistant, il protège le niobium sur les pistes.

- **(vii)** : La puce est mise dans une solution de K^+OH^-, qui oxyde l'aluminium dont les ions restent dissous dans la solution. Les pistes de niobium restent sur le substrat d'oxyde de Silicium.

- **(viii)** : Une couche de résine polymérique BCB est déposée sur le centre de la puce, pour planariser la surface pour le dépôt du miroir d'or. Cette couche nous a été nécessaire, car l'étape de RIE a laissé une surface de rugosité moyenne égale à 30 nm (rms), mesurée par microscopie de force atomique (AFM, de l'acronyme en anglais). La rugosité moyenne du dépôt de Nb et de la couche d'oxyde avant gravure est de 5 nm, sur lesquels le dépôt d'or de 200 nm fait un bon miroir. Sur la surface de rugosité 30 nm, par contre, le dépôt d'or de 200 nm est devenu rouge foncé et assez opaque. Nous attribuons cette rugosité à la contamination de la

cloche de la machine de RIE avec d'autres espèces chimiques, ce qui n'était pas arrivé pour les premiers essais. La couche de BCB déposée a une épaisseur de 2,5(3) µm.

– **(ix)** : Un dépôt Ti-Au est fait sur la surface. La couche de titane est nécessaire pour que le dépôt d'or s'accroche. Nous avons déposé 30 nm de titane et 200 nm d'or, avec l'évaporateur de la salle blanche de Paris VII, sur une longueur de 30 mm, centré sur les bras centraux des pistes, et sur toute la largeur de la puce. Ce dépôt est plus large que la couche de BCB, pour minimiser la surface diélectrique vue par les atomes de Rydberg, qui peut devenir chargée et créer des champs électriques auxquels ces atomes sont très sensibles. L'or touche alors les pattes de niobium, et la résistance de cette couche est électriquement en parallèle avec les fils. Lors de la transition du niobium vers la phase normale, la résistance mesurée entre deux pattes de la puce par une mesure à quatre fils est de $4 \times 10^{-2}\,\Omega$. La résistance d'une piste de niobium de 300 µm de largeur, 1,7 µm d'épaisseur et 20 mm de longueur, calculée à partir de sa résistivité mesurée est de 2,0 Ω. Cela montre qu'une fois le fil transité, le dépôt d'or court-circuite les pistes. La résistance totale mesurée à quatre fils entre les deux soudures sur puce quand le niobium est dans la phase supraconductrice est, par contre, de quelques µΩ, et quand on compare avec la résistance mesurée de la couche d'or nous estimons la fuite de courant dc vers le miroir d'au plus 1×10^{-4} du courant total passé dans les pistes.

A.2 Caractérisation résistive des matériaux

Nous avons caractérisé la qualité du dépôt de niobium avec des pistes gravées sur des échantillons-test d'1 µm d'épaisseur déposés dans les mêmes conditions, sans dépôt d'or dessus. La résistivité à 300 K de ces pistes, d'après une mesure à 4 fils à petit courant, est de 33,6 µΩ cm, contre 14,5 µΩcm pour le niobium pur [126]. Juste avant transition, la résistivité mesurée est de 4,5 µΩ cm, ce qui fait un rapport RRR (Residual Resistivity Ratio) de 7,5. Cette valeur est très dépendante de la pureté de l'échantillon, et peut atteindre 300 pour des échantillons très purs [126]. Il en est de même pour la température critique de transition : alors qu'elle vaut 9,3 K pour le niobium pur [126], nous avons mesuré 7,5(5) K sur nos échantillons. La référence [127] rapporte une réduction de la température critique à 8,4 K pour une quantité d'impureté relative de seulement 0,2 %.

Ces échantillons nous ont aussi permis de mesurer des courants critiques de transition pour différentes largeurs de piste, toutes d'épaisseur entre 1,7 et 2 µm. Le graphique A.2 résume ces mesures, et l'ajustement d'une courbe en racine carrée est montré, d'après un modèle simple pour des films fins de supraconducteurs type II donné dans [128]. Nous montrons aussi sur le graphique le courant critique mesuré pour le fil Z de l'ancienne puce. Le fil Z de la nouvelle puce fait 70 µm de largeur et a un courant critique de 3,6(2) A. Le fil en U, de 300 µm, a un courant critique de 7,5(4) A. Les grandes barres d'erreur indiquent

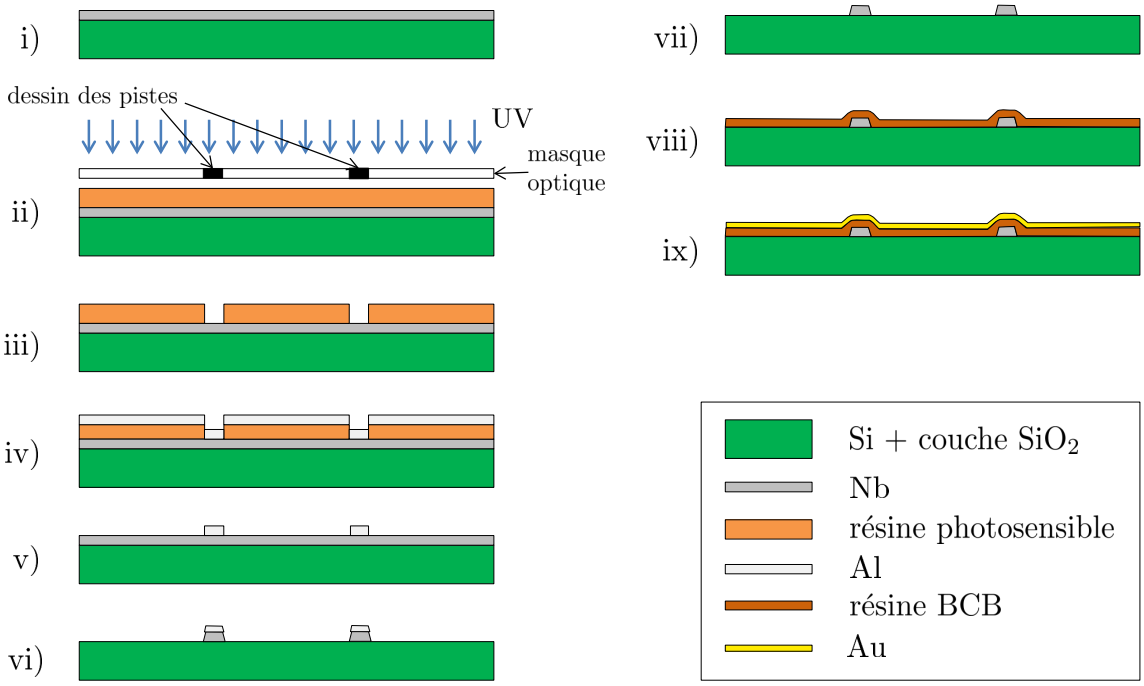


FIGURE A.1 – Différentes étapes de fabrication de la puce à atomes. (i) : dépôt de Nb sur un substrat de Si + SiO_2. (ii, iii) : lithographie négative du dessin des pistes avec une résine photosensible, AZ5214 A. (iv) : dépôt d'aluminium sur la surface par évaporation. (v) : *lift off* de la résine dans un bain d'acétone. (vi) : gravure ionique réactive du niobium. (vii) : bain dans solution de KOH pour enlever l'aluminium. (viii) : Dépôt de résine polymérique BCB. (ix) : dépôt Ti-Au.

qu'expérimentalement cette mesure n'est pas complètement reproductible, même pour des rampes de courant très lentes, dû aux petits bruits de tension qui font de grandes fluctuations de courant, à cause de la petite résistance du circuit.

Nous avons aussi fait des essais afin de déterminer si le dépôt direct du miroir sur les fils de Nb était envisageable, ce qui simplifierait le processus de fabrication. La mauvaise qualité de la RIE nous a finalement obligé de déposer la couche de BCB avant le miroir d'or, mais nous rapportons ici brièvement les résultats de ces tests. Dans le cas idéal nous aimerions déposer de l'or sur la surface entière, pour minimiser la surface diélectrique vue par les atomes de Rydberg, qui peut devenir chargée et créer des champs électriques auxquels ces atomes sont très sensibles. Les fils extérieurs qui amènent le courant aux fils

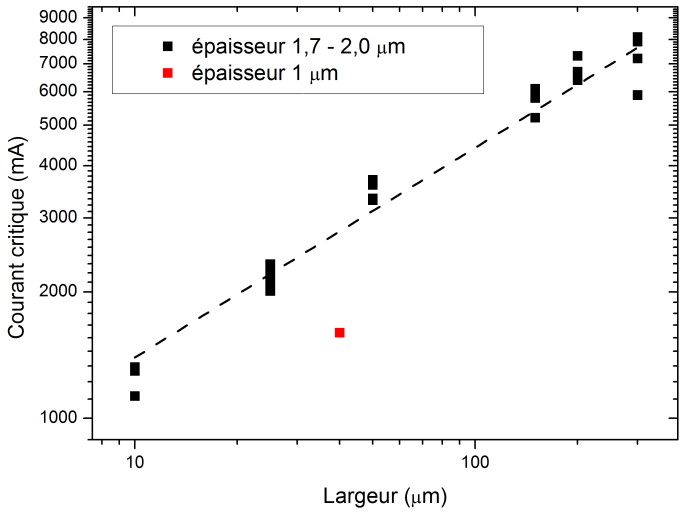


FIGURE A.2 – Mesures de courant critique pour des échantillons d'épaisseur entre 1,7 et 2 µm. Un ajustement pour une dépendance à la largeur en racine carré est montré en pointillés, de coefficient 441 $A\mu m^{-1/2}$. Le courant critique de l'ancienne puce, d'épaisseur 1 µm, est aussi indiqué.

de la puce devraient alors être soudés sur l'or, comme dans le schéma de la fig. A.3-(a-b). Cette figure montre aussi une photo des échantillons utilisés pour ces tests. Il nous a fallu tout d'abord trouver une soudure, supraconductrice à 4,2 K, qui mouille la surface d'or et aussi les fils de niobium. Nous avons essayé d'abord la soudure étain-plomb, mais tous les fils se sont dessoudés pendant la mise à froid. Nous sommes passés alors à la solution adoptée pour les soudures des fils de niobium sur les pattes de niobium de l'ancienne puce, mise au point pendant la thèse de Cédric Roux et décrite en détails dans [37]. Cette méthode utilise comme soudure un mélange d'indium et d'alliage de Rose (50 % bismuth, 25 % étain, 25 % plomb). Cette fois, les fils sont restés soudés pendant tout le cycle de refroidissement jusqu'à 4,2 K et réchauffage. Quand nous avons dessoudé les fils et gratté l'indium de la surface (phase nécessaire pour ressouder dessus avec la même technique), pourtant, la couche d'or est partie avec l'indium, ce qui représente encore un facteur limitant de cette technique. Pour la fabrication de la puce de l'expérience, nous avons choisi de ne pas couvrir les pattes des pistes, et venir souder les fils directement sur le niobium des pattes.

Le comportement de ces soudures sur l'or lors du passage d'un courant a été aussi mesuré. Un courant est envoyé à travers une des pistes de Nb gravées, amené par les fils 2 et 3 de la fig. A.3, et une mesure à quatre fils est réalisée à l'aide des fils 2b et 3b. Une carte de potentiel sur la surface d'or est aussi faite en mesurant des différences de potentiel entre différentes pattes. Le graphique de la fig. A.3-(c) montre ces différents potentiels

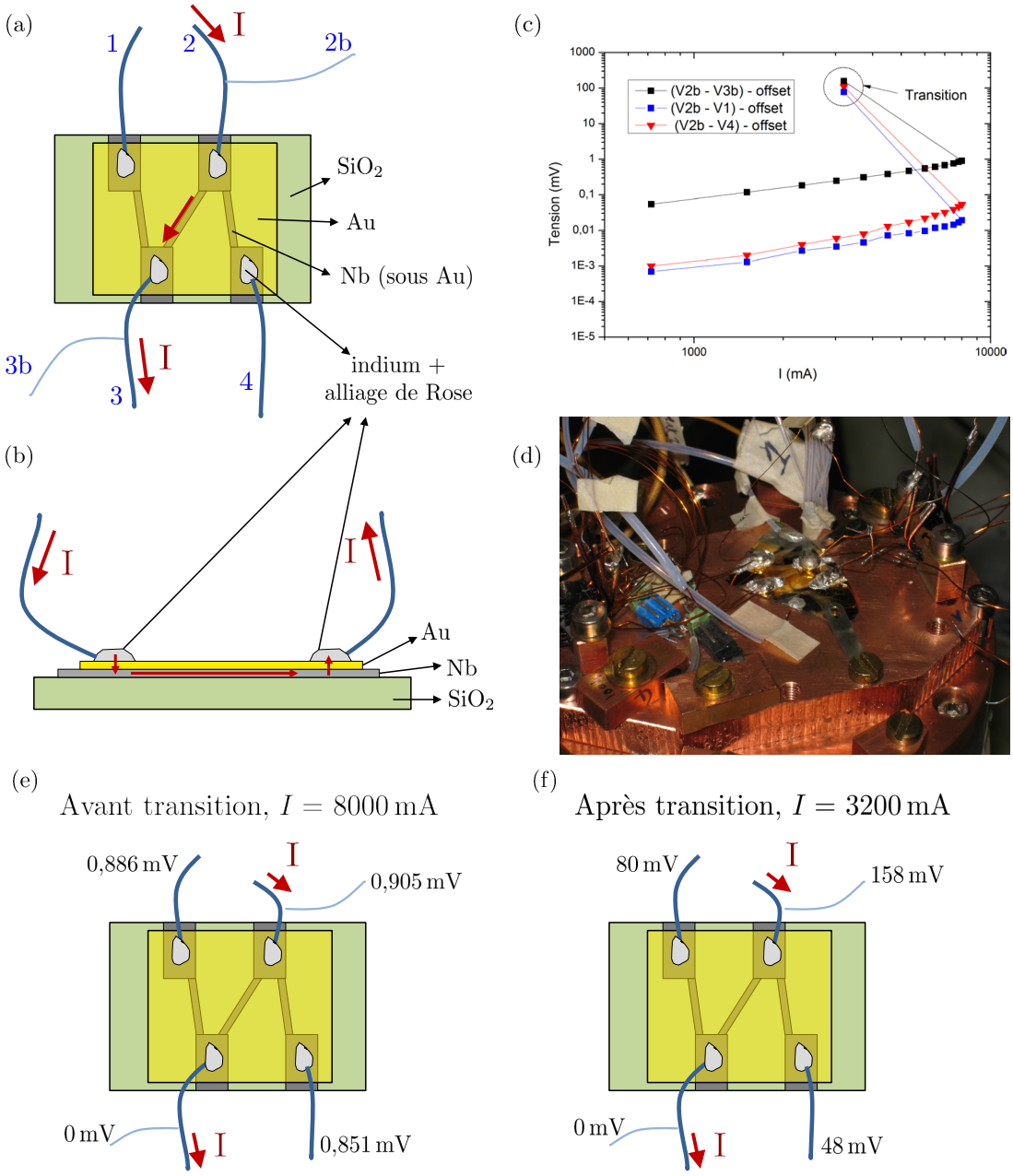


FIGURE A.3 – Échantillons préparés pour des mesures de résistance des pistes de niobium court-circuitées avec un dépôt d'or de 200 nm. (a) et (b) : schéma du montage, vu de côté et de face. (c) : tension sur différentes bornes comme fonction du courant passé entre les fils 2 et 3. (d) : photo du montage, dans un petit cryostat de test. (e) et (f) : cartes de potentiel avant et après transition de la piste de niobium de la phase supraconductrice vers la phase normale.

comme fonction du courant appliqué entre 2 et 3. Ces basses tensions sont mesurés avec un multimètre Keithley 2700, et l'offset mesuré à courant nul (de l'ordre du mV) est soustrait des données. Pour faire ces mesures, le courant est augmenté doucement jusqu'à la transition de la piste, qui atteint son courant critique et devient un conducteur normal. La transition apparaît sur les graphiques comme le point à plus grande tension sur chacune des courbes. Après transition, le courant est plus petit car l'alimentation utilisée était limitée en tension, et la résistance globale du circuit au dessus du courant critique augmente.

La valeur de la résistance totale du passage après transition, de $158\,\mathrm{mV}/3200\,\mathrm{mA} = 4{,}9 \times 10^{-2}\,\Omega$, est cohérente avec la résistance de la couche d'or mesurée avec la puce. Sur la figure A.3-(e), nous voyons la carte de potentiel avant la transition du fil vers la phase normale, avec un courant de 8 A. Le potentiel des pattes voisines est maintenu presque au même potentiel que le fil 2b, ce qui montre que le courant traverse majoritairement l'or perpendiculairement vers la patte, passe par la piste de niobium puis revient en retraversant la couche d'or perpendiculairement. A partir de la carte de potentiel avant transition, nous pouvons mettre une borne supérieure de quelques mA au courant surfacique total sur l'or, pour un courant total de 8000 mA. La résistance totale entre le fil 2b et le fil 3b avant transition fait $0{,}905\,\mathrm{mV}/8000\,\mathrm{mA} = 1{,}13 \times 10^{-4}\,\Omega$, et la dissipation totale $0{,}905\,\mathrm{mV} \times 8000\,\mathrm{mA} = 7{,}2\,\mathrm{mW}$. Ces chiffres montrent que souder les fils directement sur le miroir d'or implique de petites fuites de courant, et implique une petite dissipation même quand les fils de Nb sont dans l'état supraconducteur (la résistance entre les deux soudures est de $\sim 1 \times 10^{-4}\,\Omega$ pour les soudures sur l'or, contre quelques µΩ pour notre puce actuelle dont les fils sont soudés directement sur les pattes de Nb.

La carte de potentiel après transition de la figure A.3-(e) montre que les différentes pattes mesurent une tension intermédiaire entre celle du fil 3b (considérée la référence à 0 mV et celle du fil 2b, 158 mV. Cela représente une mesure de la distribution du courant surfacique sur le dépôt d'or.

Annexe B

Effet Zeeman quadratique dans les pièges magnétiques

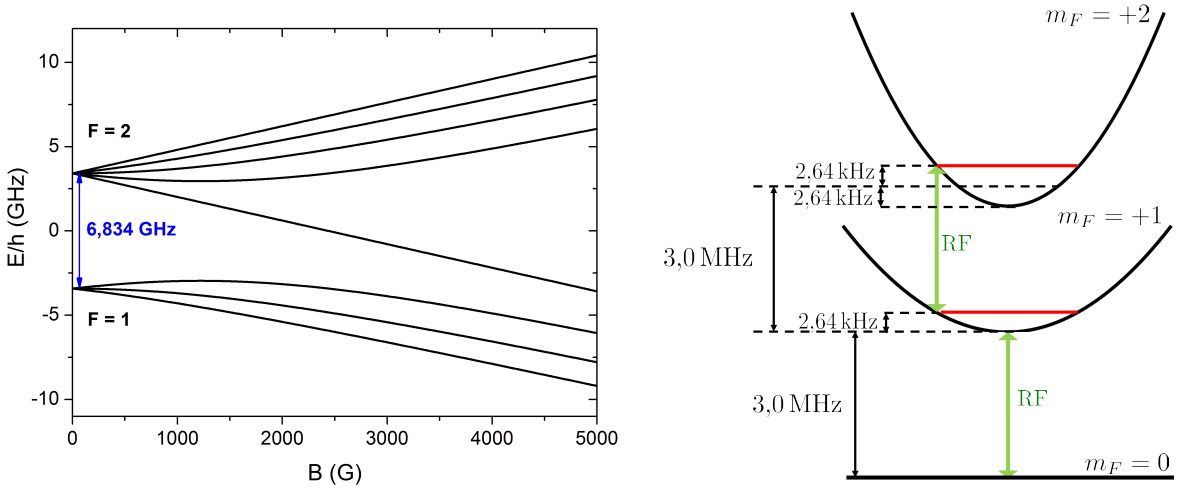
L'effet Zeeman linéaire en champ est une approximation pour des énergies de couplage entre le champ magnétique et le moment magnétique atomique plus petites que la structure hyperfine. Dans ce régime, le bon nombre quantique magnétique reste le nombre quantique m_F associé au moment cinétique $F = J+I$. Pour des forts champs magnétiques, par contre, pour lesquels le couplage avec le moment magnétique total de l'électron J est plus fort que la structure hyperfine, les bases propres déterminées par I et J sont découplées [75], et la variation de l'énergie avec le champ magnétique change de comportement, comme le montre la fig. B.1a : on est dans le régime de l'effet Paschen-Back. Dans le cas général, la formule de Breit-Rabi [112] [129] décrit analytiquement les énergies propres atomiques comme fonction du champ magnétique pour les niveaux de moment cinétique $J = 1/2$ (ce qui est le cas du le niveau fondamental $5S_{1/2}$ du ^{87}Rb) :

$$E_{J=1/2,m_J,I,m_I} = -\frac{\Delta E_{hfs}}{2(2I+1)} + g_I\mu_B(m_I \pm m_J)B \pm \frac{\Delta E_{hfs}}{2}\left(1 + \frac{4(m_I \pm m_J)}{2I+1}x + x^2\right)^{1/2} \tag{B.1}$$

avec

$$x = \frac{(g_J - g_I)\mu_B B}{\Delta E_{hfs}} \tag{B.2}$$

Le signe choisi (à la place des $\pm$) dans la formule (B.1) doit être le même pour toutes ses occurrences dans la formule ; et dans le cas où le terme à la puissance $1/2$ croise zéro comme fonction du champ magnétique, nous prolongeons l'énergie à partir de $B = 0$ analytiquement (c'est-à-dire que le signe devant la fonction doit changer pour éviter la discontinuité de la dérivée qui apparaîtrait autrement). ΔE_{hfs} représente la séparation en énergie entre les niveaux hyperfins. g_J et g_I sont les facteurs de Landé des moments magnétiques J et I (le facteur de Landé g_I est généralement négligé car c'est le facteur gyromagnétique du coeur de l'atome, de l'ordre de la masse du proton divisé par la masse



(a) (b)

FIGURE B.1 – (a) : énergies propres des différents sous-niveaux magnétiques du niveau fondamental $5S_{1/2}$ comme fonction du champ magnétique. La transition entre le régime de l'effet Zeeman et le régime de l'effet Paschen-Back est évidente. (b) : effet de la correction quadratique à l'effet Zeeman, dans le piège décomprimé. Le champ magnétique au fond du piège vaut 4,3 G. La RF est résonante pour les transitions $m_F = 2 \rightarrow m_F = 1$ et $m_F = 1 \rightarrow m_F = 0$ à des positions atomiques différentes.

de l'électron).

Nous pouvons appliquer cette formule au calcul de la différence d'énergie entre les niveaux $m_F = 2$ et $m_F = 1$ (appelée énergie de fond du piège pour le niveau $m_F = 2$, dans le cadre de l'évaporation RF des atomes piégés), comparée à la différence entre les niveaux $m_F = 1$ et $m_F = 0$ (respectivement l'énergie de fond du piège pour le niveau $m_F = 1$). Pour cela, nous nous intéressons aux trois sous-niveaux Zeeman $m_F = 0, 1, 2$ du niveau hyperfin $F = 2$. Il faut alors considérer le cas + pour la formule (B.1). L'expansion jusqu'à l'ordre deux en champ magnétique devient

$$E_{J=1/2,m_J,I,m_I} \approx -\frac{\Delta E_{hfs}}{2(2I+1)} + g_I \mu_B m_F B + \frac{\Delta E_{hfs}}{2}\left(1 + \frac{1}{2}\left(\frac{4m_F}{2I+1}x + x^2\right) - \frac{1}{8}\left(\frac{4m_F}{2I+1}x\right)^2\right) \tag{B.3}$$

$$= -\frac{\Delta E_{hfs}}{2(2I+1)} + \frac{\Delta E_{hfs}}{2} + \left(g_I + \frac{g_J}{2I+1}\right)\mu_B m_F B + \left(1 - \frac{4m_F^2}{(2I+1)^2}\right)\frac{g_J^2 \mu_B^2 B^2}{4\Delta E_{hfs}} \tag{B.4}$$

Nous reconnaissons des termes constants en champ magnétique, puis le terme d'effet Zeeman linéaire déjà écrit dans la formule (II.1) du chapitre II (avec $g_I + (g_J/2I+1) = g_F$), puis le terme d'effet Zeeman quadratique. Pour le niveau $5S_{1/2}$ du ^{87}Rb, $I = 3/2$ et $g_J = 2$, et le terme quadratique devient

$$E_Z^{(2)} = (1 - \frac{m_F^2}{4}) \frac{\mu_B^2 B^2}{\Delta E_{hfs}} \tag{B.5}$$

La différence d'énergie entre les niveaux $m_F = 2$ et $m_F = 1$, comparé à la différence entre les niveaux $m_F = 1$ et $m_F = 0$ devient

$$(E_{m_F=2} - E_{m_F=1}) - (E_{m_F=1} - E_{m_F=0}) = -\frac{1}{2} \frac{\mu_B^2 B^2}{\Delta E_{hfs}} = -143,31\text{Hz.G}^{-2} \times B^2 \tag{B.6}$$

Le champ magnétique au fond du piège comprimé est de 4,3 G, et cela donne une différence d'énergie de fond du piège de $-2{,}64$ kHz entre le niveau $m_F = +2$ et le niveau $m_F = +1$. La fig. B.1b montre le schéma précis des énergies dans le cas où la RF est en résonance avec la transition $E_{m_F=1} \rightarrow E_{m_F=0}$. Nous voyons que la condition de résonance est une fonction de la position des atomes, et que cette condition n'est pas exactement la même pour les deux transitions nécessaires aux atomes du niveau $m_F = +2$ afin qu'ils tombent dans des sous-niveaux non piégés. Cet effet induit une imperfection de l'évaporation RF dès que la fréquence de Rabi de la transition est assez faible pour que cet écart soit résolu. Cette imperfection peut gêner l'obtention d'un petit condensat, car sa température finale est limitée par la fréquence de Rabi de l'évaporation micro-onde, qui élargit la transition utilisée pour le refroidissement évaporatif. Dans le chapitre III nous montrons que les températures que nous souhaitons atteindre sont de l'ordre de 10 nK ; la différence d'énergie de $-2{,}64$ kHz entre les deux fond du piège équivaut à une température de 1,9 nK pour les atomes piégés dans le sous-niveau $m_F = +2$, ce qui commence à devenir important. La condensation de Bose-Einstein dans des pièges magnétiques à grands champs de biais souffre d'autant plus de l'effet Zeeman quadratique, ce qui peut même dans certaines conditions l'empêcher complètement [130].

Annexe C

Largeur et stabilité spectrale des lasers

La largeur spectrale de nos lasers d'excitation est un paramètre important pour nos expériences. Elle contribue à la largeur finale de la transition vers le niveau 60S, qui détermine le rayon de Blocage selon l'eqn.(I.24). Nous décrivons dans cette annexe le schéma général de stabilisation des fréquences, et la réalisation d'une mesure de leur largeur spectrale par la mesure de la fonction d'autocorrélation de la lumière par interférométrie hétérodyne décalée en temps.

C.1 Table d'optique des lasers d'excitation

La fig. C.1 montre un schéma de la table d'optique des lasers d'excitation qui schématise le principe de la stabilisation de la fréquence des lasers. Les lentilles et purificateurs de polarisation ne sont pas montrés. Le laser d'excitation à 780 nm est une diode laser Toptica de modèle DL Pro. Le laser à 480 nm est un Toptica de modèle TA-SHG 110, qui comporte une diode laser infrarouge de 960 nm amplifiée par un MOPA, puis une cavité de doublage de fréquence qui créé la lumière à 480 nm. Sur la table d'optique, une cavité Fabry-Perot sous vide et montée sur des ressorts qui la découplent des vibrations de l'environnement sert de référence de fréquence aux deux lasers. La longueur de la cavité est stabilisée sur le cross-over des transitions $F = 2 \rightarrow F' = 2$ et $F = 2 \rightarrow F' = 3$ [131] d'un signal d'absorption saturée du ^{87}Rb. Les fréquences des lasers 780 nm et 960 nm sont ainsi stabilisées sur un pic de réflexion d'une partie de leur lumière envoyée sur la cavité FP. La lumière du laser rouge a sa phase modulée de 20 MHz par un EOM placé sur son chemin optique après prélèvement de la lumière d'excitation, envoyée vers l'expérience par une fibre optique. La diode laser infra-rouge à 960 nm a son courant modulée de 20 MHz. Cela créé des bandes latérales de $\pm$20 MHz sur la lumière des lasers qui vont vers l'absorption saturée et la cavité FP, puis sont collectés par des photodiodes rapides. La démodulation de ce signal créé le signal d'erreur de Pound-Drever-Hall [132] envoyé à l'électronique de stabilisation. La longueur de la cavité FP est stabilisée par un circuit PID commercial Toptica, de bande passante 8 kHz. Les fréquences des lasers sont stabilisées par un circuit commercial Toptica appelé FALC, qui a une bande passante qui peut aller à quelques MHz en fonction du réglage

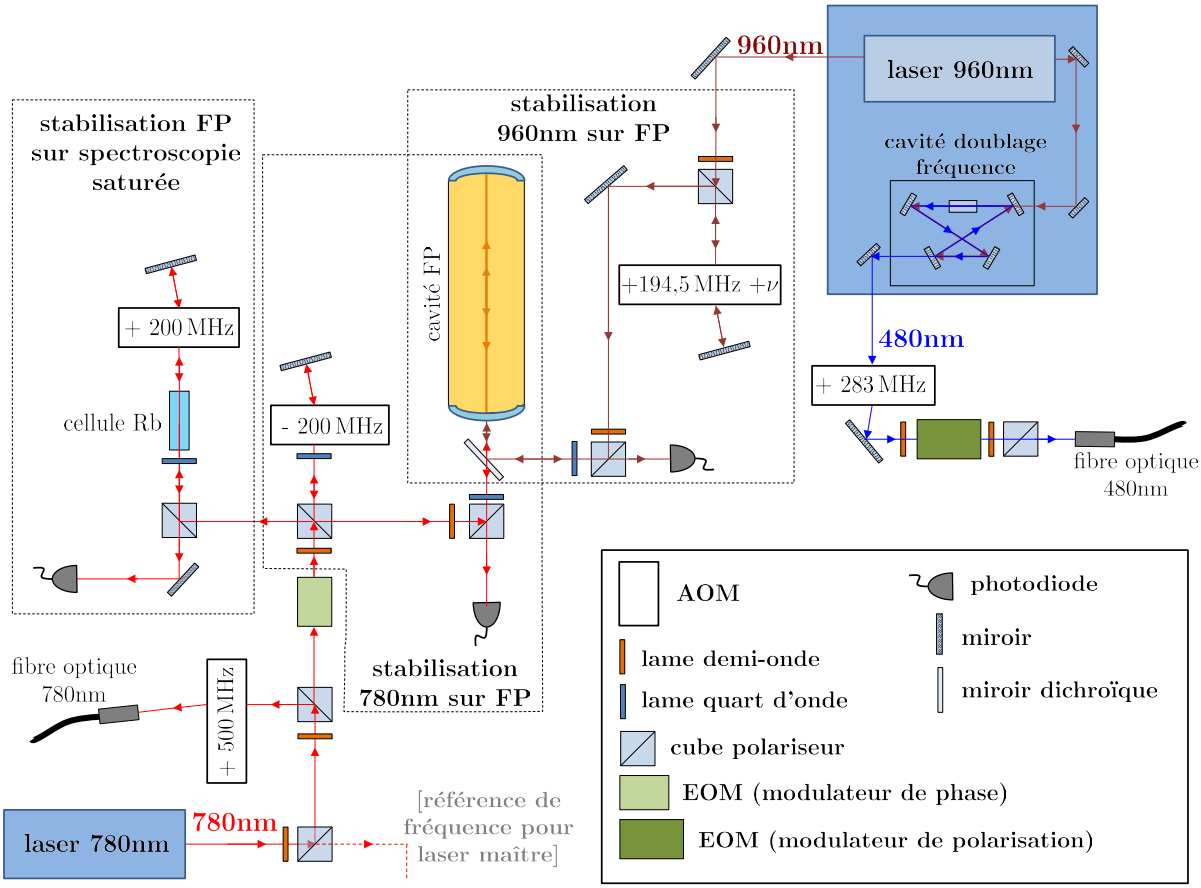


FIGURE C.1 – Schéma de la table optique, où sont indiqués les composants qui participent au calcul des fréquences laser, à leur stabilisation, et à l'allumage et l'extinction de la lumière laser pour l'obtention de pulses d'excitation de durée variable. Les lentilles et purificateurs de polarisation ne sont pas indiqués. La fréquence du AOM sur le chemin optique du laser 960 nm est contrôlée par ordinateur pour les balayages du désaccord du laser 480 nm, obtenu à partir du laser 960 nm par doublage de fréquence. Les régions de la table optique responsables pour les différentes stabilisations sont indiquées en pointillés.

de ces différents gains. Ce signal de correction est envoyé simultanément au courant des diodes laser bien qu'au réseau de diffraction placé après les diodes, qui sélectionnent leur fréquence d'amplification. L'allumage et l'extinction des lasers envoyés sur l'expérience est fait par les AOMs sur leurs chemins optiques, avec un délai électronique mesuré d'environ 400 ns puis un temps d'extinction de 100 ns. Des pulses courts de 10 ns ou plus de laser bleu peuvent être obtenus à l'aide d'un EOM qui tourne la polarisation de la lumière laser avant passage par un cube polariseur. L'extinction du faisceau par cette méthode est de 200 :1.

C.2 Interférométrie hétérodyne décalée en temps

Sauf dans certains cas particuliers (par exemple, pour un laser soumis uniquement à un bruit blanc), la largeur spectrale mesurée d'un laser est en général fonction du temps d'intégration de la mesure. Inférer cette largeur peut être alors subtil, car les différents bruits qui agissent sur la lumière laser peuvent avoir des échelles de temps assez différentes. Considérons quelques éléments théoriques de la description statistique des fluctuations de la lumière laser avant d'analyser la mesure réalisée de la largeur des lasers 780 nm et 480 nm. L'amplitude complexe du champ électrique de la lumière laser à un point donné de l'espace, de pulsation centrale ω_0, s'écrit

$$\mathcal{E}(t) = E_0(t)e^{i(\omega_0 t+\phi(t))} \tag{C.1}$$

Le champ électrique de la lumière est la partie réelle du champ électrique complexe (C.1). Dans le cas général, la lumière laser peut avoir des fluctuations d'amplitude $E_0(t)$ et de phase $\phi(t)$. Nous nous intéressons à la largeur spectrale de la lumière, liée aux fluctuations de phase. Bien que les fluctuations d'amplitude puissent créer une fluctuation de $\phi(t)$ lors de la propagation de la lumière par des milieux non-linéaires [110], nous négligeons ces effets, et supposons une amplitude constante $E_0(t) \equiv E_0$. Toute la fluctuation du champ électrique est donc contenue dans le terme $\phi(t)$.

La densité spectrale de la lumière. La transformée de Fourier du champ électrique complexe s'écrit

$$\tilde{\mathcal{E}}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}(t)e^{i\omega t}\, dt \tag{C.2}$$

En pratique, l'analyse spectrale de la lumière est toujours faite sur un intervalle de temps d'intégration fini. Notons la durée de cet intervalle T, et la transformée de Fourier sur cet intervalle s'écrit

$$\tilde{\mathcal{E}}_T(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-T/2}^{+T/2} \mathcal{E}(t)e^{i\omega t}\, dt \tag{C.3}$$

La densité spectrale de la lumière se définit selon la relation [110]

$$S_{\mathcal{E}}(\omega) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \left\langle |\tilde{\mathcal{E}}_T(\omega)|^2 \right\rangle \tag{C.4}$$

Le signe <> dénote une moyenne statistique sur plusieurs réalisations de la mesure, sur des intervalles de temps différents de même durée T. Cette définition a une grande utilité formelle. Elle peut être interprétée comme une densité de puissance (à une constante physique multiplicative près) transportée par chaque pulsation ω. En particulier, la lumière de densité spectrale $S_{\mathcal{E}}(\omega)$ qui passe par un filtre linéaire de gain $G(\omega)$ a une densité spectrale après passage par le filtre de $S_{\mathcal{E}}(\omega).|G(\omega)|^2$. Par ailleurs, la densité spectrale

contient toute l'information sur les propriétés de cohérence temporelle de la lumière, d'après le théorème de Wiener-Khintchine [110]. La fonction d'autocorrélation complexe du champ électrique se définit par

$$G_{\mathcal{E}}^{(1)}(\tau) \equiv \langle \mathcal{E}^*(t)\mathcal{E}(t+\tau)\rangle = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{+T/2} \mathcal{E}^*(t)\mathcal{E}(t+\tau)\,dt \tag{C.5}$$

(la dernière égalité découle de la définition de la moyenne statistique comme une moyenne temporelle). Cette fonction garde toute l'information de la cohérence de la lumière entre un instant t et un autre instant $t+\tau$. Le théorème de Wiener-Khintchine s'écrit

$$G_{\mathcal{E}}^{(1)}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{+T/2} S_{\mathcal{E}}(\omega)e^{-i\omega\tau}\,d\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\mathcal{E}}(\omega)e^{-i\omega\tau}\,d\tau \tag{C.6}$$

La fonction d'autocorrélation est liée à la densité spectrale par la transformée de Fourier (à un facteur $\sqrt{2\pi}$ près). La largeur spectrale de la source de lumière est directement liée à ses propriétés de cohérence temporelle. En particulier, pour une fonction d'autocorrélation exponentielle, le temps de cohérence est égal à l'inverse de la demi-largeur spectrale.

Malgré l'importance formelle de la définition (C.4), lors que nous inférons par une méthode quelconque la largeur d'une source laser, le cas limite de la définition n'est jamais atteint en pratique : nous ne pouvons pas en général faire le temps d'intégration T tendre à l'infini. Cette remarque sera importante pour comprendre la largeur de nos lasers dans ce qui suit.

Un exemple : Le bruit blanc. Toute source de lumière laser présente une largeur fondamentale minimale, donnée par la limite de Schawlow-Townes [110]. Cette limite découle de l'émission spontanée de photons par le milieu amplificateur du laser, qui a un caractère stochastique, contrairement à l'émission stimulée à l'origine de la cohérence de la radiation laser émise. Ce processus aléatoire brouille la phase de la lumière. Le profil de ce bruit en fréquence est couramment exprimé en termes du spectre de fluctuation de phase $S_\phi(\omega)$ du champ électrique ; nous nous intéressons plutôt à la densité spectrale $S_{\mathcal{E}}(\omega)$. Pour définir le spectre de fluctuation de phase et le lier à la densité spectrale, il nous faut d'abord définir le terme de fluctuation quadratique moyenne de la phase du champ électrique de l'eqn.(C.1), $\langle \Delta\phi^2(\tau)\rangle$:

$$\left\langle \Delta\phi^2(\tau)\right\rangle = \left\langle (\phi(t+\tau)-\phi(t))^2\right\rangle \tag{C.7}$$

Ce terme est lié au spectre de fluctuation de la phase $S_\phi(\omega)$ selon la relation [133]

$$\left\langle \Delta\phi^2(\tau)\right\rangle = \frac{2}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \sin^2(\frac{\omega\tau}{2})\, S_\phi(\omega)\,\frac{d\omega}{\omega^2} \tag{C.8}$$

Le bruit blanc est caractérisé par un spectre de fluctuation de la phase constant sur toutes les fréquences (d'où son nom), $S_\phi(\omega) = S_0$. Cela donne une évolution linéaire simple pour la fluctuation quadratique moyenne de la phase :

$$\left\langle \Delta\phi^2(\tau) \right\rangle = S_0 \left|\tau\right| \tag{C.9}$$

La fonction de corrélation du champ électrique $G^{(1)}_{\mathcal{E}}(\tau)$ s'écrit, dans le cas général, comme fonction de la fluctuation quadratique de la phase (en supposant $E_0(t) = E_0$) selon

$$G^{(1)}_{\mathcal{E}}(\tau) = \langle \mathcal{E}^*(t)\mathcal{E}(t+\tau)\rangle = E_0^2 \left\langle e^{i(\phi(t+\tau)-\phi(t))} \right\rangle e^{i\omega_0\tau} = E_0^2 e^{-\frac{1}{2}\left\langle \Delta\phi^2(\tau)\right\rangle} e^{i\omega_0\tau} \tag{C.10}$$

où le dernier passage a fait appel à la relation [133]

$$\left\langle e^{i(\phi(t+\tau)-\phi(t))} \right\rangle = e^{-\frac{1}{2}\left\langle \Delta\phi^2(\tau)\right\rangle} \tag{C.11}$$

qui suppose une distribution Gaussienne de la variation quadratique de la phase autour de la moyenne $\langle\Delta\phi^2(\tau)\rangle$. Dans le cas du bruit blanc, la fonction de corrélation du champ électrique devient

$$G^{(1)}_{\mathcal{E}}(\tau) = E_0^2\, e^{i\omega_0\tau - \frac{S_0\tau}{2}} \tag{C.12}$$

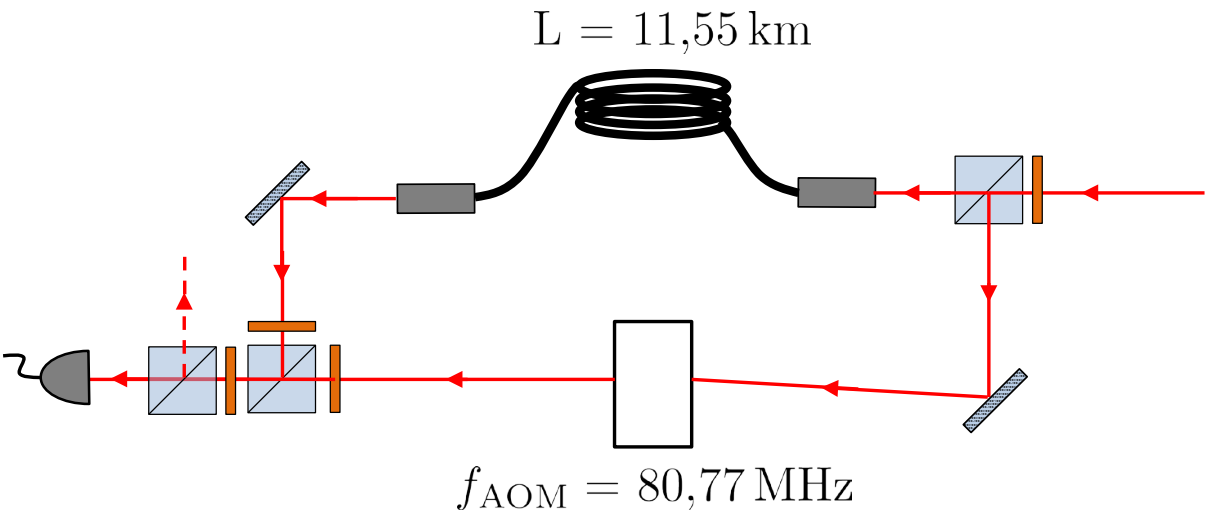
et la densité spectrale se calcule à partir de la formule (C.12) en inversant la transformée exprimée dans (C.6). Le résultat est

$$S_{\mathcal{E}}(\omega) = E_0^2 \frac{S_0}{\pi} \frac{1}{\left(\frac{S_0}{2}\right)^2 + (\omega-\omega_0)^2} \tag{C.13}$$

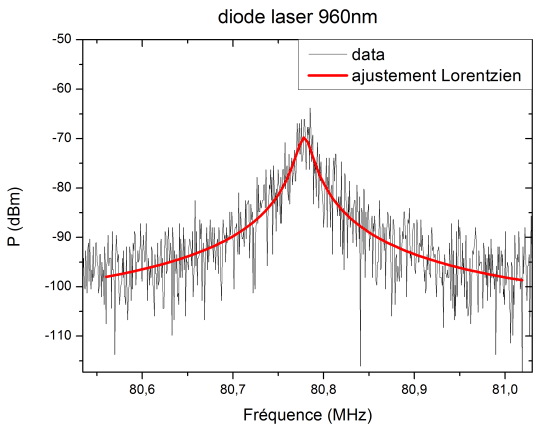
La densité spectrale associée au bruit blanc présente une forme Lorentzienne, de largeur à mi-hauteur S_0.

Une dernière remarque sur le bruit des lasers : En pratique, la limite de Schawlow-Townes n'est jamais atteinte pour les lasers semi-conducteurs [134] ; dans certaines conditions, néanmoins, un seul facteur numérique dit de Henry corrige pour la largeur du spectre, et le forme de bruit blanc est encore préservée. Dans d'autres cas, d'autres bruits, associés à d'autres processus physiques, agissent aussi sur la lumière [135], comme le bruit en $1/f$, de spectre de fluctuations de phase $S_\phi(\omega) = k/\omega$.

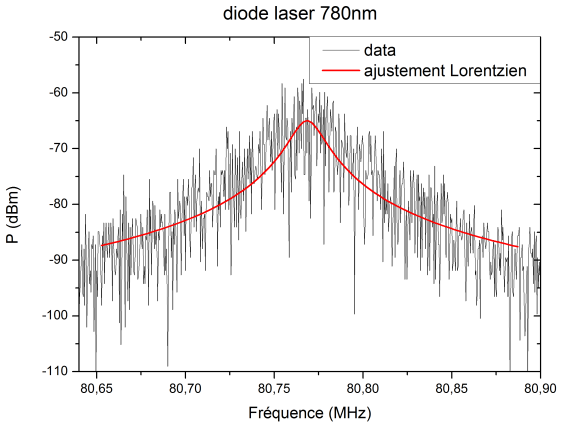
L'analyse spectrale du signal d'interférométrie hétérodyne. Considérons une mesure de densité spectrale par interférométrie hétérodyne, qui peut être réalisée avec le montage schématisée sur la fig. C.2a. La lumière est divisée et envoyée sur deux bras d'un interféromètre. La lumière du premier bras passe par une fibre optique de longueur $L = 11{,}55\,\text{km}$, ce qui la décale temporellement de $\tau_0 = n_f.L/c = 62\,\mu\text{s}$, avec $n_f = 1{,}60$ l'indice de réfraction de la fibre. Celle du deuxième bras a sa fréquence décalée de $\Delta_{AOM} =$



(a)



(b)



(c)

FIGURE C.2 – (a) : Schéma de la mesure de l'autocorrélation de la lumière laser par interférométrie hétérodyne décalée en temps. La lumière du bras supérieur de l'interféromètre passe par une fibre de 11,55 km de longueur. Celle du bras inférieur a sa fréquence décalée de 80,77 MHz. Le signal de battement entre les bras est mesuré par une photodiode rapide et envoyé à l'analyseur de spectre. (b), (c) : Signaux d'autocorrélation mesurés par le montage de la figure (a), pour le 960 et le 780 nm. L'ajustement d'une Lorentzienne de largeur 15(4) kHz est très satisfaisant dans le premier cas, mais semble ne pas tenir bien compte de la largeur des ailes pour le deuxième. La largeur de l'ajustement pour le 780 nm vaut 17,6(32) kHz.

80,77 MHz après passage par un AOM. Elles sont recombinées sur un cube polariseur, puis reprojetées par un autre cube sur le même état de polarisation, et leur signal de

battement est mesuré par une photodiode rapide. Le champ électrique de la superposition des deux faisceaux à l'endroit de la photodiode s'écrit comme fonction du champ de la lumière incidente selon

$$\mathcal{E}_{ph}(t) = \beta \left(\mathcal{E}(t + \tau_0) + \alpha \mathcal{E}(t) e^{i\Omega_A t} \right) \tag{C.14}$$

avec $\Omega_A = 2\pi \times \Delta_{AOM}$. Les facteurs α et β tiennent compte de la différence de puissance entre les bras, et de la perte de puissance globale dans le système. Le signal électrique de la photodiode peut être envoyé à un analyseur de spectre, qui mesure directement la densité spectrale de ce signal, $S_{I,ph}(\omega)$. Il nous faut pouvoir retrouver à partir de cette mesure la densité spectrale de la lumière $S_{\mathcal{E}}(\omega)$. Dans la suite, nous suivons la référence [133] pour l'exposé des relations qui nous seront importantes, et nous rappelons les résultats principaux sans déduction. La densité spectrale de la photodiode $S_{I,ph}(\omega)$, mesurée par l'analyseur de spectre, est liée à la fonction d'autocorrélation du courant de la photodiode $G^{(1)}_{I,ph}(\tau)$ selon le théorème de Wiener-Khintchine (tout comme pour le champ électrique de la lumière dans l'eqn.(C.6))

$$G^{(1)}_{I,ph}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{I,ph}(\omega) e^{-i\omega\tau} \, d\tau \tag{C.15}$$

ou inversement

$$S_{I,ph}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G^{(1)}_{I,ph}(t) e^{i\omega t} \, dt \tag{C.16}$$

Le signal électrique de la photodiode est proportionnel à l'intensité de la lumière. La fonction d'autocorrélation du courant de la photodiode $G^{(1)}_{I,ph}(\tau)$ ne dépend que de la fonction d'autocorrélation de l'intensité de la lumière $G^{(2)}_{\mathcal{E}_{ph}}(\tau)$ selon

$$G^{(1)}_{I,ph}(\tau) = q\sigma_{ph} \, G^{(2)}_{\mathcal{E}_{ph}}(0) \, \delta(\tau) + \sigma^2_{ph} \, G^{(2)}_{\mathcal{E}_{ph}}(\tau) \tag{C.17}$$

σ_{ph} est l'efficacité du détecteur. Le premier terme de cette équation représente le bruit de grenaille du détecteur, la fluctuation de la quantité de courant produit comme fonction de l'intensité de la lumière, d'origine quantique. Sa transformée de Fourier donnera un fond constant sur toutes les fréquences à l'analyseur de spectre, et nous l'omettons dans la suite. Le deuxième terme garde l'information des fluctuations de phase de la lumière. La fonction d'autocorrélation de l'intensité de la lumière, $G^{(2)}_{\mathcal{E}_{ph}}(\tau)$, s'écrit

$$G^{(2)}_{\mathcal{E}_{ph}}(\tau) = \left\langle \mathcal{E}_{ph}(t) \mathcal{E}^*_{ph}(t) \mathcal{E}_{ph}(t + \tau) \mathcal{E}^*_{ph}(t + \tau) \right\rangle \tag{C.18}$$

Cette fonction d'autocorrélation comporte au total 16 termes, et plusieurs se moyennent à zéro car ils oscillent à la fréquence $2\omega_0$, deux fois la fréquence centrale du laser. La fonction de corrélation d'intensité de champ électrique s'écrit finalement, comme fonction du spectre de fluctuation de phase $S_\phi(\omega)$, selon

$$G^{(2)}_{\mathcal{E}_{ph}}(\tau) = (\beta E_0)^4 \left[(1+\alpha^2)^2 + 2\alpha^2 \cos(\Omega_A \tau)\, e^{(-\frac{4}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \sin^2(\frac{\omega\tau}{2}) \sin^2(\frac{\omega\tau_0}{2}) \frac{S_\phi(\omega)}{\omega^2}\, d\omega)} \right] \tag{C.19}$$

Le théorème de Wiener-Khintchine, exprimé dans l'équation (C.16), nous permet de calculer à partir de la corrélation d'intensité la densité spectrale du signal de la photodiode. Pour avoir une formule exacte, il nous faut supposer la forme du bruit. Commençons par le bruit blanc, déjà décrit en haut. Dans ce cas, le spectre de fluctuation de la phase de la lumière est constant, $S_\phi(\omega) = S_0$, et alors la densité spectrale du signal de la photodiode s'écrit

$$\begin{aligned} S_{I,ph}(\omega) &= \sigma^2_{ph}(\beta E_0)^4 \Bigg[(1+\alpha^2)^2 \delta(\omega) + 2\alpha^2 e^{-S_0\tau_0} \delta(\omega - \Omega_A) + \\ &\quad + 2\alpha^2 \frac{2S_0}{S_0^2 + (\omega - \Omega_A)^2} \times \Bigg[1 - e^{-S_0\tau_0} \Bigg(\cos((\omega - \Omega_A)\tau_0) + \\ &\quad + \frac{S_0}{\omega - \Omega_A} \sin((\omega - \Omega_A)\tau_0) \Bigg) \Bigg] \Bigg] \end{aligned} \tag{C.20}$$

Le premier terme de cette équation représente un offset DC qui correspond au premier terme de l'autocorrélation. Le deuxième correspond à un delta de Dirac à la fréquence du battement, dont l'amplitude décroît exponentiellement avec le rapport entre le délai τ_0 entre les deux bras de l'interféromètre, et le temps de cohérence $\tau_C = 1/S_0$. Le troisième terme correspond à une Lorentzienne qui est modulée par un terme quasi-oscillant avec un intervalle de quasi-périodicité de $1/\tau_0$, qui décroît aussi avec le rapport entre τ_0 et τ_C. Dans la limite des petits temps τ_0 par rapport à la cohérence de la lumière, la densité spectrale est composée exclusivement des fonctions delta. Dans la limite opposée, Cette fonction de réduit à

$$S_{I,ph}(\omega) \approx \sigma^2_{ph}(\beta E_0)^4 \left[(1+\alpha^2)^2 \delta(\omega) + 2\alpha^2 \frac{2S_0}{S_0^2 + (\omega - \Omega_A)^2} \right] \tag{C.21}$$

A part le signal DC représenté par la distribution $\delta(\omega)$, l'équation précédente est une Lorentzienne de largeur $2S_0$. La largeur mesurée du signal de la photodiode sera alors égale à deux fois la largeur de cohérence de la lumière. Notre temps de délai établit l'échelle de largeur, en fréquence, de $1/2\pi\tau_0 = 2{,}6\,\text{kHz}$. Les figures C.2b et C.2c montrent les mesures faites pour la largeur des lasers 960 et 780 nm. Les Lorentziennes ajustées sur les courbes montrent une largeur de 15(4) kHz et 17,6(32) kHz, respectivement, ce qui représente une largeur des lasers de 7,5(20) kHz et 8,8(16) kHz. Ces valeurs sont au moins deux fois plus grandes que l'échelle de largeur déterminée par τ_0, et peuvent être interprétées comme la vraie largeur du laser. Le laser à 480 nm, créé à partir du laser 960 nm par doublage de

fréquence, a une largeur de 15(4) Hz.

Le profil de la densité spectrale du laser à 780 nm semble ne pas être parfaitement décrit par l'ajustement Lorentzien. Un ajustement avec la partie continue de la courbe exacte, exprimée selon la formule (C.20) (sans les distributions δ), donne un résultat très similaire (ce qui montre bien que nous sommes dans le régime $S_0\tau_0 \gg 1$) et s'ajuste mal aussi sur les ailes des données. Cela peut être l'évidence d'un bruit de spectre différent dans la lumière laser. Les diodes laser peuvent présenter du bruit $1/f$ [135], qui a un spectre de fluctuation de phase de la forme $S_\phi(\omega) = k/\omega$. La densité spectrale résultante n'est pas analytique, et l'approximation Gaussienne employée d'habitude ne décrit pas bien les ailes de ce bruit [133]. Nous n'avons pas cherché plus loin à estimer des possibles corrections à cet ajustement, étant donné que l'ajustement Lorentzien donne déjà une bonne estimation de la largeur à mi-hauteur, pour laquelle les ailes à -30 dBm jouent un rôle mineur.

Annexe D

Décomprimer et déplacer le piège magnétique

Les fréquences de piégeage déterminent la géométrie du piège et la densité d'atomes au centre, autant de paramètres que nous voudrons pouvoir contrôler pour l'étude des interactions entre atomes de Rydberg. Pour cela, à la fin de l'évaporation le piège magnétique est décomprimé et déplacé. Or, une décompression trop rapide excite en général les modes d'oscillation du centre de masse du nuage piégé, et des rampes adiabatiques sont en principe nécessaires pour éviter ce gain d'énergie. Récemment certains articles ont proposé [136, 137, 138] et implémenté expérimentalement [139] des fonctions temporelles pour la variation des paramètres d'un piège harmonique (la position et/ou la fréquence) plus rapides que la limite d'adiabaticité, construites à partir des classes d'invariance du Hamiltonien dépendant du temps. Pour nos pièges, néanmoins, les fréquences sur les trois directions de l'espace sont différentes, et les axes propres ne sont en général pas les mêmes que les axes sur lesquels nous pouvons le déplacer facilement. Expérimentalement, l'échelle de temps des changements des champs de biais, de l'ordre de la ms, dépend de l'inductance des bobines, et l'implémentation d'un mouvement rapide composé sur plusieurs directions butte sur des d'effets de bord de l'allumage et l'extinction du courant des bobines à des échelles de temps différentes. Ces difficultés nous ont amenés à chercher, dans un premier moment, des rampes de décompression adiabatiques pour le changement des positions et fréquences du piège.

Par ailleurs, nous avons identifié un phénomène de chauffage important qui agit sur le piège comprimé, de magnitude 2 µK/s. Nous n'avons pas pu identifier de façon conclusive la source de ce chauffage, ni s'il a une fréquence spécifique (auquel cas le chauffage du piège serait fonction des fréquences de piégeage), ni s'il est fonction de la distance à la surface, car en décomprimant le piège ces deux paramètres changent au même temps. Quoi qu'il en soit, pour des distances supérieures à 200 µm de la puce, cet effet disparaît, et il est donc important pour les nuages froids de les décomprimer au plus vite. L'optimisation de la variation temporelle des paramètres du piège pendant la rampe de décompression devra alors aussi prendre en compte ce phénomène nuisible, de façon à minimiser et les

oscillations du centre de masse et le chauffage total du piège pendant la décompression.

D.1 Un critère d'adiabaticité

L'adiabaticité du mouvement d'un piège harmonique unidimensionnel a été traitée dans [136] dans le cadre des pièges à ions de Paul, qui ont des fréquences de l'ordre du MHz ; néanmoins ses résultats s'appliquent au problème général de l'oscillateur harmonique unidimensionnel dépendant du temps, de Hamiltonien (classique)

$$H(t) = \frac{p^2}{2m} + \frac{m\omega^2(t)}{2}x^2 - mf(t).x \tag{D.1}$$

La fréquence de piégeage $\omega(t)$ est une fonction du temps, et l'oscillateur est soumis à une force dépendante du temps $f(t)$. Cette force peut être écrite en termes du déplacement du centre du potentiel de piégeage $q_0(t)$ comme $f(t) = -\ddot{q}_0(t)$. Nous supposons que les atomes sont déplacés d'un piège à l'instant t_0 de centre $q_0(t_0)$ et fréquence $\omega(t_0)$ à un piège à l'instant final t_1 de centre $q_0(t_1)$ et fréquence $\omega(t_1)$. Le transfert d'énergie à l'oscillateur est une fonction analytique de ces deux fonctions, donnée explicitement dans [136]. Le critère d'adiabaticité pour le changement de la fréquence du piège s'écrit

$$\frac{\dot{\omega}(t)}{\omega^2(t)} \ll 1 \tag{D.2}$$

dans ce cas limite, le transfert d'énergie se simplifie en [136]

$$\mathcal{W} = \frac{m}{2}\left|\sqrt{\omega(t_1)}\int_{t_0}^{t_1} dt\, \frac{f(t)}{\sqrt{\omega(t)}}\, e^{i\int_t^{t_1} dt'\,\omega(t')}\right|^2 \tag{D.3}$$

Cette formule ressemble à une transformée de Fourier de la force (ou de l'accélération du centre du potentiel), pondérée par le terme $(\omega(t))^{-1/2}$, et devient effectivement une TF de la force pour le cas particulier d'une fréquence constante en fonction du temps. Cette formule permet, idéalement, de trouver exactement la fonction de transport qui minimise le chauffage pour un mouvement de position initiale, position finale et durée définies. Inversement, si nous établissons une limite supérieure à l'énergie acquise par le nuage pendant le mouvement, la fonctionnelle (D.3) nous permet de trouver la durée minimale nécessaire, et la forme de la décompression, qui satisfait le critère en énergie.

L'optimisation de la décompression de notre piège par un calcul exact à partir de l'eqn.(D.3) est un problème subtil. D'abord pour les difficultés déjà évoquées, qui sont liées à la différence entre les axes propres du piège et les axes naturels de mouvement. Ensuite, la grande différence entre les fréquences de piégeage transverses et celle selon x (rappelons-nous que le point de départ de la décompression, le piège magnétique comprimé, a des fréquences de piégeage calculées $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (24, 3400, 3400)$ Hz) fait que les

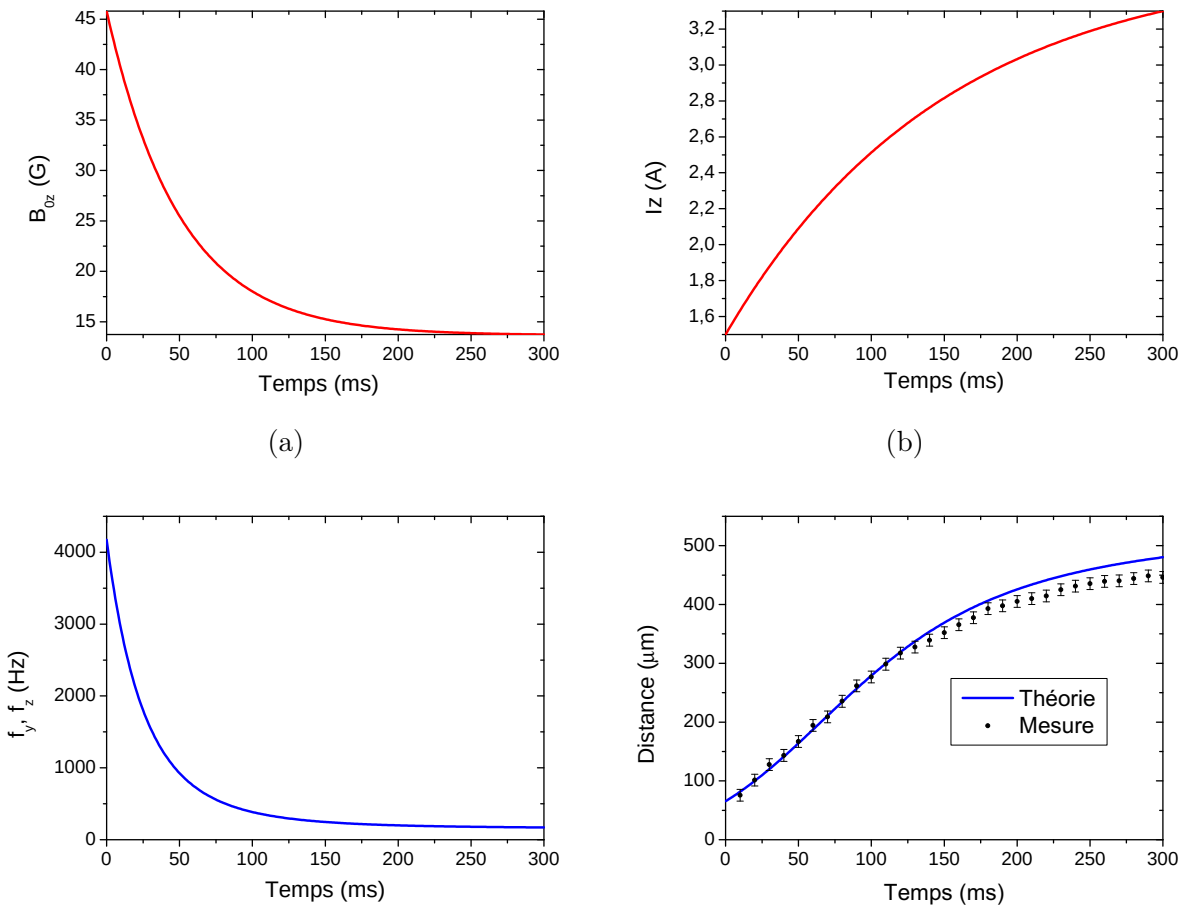


FIGURE D.1 – (a), (b) : rampes de champ de biais B_{0z} et de courant I_Z pour la décompression du piège magnétique après évaporation. (c), (d) : fréquences de piégeage sur la direction y et z, $\omega_\perp/(2\pi)$, et distance à la puce, calculées à partir des formules (II.10) et ((II.5)). La distance mesurée est aussi montrée en points noirs.

critères d'adiabaticité soient pas le même pour les différentes directions. Finalement, le chauffage qui entre en jeu quand le piège est comprimé n'est pas prévu par la fonctionnelle (D.3) (il pourrait être éventuellement ajouté, mais encore faut-il connaître sa forme exacte comme fonction de la distance à la puce et des fréquences de piégeage). Compte tenu de ces difficultés, au lieu de se pencher sur ce problème théorique d'optimisation nous avons essayé d'abord des solutions simples pour les rampes de décompression, basées sur l'intuition que l'eqn.(D.3) peut nous donner.

D.2 La décompression : s'éloigner de la puce

Nous considérons comme exemple pour la discussion de l'optimisation un piège décomprimé typique, de courant dans le fil Z $I_Z = 3{,}3\,\mathrm{A}$ et $B_{0z} = 13{,}7\,\mathrm{G}$, des fréquences de piégeage mesurées $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi\times$ (37(1),107(1),121(1)) Hz, à une distance de 450 µm de la puce, et approximativement devant le centre du fil Z (ce qui est le cas aussi du piège comprimé). Les paramètres libres de la décompression sont le courant I_Z et les trois champs de biais. Les fonctions à considérer, dans le cas général, sont les positions dans les trois dimensions de l'espace puis les trois fréquences de piégeage. Or, la fréquence sur la direction x est toujours la plus basse, et varie monotonement de moins d'un facteur 2 sur toute la décompression. L'adiabaticité de cette variation est respectée pour toutes les rampes que nous envisageons. Les fréquences ω_y et ω_z, au contraire, changent d'un facteur $\sim$40. Ces deux fréquences sont très similaires tout le long de la décompression, et nous pouvons ne considérer qu'un seul paramètre $\omega_\perp \approx \omega_y \approx \omega_z$. Dans un cas idéal, le mouvement du nuage se passerait uniquement sur la direction y, normale à la puce, car les points de départ et arrivé sur le plan xz sont presque pareils. Gardons donc dans un premier moment les deux seules variables, distance à la puce d et fréquence transverse $\omega\perp$. Revenons aux paramètres libres : nous partons d'un champ de biais $B_{0y} = 0$, et alors trivialement il reste constant tout le long pour garder le mouvement purement sur y. Le champ de biais B_{0x} ne change pas la distance d à la puce, et d'après l'eqn.(II.11) la dépendance de $\omega\perp$ avec ce champ de biais est bien moins prononcée qu'avec I_Z ou B_{0z}. Dans un premier moment, alors, nous ne gardons que les paramètres libres I_Z et B_{0z}, et nous cherchons à construire des rampes de variation de ces paramètres qui minimisent l'apport final d'énergie au nuage, fonction de d et $\omega_\perp$, elles-mêmes fonctions de I_Z et B_{0z} par les équations (II.10) et (II.5).

L'intégrand $f(t)/\sqrt{\omega(t)}$ de la fonctionnelle (D.3) montre que la courbe optimisée doit concentrer l'accélération du centre du piège plutôt dans les régions de haute fréquence, donc en début de rampe. Cela va dans le même sens de l'optimisation de la contrainte sur le chauffage : il nous faut « fuir » les régions proches de la puce/de grandes fréquences de piégeage au plus vite. De ce fait, nous avons essayé des rampes de décompression en décroissance exponentielle. Il y a trois constantes temporelles qui déterminent ces rampes : la durée totale T_0, et les constantes temporelles de décroissance T_{iZ} et T_{B0z} pour le courant I_Z et le champ de biais B_{0z}. Expérimentalement, nous avons regardé le mouvement oscillatoire résiduel du centre de masse du nuage, et aussi son chauffage, à la fin de la rampe de décompression. Le choix de paramètres $T_0 = 300\,\mathrm{ms}$, $T_{iZ} = 150\,\mathrm{ms}$ et $T_{B0z} = 50\,\mathrm{ms}$ est finalement celui qui minimise le chauffage du nuage, sans exciter les oscillations du centre de masse sur les directions y et z dans la précision de notre système d'imagerie. La fig. D.1 montre la forme de ces rampes et la variation calculée de la fréquence de piégeage $\omega_\perp$ et de la distance à la puce. La distance de la puce à la surface est aussi mesurée par imagerie d'absorption.

D.3 La correction du mouvement sur la direction x

La fig. D.2 montre les projections du mouvement de décompression mesurés sur les directions x et z, perpendiculaires au mouvement principal d'éloignement de la puce, mesurés par imagerie d'absorption de face. Nous reconnaissons une même fréquence d'oscillation sur les deux projections. C'est la fréquence selon x, d'environ 30 Hz. La projection sur x montre qu'elle est excitée au tout début de la rampe de décompression. A mesure que le piège s'écarte de la puce, les axes propres tournent légèrement par rapport aux axes naturels des bras du fil Z, à cause de la composante sur y du champ créé par les bras verticaux, et pour cela l'oscillation devient aussi visible sur la direction z. Ce premier mouvement rapide sur la direction x apparaît pour tous les choix de rampe de décompression qui préservent le nuage du chauffage rapide subit par le piège comprimé (des rampes trop lentes chauffent le nuage qui reste trop longtemps proche de la puce et avec des fréquences de piégeage perpendiculaires très confinantes). Un lissage de la dérivée des rampes aux premières millisecondes (car le départ exponentiel a une dérivée discontinue) n'a pas été utile. Ce mouvement sur x est presque inévitable, parce qu'aux premiers instants de la rampe de décompression, le piège est 100 fois plus confinant sur les directions y et z que sur la direction x, et les atomes sentent une accélération qui est presque adiabatique pour les directions confinantes mais pas pour la direction x. Par ailleurs, les champs magnétiques piégés sur les vortex des fils supraconducteurs de la puce (le Nb est un supraconducteur de type II [140]), que nous n'arrivons pas à éliminer complètement, peuvent faire des petites irrégularités de courte portée sur la structure du champ magnétique auxquelles les directions moins confinantes sont plus sensibles.

La solution adoptée pour corriger ce mouvement d'oscillation a été de désaccélérer les atomes selon x, avec un déplacement du centre du piège contraire à la vitesse du mouvement (et donc en quadrature avec l'oscillation de la position du piège). Nous créons avec ce déplacement un oscillateur harmonique forcé, avec une force de fréquence égale à la fréquence naturelle d'oscillation du système, et qui enlève l'énergie du mouvement de façon non-adiabatique. La configuration de piège de Ioffe-Pritchard rend difficile de créer un mouvement purement sur la direction x. Le champ de biais selon x ne fait que changer la valeur du champ au centre. La seule solution possible est d'utiliser le champ de biais selon y. Ce champ change la coordonnée z du centre du piège. Or, déplacer la hauteur du nuage fait qu'elle est plus sensible à un bras vertical du fil Z que l'autre, et donc le minimum du champ selon x est déplacé. Cela entraîne un mouvement selon x. Ces deux déplacements créés par le champ de biais B_{0y}, selon x et selon z, sont d'amplitudes comparables. Même si nous ne pouvons pas créer un déplacement purement sur x, les grandes fréquences de piégeage transverses jouent en notre faveur : grâce à cela, nous pouvons utiliser ce déplacement créé par le champ alors que le déplacement que nous créons sur la direction x désaccélère les atomes, il est ressenti sur z comme adiabatique, et le nuage suit la courbe de déplacement vertical du centre du piège sans que cela excite des oscillations visibles à la précision de l'imagerie.

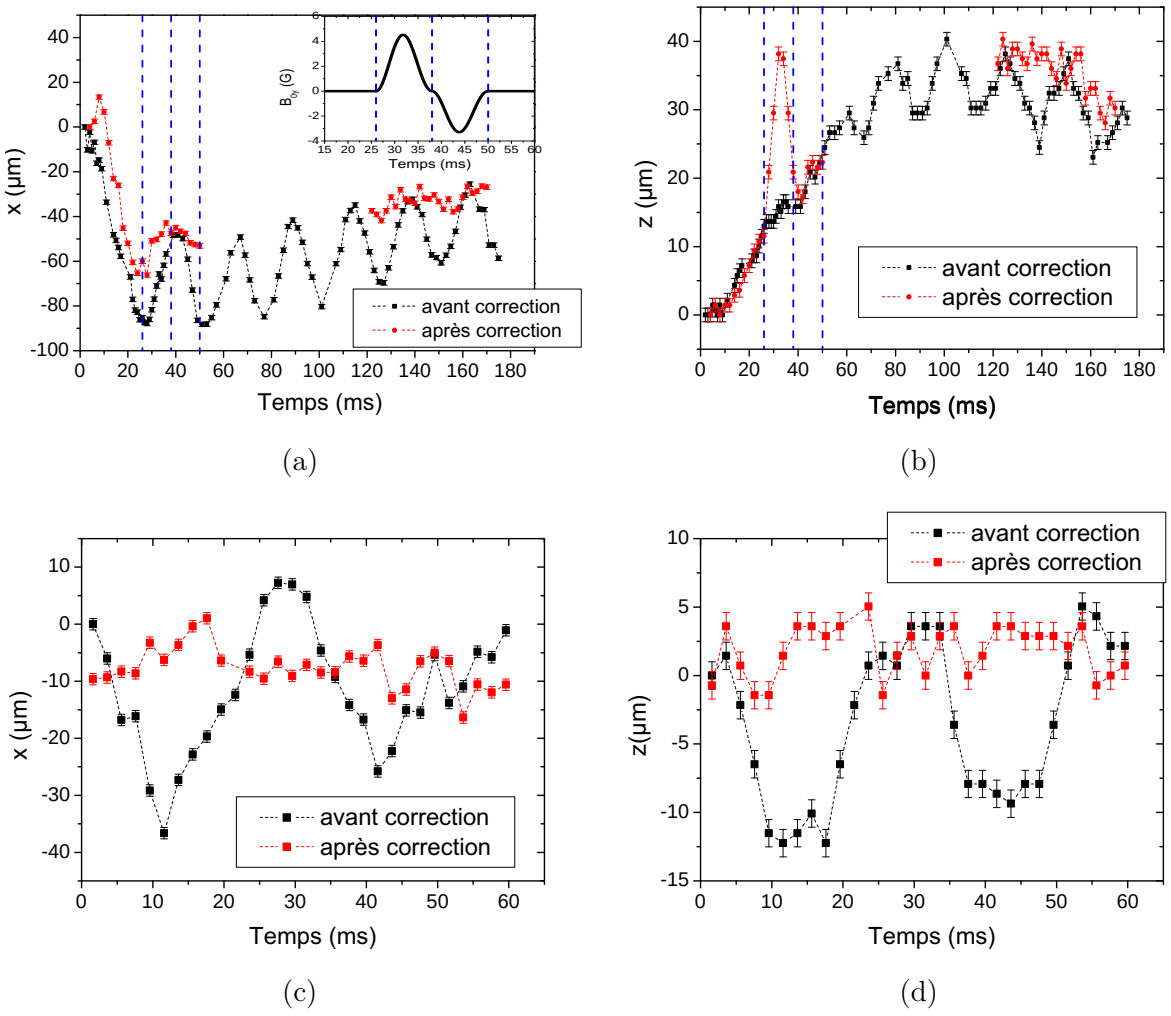


FIGURE D.2 – (a), (b) : évolution temporelle des positions x et z du nuage au début de la rampe de décompression (de durée totale 300 ms), avec et sans la correction pour l'oscillation du piège avec champ de biais B_{0y}. La fonction B_{0y} utilisée pour la correction est montrée dans l'encadré du graphique (a). Les deux tronçons avec une forme $\sin^2$ ont lieu entre 26 et 50 ms de la décompression, indiqué sur l'encadré ainsi que dans les graphiques par des pointillés bleus. (c), (d) : oscillations dans le piège décomprimé, après rampe de décompression, sur la direction x et z, avec et sans la correction.

La fig. D.2 montre, d'abord dans l'encadré du graphique D.2a, la variation du champ de biais B_{0y} qui a été la plus efficace pour compenser l'oscillation. Nous agissons sur deux demi-périodes de l'oscillation, entre 26 et 50 ms après le début de la rampe de décompression, là où la différence entre les fréquences selon x et z est encore grande, et nous optimisons expérimentalement le choix des amplitudes relatives. L'utilisation de la forme sinus au carré plutôt qu'un sinus s'est montré importante, car cela rend la dérivée régulière au début et

à la fin de la courbe. Cette figure montre aussi la position des atomes sur x et z, avec et sans le déplacement du nuage créé avec le champ de biais B_{0y} qui corrige l'oscillation du piège. Dans D.2a et D.2b, la position du nuage est montrée au début de la rampe de décompression, qui dure 300 ms. En particulier, sur la fig. D.2b nous voyons l'adiabaticité de la correction pour la direction z : le nuage suit le centre du piège déterminé par B_{0y} sans que cela excite une oscillation subséquente. Les figures D.2c et D.2d montrent l'évolution de la position du nuage dans le piège décomprimé, à la fin de la rampe de décompression. Nous voyons que le mouvement est largement réduit. La fluctuation résiduelle n'a pas de fréquence définie. Cette fluctuation vaut 5 µm rms sur la direction x et 3 µm sur la direction z. Dans ce bruit il y a inclus l'incertitude de détermination du centre du piège due à la limite de résolution optique de l'imagerie, qui est du même ordre de grandeur et pourrait l'expliquer en grande partie, sinon complètement.

Bibliographie

[1] C. Fabre, M. Gross, J. M. Raimond, et S. Haroche. "Measuring atomic dimensions by transmission of rydberg atoms through micrometre size slits". *J. Phys. B Lett.*, **16**, L671 (1983). URL `http://iopscience.iop.org/0022-3700/16/21/009`.

[2] M. Brune, J. M. Raimond, P. Goy, L. Davidovich, et S. Haroche. "Realization of a two-photon maser oscillator". *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 1899 (Oct 1987). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.1899`.

[3] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond, et S. Haroche. "Quantum rabi oscillation : A direct test of field quantization in a cavity". *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1800 (Mar 1996). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.1800`.

[4] M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Maali, C. Wunderlich, J. M. Raimond, et S. Haroche. "Observing the progressive decoherence of the "meter" in a quantum measurement". *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4887 (Dec 1996). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.4887`.

[5] J. M. Raimond, M. Brune, et S. Haroche. "Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity". *Rev. Mod. Phys.*, **73**, 565 (Aug 2001). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.73.565`.

[6] G. Nogues, A. Rauschenbeutel, S. Osnaghi, M. Brune, J. Raimond, et S. Haroche. "Seeing a single photon without destroying it". *Nature*, **400**, n° 6741, 239 (1999).

[7] P. Maioli, T. Meunier, S. Gleyzes, A. Auffeves, G. Nogues, M. Brune, J. M. Raimond, et S. Haroche. "Nondestructive rydberg atom counting with mesoscopic fields in a cavity". *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 113601 (Mar 2005). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.113601`.

[8] S. Gleyzes, S. Kuhr, C. Guerlin, J. Bernu, S. Deleglise, U. B. Hoff, M. Brune, J.-M. Raimond, et S. Haroche. "Quantum jumps of light recording the birth and death of a photon in a cavity". *Nature*, **446**, n° 7133, 297 (2007).

[9] C. Guerlin, J. Bernu, S. Deleglise, C. Sayrin, S. Gleyzes, S. Kuhr, M. Brune, J.-M. Raimond, et S. Haroche. "Progressive field-state collapse and quantum non-demolition photon counting". *Nature*, **448**, n° 7156, 889 (2007).

[10] S. Deleglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond, et S. Haroche. "Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence". *Nature*, **455**, n° 7212, 510 (2008).

[11] J. M. Raimond, G. Vitrant, et S. Haroche. "Spectral line broadening due to the interaction between very excited atoms : 'the dense rydberg gas"'. *J. Phys. B Lett.*, **14**, L655 (1981). URL http://iopscience.iop.org/0022-3700/14/21/003.

[12] S. Haroche, G. Vitrant, et J. M. Raimond. *Laser Spectroscopy V*. A. R. W. Mc Kellar, T. Oka, B. P. Stoicheff eds. Spring-Verlag Berlin Heidelberg (1981).

[13] P. Pillet, R. Kachru, N. H. Tran, W. W. Smith, et T. F. Gallagher. "Radiative collisions in a strong-field regime". *Phys. Rev. Lett.*, **50**, 1763 (May 1983). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.50.1763.

[14] R. C. Stoneman, M. D. Adams, et T. F. Gallagher. "Resonant-collision spectroscopy of rydberg atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1324 (Mar 1987). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.1324.

[15] D. S. Thomson, R. C. Stoneman, et T. F. Gallagher. "Intracollisional interference in resonant collisions of na rydberg atoms". *Phys. Rev. A*, **39**, 2914 (Mar 1989). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.39.2914.

[16] A. L. de Oliveira, M. W. Mancini, V. S. Bagnato, et L. G. Marcassa. "Rydberg cold collisions dominated by ultralong range potential". *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 143002 (Apr 2003). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.143002.

[17] S. Westermann, T. Amthor, A. L. de Oliveira, J. Deiglmayr, M. Reetz-Lamour, et M. Weidemüller. "Dynamics of resonant energy transfer in a cold rydberg gas". *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, **40**, n° 1, 37 (2006). URL http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2006-00130-3.

[18] N. Saquet, A. Cournol, J. Beugnon, J. Robert, P. Pillet, et N. Vanhaecke. "Landau-zener transitions in frozen pairs of rydberg atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 133003 (Apr 2010). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.133003.

[19] D. E. Pritchard. "Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy". *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 1336 (Oct 1983). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.51.1336.

[20] J. Dalibard, S. Reynaud, et C. Cohen-Tannoudji. "Proposals of stable optical traps for neutral atoms". *Optics communications*, **47**, n° 6, 395 (1983).

[21] J. Dalibard, S. Reynaud, et C. Cohen-Tannoudji. "Potentialities of a new $\sigma+$ -$\sigma-$ laser configuration for radiative cooling and trapping". *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, **17**, n° 22, 4577 (1984). URL http://stacks.iop.org/0022-3700/17/i=22/a=018.

[22] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, et A. Cable. "Experimental observation of optically trapped atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 314 (Jul 1986). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.57.314.

[23] C. Cohen-Tannoudji et W. D. Phillips. "New mechanisms for laser cooling". *Phys. Today*, **43**, nº 10, 33 (1990).

[24] W. R. Anderson, J. R. Veale, et T. F. Gallagher. "Resonant dipole-dipole energy transfer in a nearly frozen rydberg gas". *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 249 (Jan 1998). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.80.249.

[25] I. Mourachko, D. Comparat, F. de Tomasi, A. Fioretti, P. Nosbaum, V. M. Akulin, et P. Pillet. "Many-body effects in a frozen rydberg gas". *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 253 (Jan 1998). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.80.253.

[26] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote, L. M. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac, et P. Zoller. "Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles". *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 037901 (Jun 2001). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.037901.

[27] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté, et M. D. Lukin. "Fast quantum gates for neutral atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2208 (Sep 2000). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.2208.

[28] M. Saffman, T. G. Walker, et K. Mølmer. "Quantum information with rydberg atoms". *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2313 (Aug 2010). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.82.2313.

[29] M. Saffman et T. G. Walker. "Creating single-atom and single-photon sources from entangled atomic ensembles". *Phys. Rev. A*, **66**, 065403 (Dec 2002). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.66.065403.

[30] J. Reichel, W. Hänsel, et T. W. Hänsch. "Atomic micromanipulation with magnetic surface traps". *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3398 (Oct 1999). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.3398.

[31] J. Reichel. "Microchip traps and bose-einstein condensation". *Applied Physics B*, **74**, nº 6, 469 (2002). URL http://dx.doi.org/10.1007/s003400200861.

[32] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, et W. Ketterle. "Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3969 (Nov 1995). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.3969.

[33] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, et E. A. Cornell. "Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor". *Science*, **269**, nº 5221, 198 (1995). http://www.sciencemag.org/content/269/5221/198.full.pdf.

[34] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. Hänsch, et J. Reichel. "Bose–einstein condensation on a microelectronic chip". *Nature*, **413**, nº 6855, 498 (2001).

[35] T. Nirrengarten, A. Qarry, C. Roux, A. Emmert, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, et S. Haroche. "Realization of a superconducting atom chip". *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 200405 (Nov 2006). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.200405`.

[36] T. Nirrengarten. *Piégeage magnétique d'atomes de Rubidium au voisinage d'une surface supraconductrice.* Thèse de doctorat, Université Paris VI (2007).

[37] C. Roux. *Condensation de Bose-Einstein sur une puce à atomes supraconductrice.* Thèse de doctorat, Université Paris VI (2008).

[38] A. Emmert. *Puce à atomes supraconductrice : Atomes froids dans un environnement cryogénique et excitation d'atomes de Rydberg.* Thèse de doctorat, Université Paris VI (2009).

[39] C. Roux, A. Emmert, A. Lupascu, T. Nirrengarten, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, et S. Haroche. "Bose-einstein condensation on a superconducting atom chip". *EPL (Europhysics Letters)*, **81**, n° 5, 56004 (2008). URL `http://stacks.iop.org/0295-5075/81/i=5/a=56004`.

[40] D. Tong, S. M. Farooqi, J. Stanojevic, S. Krishnan, Y. P. Zhang, R. Côté, E. E. Eyler, et P. L. Gould. "Local blockade of rydberg excitation in an ultracold gas". *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 063001 (Aug 2004). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.063001`.

[41] K. Singer, M. Reetz-Lamour, T. Amthor, L. G. Marcassa, et M. Weidemüller. "Suppression of excitation and spectral broadening induced by interactions in a cold gas of rydberg atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 163001 (Oct 2004). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.163001`.

[42] R. Heidemann, U. Raitzsch, V. Bendkowsky, B. Butscher, R. Löw, L. Santos, et T. Pfau. "Evidence for coherent collective rydberg excitation in the strong blockade regime". *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 163601 (Oct 2007). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.163601`.

[43] T. Vogt, M. Viteau, A. Chotia, J. Zhao, D. Comparat, et P. Pillet. "Electric-field induced dipole blockade with rydberg atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 073002 (Aug 2007). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.073002`.

[44] T. Vogt, M. Viteau, J. Zhao, A. Chotia, D. Comparat, et P. Pillet. "Dipole blockade at förster resonances in high resolution laser excitation of rydberg states of cesium atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 083003 (Aug 2006). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.083003`.

[45] M. Reetz-Lamour, T. Amthor, J. Deiglmayr, et M. Weidemüller. "Rabi oscillations and excitation trapping in the coherent excitation of a mesoscopic frozen rydberg gas". *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 253001 (Jun 2008). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.253001`.

[46] E. Urban, T. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D. Yavuz, T. Walker, et M. Saffman. "Observation of rydberg blockade between two atoms". *Nature Physics*, **5**, n° 2, 110 (2009).

[47] D. Maxwell, D. J. Szwer, D. Paredes-Barato, H. Busche, J. D. Pritchard, A. Gauguet, K. J. Weatherill, M. P. A. Jones, et C. S. Adams. "Storage and control of optical photons using rydberg polaritons". *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 103001 (Mar 2013). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.103001`.

[48] A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk, A. Chotia, M. Viteau, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys, et P. Grangier. "Observation of collective excitation of two individual atoms in the rydberg blockade regime". *Nature Physics*, **5**, n° 2, 115 (2009).

[49] Y. Dudin, L. Li, F. Bariani, et A. Kuzmich. "Observation of coherent many-body rabi oscillations". *Nature Physics*, **8**, n° 11, 790 (2012).

[50] T. Wilk, A. Gaëtan, C. Evellin, J. Wolters, Y. Miroshnychenko, P. Grangier, et A. Browaeys. "Entanglement of two individual neutral atoms using rydberg blockade". *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 010502 (Jan 2010). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.010502`.

[51] L. Béguin, A. Vernier, R. Chicireanu, T. Lahaye, et A. Browaeys. "Direct measurement of the van der waals interaction between two rydberg atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 263201 (Jun 2013). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.263201`.

[52] C. Ates, T. Pohl, T. Pattard, et J. M. Rost. "Strong interaction effects on the atom counting statistics of ultracold rydberg gases". *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, **39**, n° 11, L233 (2006). URL `http://stacks.iop.org/0953-4075/39/i=11/a=L02`.

[53] A. Reinhard, K. C. Younge, et G. Raithel. "Effect of förster resonances on the excitation statistics of many-body rydberg systems". *Phys. Rev. A*, **78**, 060702 (Dec 2008). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.78.060702`.

[54] C. S. Hofmann, G. Günter, H. Schempp, M. Robert-de Saint-Vincent, M. Gärttner, J. Evers, S. Whitlock, et M. Weidemüller. "Sub-poissonian statistics of rydberg-interacting dark-state polaritons". *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 203601 (May 2013). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.203601`.

[55] F. Robicheaux et J. V. Hernández. "Many-body wave function in a dipole blockade configuration". *Phys. Rev. A*, **72**, 063403 (Dec 2005). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.72.063403`.

[56] C. Ates, T. Pohl, T. Pattard, et J. M. Rost. "Many-body theory of excitation dynamics in an ultracold rydberg gas". *Phys. Rev. A*, **76**, 013413 (Jul 2007). URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.76.013413`.

[57] M. Gärttner, K. P. Heeg, T. Gasenzer, et J. Evers. "Dynamic formation of rydberg aggregates at off-resonant excitation". *Phys. Rev. A*, **88**, 043410 (Oct 2013). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.88.043410.

[58] J. Stanojevic et R. Côté. "Many-body dynamics of rydberg excitation using the ω expansion". *Phys. Rev. A*, **81**, 053406 (May 2010). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.81.053406.

[59] M. Viteau, P. Huillery, M. G. Bason, N. Malossi, D. Ciampini, O. Morsch, E. Arimondo, D. Comparat, et P. Pillet. "Cooperative excitation and many-body interactions in a cold rydberg gas". *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 053002 (Jul 2012). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.053002.

[60] T. Pohl, E. Demler, et M. D. Lukin. "Dynamical crystallization in the dipole blockade of ultracold atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 043002 (Jan 2010). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.043002.

[61] A. Schwarzkopf, R. E. Sapiro, et G. Raithel. "Imaging spatial correlations of rydberg excitations in cold atom clouds". *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 103001 (Aug 2011). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.103001.

[62] P. Schauss, M. Cheneau, M. Endres, T. Fukuhara, S. Hild, A. Omran, T. Pohl, C. Gross, S. Kuhr, et I. Bloch. "Observation of spatially ordered structures in a two-dimensional rydberg gas". *Nature*, **491**, n° 7422, 87 (2012).

[63] M. Endres, M. Cheneau, T. Fukuhara, C. Weitenberg, P. Schauss, C. Gross, L. Mazza, M. Bañuls, L. Pollet, I. Bloch, et S. Kuhr. "Single-site- and single-atom-resolved measurement of correlation functions". *Applied Physics B*, **113**, n° 1, 27 (2013). URL http://dx.doi.org/10.1007/s00340-013-5552-9.

[64] W. Li, P. J. Tanner, et T. F. Gallagher. "Dipole-dipole excitation and ionization in an ultracold gas of rydberg atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 173001 (May 2005). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.173001.

[65] T. Amthor, M. Reetz-Lamour, S. Westermann, J. Denskat, et M. Weidemüller. "Mechanical effect of van der waals interactions observed in real time in an ultracold rydberg gas". *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 023004 (Jan 2007). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.023004.

[66] T. Amthor, M. Reetz-Lamour, C. Giese, et M. Weidemüller. "Modeling many-particle mechanical effects of an interacting rydberg gas". *Phys. Rev. A*, **76**, 054702 (Nov 2007). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.76.054702.

[67] A. S. Sørensen, C. H. van der Wal, L. I. Childress, et M. D. Lukin. "Capacitive coupling of atomic systems to mesoscopic conductors". *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 063601 (Feb 2004). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.063601.

[68] A. Tauschinsky, R. M. T. Thijssen, S. Whitlock, H. B. van Linden van den Heuvell, et R. J. C. Spreeuw. "Spatially resolved excitation of rydberg atoms

and surface effects on an atom chip". *Phys. Rev. A*, **81**, 063411 (Jun 2010). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.81.063411.

[69] H. Hattermann, M. Mack, F. Karlewski, F. Jessen, D. Cano, et J. Fortágh. "Detrimental adsorbate fields in experiments with cold rydberg gases near surfaces". *Phys. Rev. A*, **86**, 022511 (Aug 2012). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.86.022511.

[70] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, et S. Haroche. "Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission". *Phys. Rev. Lett.*, **50**, 1903 (Jun 1983). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.50.1903.

[71] T. F. Gallagher. *Rydberg Atoms*. Cambridge University Press (1994).

[72] H. Schempp, G. Günter, M. Robert-de Saint-Vincent, C. S. Hofmann, D. Breyel, A. Komnik, D. W. Schönleber, M. Gärttner, J. Evers, S. Whitlock, et M. Weidemüller. "Full counting statistics of laser excited rydberg aggregates in a one-dimensional geometry". *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 013002 (Jan 2014). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.013002.

[73] P. J. Mohr, B. N. Taylor, et D. B. Newell. "Codata recommended values of the fundamental physical constants : 2010". *Rev. Mod. Phys*, **84**, 1527(79) (Oct-Dec 2010). URL http://physics.nist.gov/cuu/pdf/RevModPhysCODATA2010.pdf.

[74] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, et F. Laloë. *Mécanique Quantique : Tome I*. Hermann, Paris (1973).

[75] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, et F. Laloë. *Mécanique Quantique : Tome II*. Hermann, Paris (1973).

[76] C. Fabre, S. Haroche, et P. Goy. "Millimeter spectroscopy in sodium rydberg states : Quantum-defect, fine-structure, and polarizability measurements". *Phys. Rev. A*, **18**, 229 (1978). URL http://journals.aps.org/pra/abstract/10.1103/PhysRevA.18.229.

[77] P. Goy, J. M. Raimond, G. Vitrant, et S. Haroche. "Millimeter-wave spectroscopy in cesium rydberg states. quantum defects, fine- and hyperfine-structure measurements". *Phys. Rev. A*, **26**, 2733 (Nov 1982). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.26.2733.

[78] D. Meschede. "Centimeter-wave spectroscopy of highly excited rubidium atoms". *JOSA B*, **4**, 413 (1984). URL http://www.opticsinfobase.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-4-3-413.

[79] W. C. Martin. "Series formulas for the spectrum of atomic sodium (na i)". *JOSA*, **70**, 784 (1980). URL http://iopscience.iop.org/0034-4885/46/2/002.

[80] W. Li, I. Mourachko, M. W. Noel, et 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 (May 2003). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.67.052502.

[81] J. Han, Y. Jamil, D. V. L. Norum, P. J. Tanner, et T. F. Gallagher. "Rb nf quantum defects from millimeter-wave spectroscopy of cold rb85 rydberg atoms". *Phys. Rev. A*, **74**, 054502 (Nov 2006). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.74.054502.

[82] W. Gorecki et E. Belorizky. *Introduction à la Mécanique Statistique*. EDP Sciences (1992).

[83] T. F. Gallagher et W. E. Cooke. "Interactions of blackbody radiation with atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 835 (Mar 1979). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.42.835.

[84] R. C. Hilborn. "Einstein coefficients, cross sections, f values, dipole moments, and all that". *American Journal of Physics*, **50**, n° 11, 982 (1982). URL http://scitation.aip.org/content/aapt/journal/ajp/50/11/10.1119/1.12937.

[85] R. Löw, H. Weimer, J. Nipper, J. B. Balewski, B. Butscher, H. P. Büchler, et T. Pfau. "An experimental and theoretical guide to strongly interacting rydberg gases". *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, **45**, n° 11, 113001 (2012). URL http://stacks.iop.org/0953-4075/45/i=11/a=113001.

[86] J. Jackson. *Quantum Mechanics : Non-relativistic Theory*. John Wiley & Sons Ltd. (1975).

[87] T. G. Walker et M. Saffman. "Consequences of zeeman degeneracy for the van der waals blockade between rydberg atoms". *Phys. Rev. A*, **77**, 032723 (Mar 2008). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.77.032723.

[88] L. D. Landau et E. M. Lifshitz. *Classical Electrodynamics*. Butterworth-Heinemann (1977).

[89] R. H. Dicke. "Coherence in spontaneous radiation processes". *Phys. Rev.*, **93**, 99 (Jan 1954). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.93.99.

[90] J. M. Radcliffe. "Some properties of coherent spin states". *Journal of Physics A : General Physics*, **4**, n° 3, 313 (1971). URL http://stacks.iop.org/0022-3689/4/i=3/a=009.

[91] A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk, A. Chotia, M. Viteau, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys, et P. Grangier. "Observation of collective excitation of two individual atoms in the rydberg blockade regime". *Nature Physics*, **5**, 115 (2009). URL http://www.nature.com/nphys/journal/v5/n2/full/nphys1183.html.

[92] C. J. Pethick et H. Smith. *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*. Cambridge University Press (2002).

[93] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii, et S. Stringari. "Theory of bose-einstein condensation in trapped gases". *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 463 (Apr 1999). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.71.463.

[94] A. Widera, F. Gerbier, S. Fölling, T. Gericke, O. Mandel, et I. Bloch. "Precision measurement of spin-dependent interaction strengths for spin-1 and spin-2 87 rb atoms". *New Journal of Physics*, **8**, n° 8, 152 (2006). URL http://stacks.iop.org/1367-2630/8/i=8/a=152.

[95] F. Dalfovo et S. Stringari. "Bosons in anisotropic traps : Ground state and vortices". *Phys. Rev. A*, **53**, 2477 (Apr 1996). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.53.2477.

[96] R. M. W. van Bijnen, S. Smit, K. A. H. van Leeuwen, E. J. D. Vredenbregt, et S. J. J. M. F. Kokkelmans. "Adiabatic formation of rydberg crystals with chirped laser pulses". *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, **44**, n° 18, 184008 (2011). URL http://stacks.iop.org/0953-4075/44/i=18/a=184008.

[97] M. Newman et G. Barkema. *Monte Carlo Methods in Statistical Physics chapter 1-4*. Oxford University Press, Oxford (1999).

[98] V. Bagnato, D. E. Pritchard, et D. Kleppner. "Bose-einstein condensation in an external potential". *Physical Review A*, **35**, n° 10, 4354 (1987).

[99] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, et D. E. Pritchard. "Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure". *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631 (Dec 1987). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.2631.

[100] W. Meissner et R. Ochsenfeld. "Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit". *Naturwissenschaften*, **21**, n° 44, 787 (1933). URL http://dx.doi.org/10.1007/BF01504252.

[101] W. H. Wing. "On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields". *Progress in Quantum Electronics*, **8**, n° 3-4, 181 (1984). URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0079672784900120.

[102] J. Schwinger. "On nonadiabatic processes in inhomogeneous fields". *Phys. Rev.*, **51**, 648 (Apr 1937). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.51.648.

[103] RADIA. URL http://www.esrf.eu/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/Radia/Documentation/Introduction.

[104] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, et J. Dalibard. "Phase-space density in the magneto-optical trap". *Phys. Rev. A*, **52**, 1423 (Aug 1995). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.52.1423.

[105] P. Cheinet. *Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids*. Thèse de doctorat, Université Paris VI (2006).

[106] M. Drewsen, P. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, et C. Salomon. "Investigation of sub-doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap". *Applied Physics B*, **59**, n° 3, 283 (1994). URL http://dx.doi.org/10.1007/BF01081396.

[107] J. Dalibard. "Atomes ultra-froids - cours du m2 de physique quantique paris vi" (2006). URL http://www.phys.ens.fr/~dalibard/.

[108] H. F. Hess. "Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen". *Phys. Rev. B*, **34**, 3476 (Sep 1986). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.34.3476.

[109] D. Guéry-Odelin. *Dynamique collisionnelle des gaz d'alcalins lourds : du refroidissement évaporatif à la condensation de Bose-Einstein*. Thèse de doctorat, Université Paris VI (1998).

[110] A. Aspect, C. Fabre, et G. Grynberg. *Optique Quantique 1 : Lasers, Tome I*. Ecole Polytechnique (2006). URL http://catalogue.polytechnique.fr/site.php?id=63.

[111] G. Reinaudi, T. Lahaye, Z. Wang, et D. Guéry-Odelin. "Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms". *Opt. Lett.*, **32**, n° 21, 3143 (Nov 2007). URL http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-32-21-3143.

[112] D. A. Steck. "Rubidium 87 d line data". URL http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata/rubidium87numbers.pdf.

[113] M. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash, et D. Kleppner. "Stark structure of the rydberg states of alkali-metal atoms". *Phys. Rev. A*, **20**, 2251 (Dec 1979). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.20.2251.

[114] M. G. Littman, M. M. Kash, et D. Kleppner. "Field-ionization processes in excited atoms". *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 103 (Jul 1978). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.41.103.

[115] T. F. Gallagher, L. M. Humphrey, R. M. Hill, et S. A. Edelstein. "Resolution of $|m_l|$ and $|m_j|$ levels in the electric field ionization of highly excited d states of na". *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 1465 (Nov 1976). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.37.1465.

[116] E. L. Hahn. "Spin echoes". *Phys. Rev.*, **80**, 580 (Nov 1950). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.80.580.

[117] H. Y. Carr et E. M. Purcell. "Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance experiments". *Phys. Rev.*, **94**, 630 (May 1954). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.94.630.

[118] J. B. Balewski, A. T. Krupp, A. Gaj, D. Peter, H. P. Büchler, R. Löw, S. Hofferberth, et T. Pfau. "Coupling a single electron to a bose-einstein condensate". *Nature*, **502**, n° 7473, 664 (2013).

[119] C. Bahrim, U. Thumm, et I. I. Fabrikant. "3 s e and 1 s e scattering lengths for e - + rb, cs and fr collisions". *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, **34**, n° 6, L195 (2001). URL http://stacks.iop.org/0953-4075/34/i=6/a=107.

[120] R. Löw, H. Weimer, U. Krohn, R. Heidemann, V. Bendkowsky, B. Butscher, H. P. Büchler, et T. Pfau. "Universal scaling in a strongly interacting

rydberg gas". *Phys. Rev. A*, **80**, 033422 (Sep 2009). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.80.033422.

[121] H. Weimer, R. Löw, T. Pfau, et H. P. Büchler. "Quantum critical behavior in strongly interacting rydberg gases". *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 250601 (Dec 2008). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.250601.

[122] C. Ates, T. Pohl, T. Pattard, et J. M. Rost. "Antiblockade in rydberg excitation of an ultracold lattice gas". *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 023002 (Jan 2007). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.023002.

[123] E. W. Weisstein. "Hexagonal close packing". URL http://mathworld.wolfram.com/HexagonalClosePacking.html.

[124] P. Treutlein. *Coherent manipulation of ultracold atoms on atom chips*. Thèse de doctorat, LMU München (2008).

[125] S. D. Gensemer et P. L. Gould. "Ultracold collisions observed in real time". *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 936 (Feb 1998). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.80.936.

[126] Haen, P. et Teixeira, J. "Résistivité électrique à basse température du niobium et d'alliages niobium-hafnium en phase cubique". *Rev. Phys. Appl. (Paris)*, **9**, n° 5, 879 (1974). URL http://dx.doi.org/10.1051/rphysap:0197400905087900.

[127] J. Eisenstein. "Superconducting elements". *Rev. Mod. Phys.*, **26**, 277 (Jul 1954). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.26.277.

[128] R. Huebener, R. Kampwirth, R. Martin, T. Barbee, et R. B. Zubeck. "Critical current density in superconducting niobium films". *Magnetics, IEEE Transactions on*, **11**, n° 2, 344 (Mar 1975).

[129] G. Breit et I. I. Rabi. "Measurement of nuclear spin". *Phys. Rev.*, **38**, 2082 (Dec 1931). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.38.2082.2.

[130] B. Desruelle, V. Boyer, S. G. Murdoch, G. Delannoy, P. Bouyer, A. Aspect, et M. Lécrivain. "Interrupted evaporative cooling of ^{87}Rb atoms trapped in a high magnetic field". *Phys. Rev. A*, **60**, R1759 (Sep 1999). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.60.R1759.

[131] D. W. Preston. "Doppler-free saturated absorption : Laser spectroscopy". *American Journal of Physics*, **64**, n° 11, 1432 (1996). URL http://scitation.aip.org/content/aapt/journal/ajp/64/11/10.1119/1.18457.

[132] E. D. Black. "An introduction to pound-drever-hall laser frequency stabilization". *American Journal of Physics*, **69**, n° 1, 79 (2001). URL http://scitation.aip.org/content/aapt/journal/ajp/69/1/10.1119/1.1286663.

[133] L. B. Mercer. "1/f frequency noise effects on self-heterodyne linewidth measurements". *Lightwave Technology, Journal of*, **9**, n° 4, 485 (Apr 1991).

[134] C. Henry. "Theory of the linewidth of semiconductor lasers". *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, **18**, n° 2, 259 (Feb 1982).

[135] G. Tenchio. "1/f noise of continuous-wave semiconductor lasers". *Electronics Letters*, **13**, n° 20, 614 (September 1977).

[136] R. Reichle, D. Leibfried, R. Blakestad, J. Britton, J. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, S. Seidelin, et D. Wineland. "Transport dynamics of single ions in segmented microstructured paul trap arrays". *Fortschritte der Physik*, **54**, n° 8-10, 666 (2006). URL http://dx.doi.org/10.1002/prop.200610326.

[137] E. Torrontegui, S. Ibáñez, X. Chen, A. Ruschhaupt, D. Guéry-Odelin, et J. G. Muga. "Fast atomic transport without vibrational heating". *Phys. Rev. A*, **83**, 013415 (Jan 2011). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.83.013415.

[138] E. Torrontegui, S. I. nez, S. Martínez-Garaot, M. Modugno, A. del Campo, D. Guéry-Odelin, A. Ruschhaupt, X. Chen, et J. G. Muga. "Chapter 2 - shortcuts to adiabaticity". Dans P. R. B. Ennio Arimondo et C. C. Lin (rédacteurs), *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, tome 62 de *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, p. 117 – 169. Academic Press (2013). URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780124080904000025.

[139] A. Walther, F. Ziesel, T. Ruster, S. T. Dawkins, K. Ott, M. Hettrich, K. Singer, F. Schmidt-Kaler, et U. Poschinger. "Controlling fast transport of cold trapped ions". *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 080501 (Aug 2012). URL http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.080501.

[140] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill, New York (1996).