

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
LABORATOIRE KASTLER BROSSEL

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
Spécialité : **PHYSIQUE QUANTIQUE**

Atomes de Rydberg circulaires piégés

présentée par

Tigrane Cantat-Moltrecht

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

Soutenue le décembre 2017 devant le jury composé de :

| | |
|------------------|--------------------|
| Dr. Michel BRUNE | Directeur de thèse |
| Dr. ?? | Rapporteur |
| Pr. ?? | Rapporteur |
| Dr. ?? | Examinateur |
| Pr. ?? | Examinateur |
| Pr. ?? | Examinateur |

To ???

Table des matières

| | |
|---|------------|
| Table des figures | vii |
| Liste des tableaux | ix |
| Introduction | 1 |
| I Atomes de Rydberg alcalins en interaction | 3 |
| I.1 Les atomes de Rydberg alcalins : des hydrogénoides géants | 4 |
| I.1.1 Hamiltonien de l'atome de Rydberg et défaut quantique | 5 |
| I.1.2 Partie radiale de la fonction d'onde et calcul du dipôle de transition | 6 |
| I.1.3 L'effet Stark | 7 |
| I.1.4 Temps de vie des niveaux de Rydberg | 9 |
| I.2 Les niveaux de Rydberg circulaires | 11 |
| I.2.1 La base des états paraboliques | 11 |
| I.2.2 Le niveau de Rydberg 50C : $ \mathbf{n} = \mathbf{50}, \mathbf{l} = \mathbf{49}, \mathbf{m_l} = \mathbf{49}\rangle$ | 15 |
| I.3 Atomes de Rydberg en interaction | 18 |
| I.3.1 Deux atomes de Rydberg qui se parlent | 18 |
| I.3.2 Deux atomes dans le même niveau de Rydberg | 19 |
| I.3.3 Deux atomes dans des niveaux de Rydberg différents | 20 |
| I.3.4 Les interactions dipolaires du niveau 60S | 22 |
| I.3.5 Les interactions dipolaires du niveau 50C | 23 |
| II Des atomes de Rydberg froids en environnement cryogénique | 27 |
| II.1 Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein | 28 |
| II.1.1 L'environnement cryogénique : cryostat et puce à atomes supraconductrice | 28 |
| II.1.2 Séquence de piégeage et refroidissement | 34 |
| II.1.3 Imagerie atomique par absorption | 39 |
| II.1.4 Quelques nuages typiques | 44 |
| II.2 Excitation et détection d'atomes de Rydberg près d'une puce | 45 |
| II.2.1 L'excitation à deux photons des atomes de Rydberg | 46 |
| II.2.2 La détection par ionisation des atomes de Rydberg | 48 |
| II.2.3 Les champs électriques parasites, défi des atomes de Rydberg sur puce | 50 |
| II.2.4 Contrôle du champ électrique perpendiculaire à la puce | 51 |
| II.2.5 Manipulation cohérente des états de Rydberg | 54 |

| | |
|--|------------|
| II.2.6 Temps de vie des atomes de Rydberg et température effective | 56 |
| III Interaction entre atomes de Rydberg sphériques et excitation de gaz dense | 59 |
| III.1 Les effets de l'interaction dipolaire en nuage dense | 59 |
| III.1.1 Rappels sur l'interaction dipolaire | 59 |
| III.1.2 Deux régimes d'excitation en interaction dipolaire forte | 60 |
| III.1.3 Mouvement des atomes au sein d'un gaz dense de Rydberg | 63 |
| III.2 Observation expérimentale des interactions | 64 |
| III.2.1 Spectroscopie optique du nuage : différents régimes d'excitation . | 65 |
| III.2.2 Spectroscopie microonde : une sonde pour l'énergie d'interaction | 67 |
| III.3 Premier modèle numérique et accord qualitatif | 74 |
| III.3.1 Au cœur du modèle numérique | 74 |
| III.3.2 Comparaison aux spectres microonde expérimentaux | 76 |
| III.3.3 La limite du modèle : l'absence de temps | 77 |
| III.4 Raffinement du modèle : équations de taux pour la dynamique d'excitation et chauffage du nuage | 78 |
| III.4.1 Modèle d'équation de taux et adaptation de l'algorithme | 79 |
| III.4.2 Estimation et prise en compte du chauffage du nuage atomique . | 81 |
| III.4.3 Simulations | 83 |
| III.4.4 Caractéristiques des nuages simulés | 83 |
| IV Les atomes de Rydberg circulaires en interaction : vers un simulateur quantique | 85 |
| IV.1 Principe général du simulateur | 85 |
| IV.2 Les interactions dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg circulaires | 87 |
| IV.2.1 Les niveaux circulaires en présence de champs électrique et magnétique | 87 |
| IV.2.2 L'interaction circulaire-circulaire en présence de champs électrique et magnétique extérieurs | 89 |
| IV.3 Le hamiltonien XXZ simulé | 91 |
| IV.3.1 Équivalence avec une paire de spins $1/2$ | 91 |
| IV.3.2 Extension à une chaîne de N atomes et habillage microonde | 92 |
| IV.3.3 Contrôle du hamiltonien et choix des niveaux 50C et 48C | 93 |
| IV.4 Principes techniques du simulateur | 95 |
| IV.4.1 Piégeage laser des Rydberg circulaires | 95 |
| IV.4.2 Préservation des états de Rydberg | 97 |
| IV.4.3 Préparation déterministe d'une chaîne | 100 |
| V Des atomes de Rydberg circulaires sur puce | 101 |
| V.1 Modifications du dispositif expérimental | 101 |
| V.1.1 Contrôle du champ perpendiculaire à la puce | 101 |
| V.1.2 Contrôle du champ parallèle à la puce | 102 |
| V.2 Comment exciter des atomes de Rydberg circulaires | 106 |
| V.2.1 Les niveaux atomiques du fondamental au Rydberg circulaire . . | 106 |
| V.2.2 Spectroscopie 5s-50d | 106 |
| V.2.3 Spectroscopie 50d-50f | 107 |

| | | |
|-------------------|--|------------|
| V.3 | Comment caractériser les atomes de Rydberg circulaires | 107 |
| V.3.1 | Spectroscopie microonde vers les niveaux voisins | 107 |
| V.3.2 | Temps de vie | 107 |
| V.3.3 | Temps de cohérence | 107 |
| V.4 | Éjectable : Première évidence du piégeage des atomes circulaires | 107 |
| V.4.1 | Dispositif laser de piégeage | 107 |
| V.4.2 | Comment observer le piégeage des atomes circulaires | 107 |
| Conclusion | | 109 |
| A | Système de lock | 113 |
| B | Algorithme de simulation | 115 |

Table des figures

| | | |
|-------|--|----|
| I.1 | Fonction d'onde du niveau nS | 7 |
| I.2 | Diagramme Stark autour du niveau 60S | 8 |
| I.3 | Coefficients d'Einstein de 60S vers $nP_j, j \in 1/2, 3/2$ | 11 |
| I.4 | Échelle des niveaux paraboliques $ n, m_1, m_2\rangle$ | 13 |
| I.5 | Échelle des niveaux paraboliques $ n, m, k\rangle$ | 14 |
| I.6 | Fonction d'onde du niveau nC | 14 |
| I.7 | Échelle des niveaux paraboliques $ n, m, k\rangle$ | 15 |
| I.8 | Schéma de niveaux 50C-49C | 16 |
| I.9 | Durée de vie du niveau 50C | 17 |
| I.10 | Couplage dipolaire entre mêmes niveaux de Rydberg | 20 |
| I.11 | Couplage dipolaire entre niveaux de Rydberg différents | 21 |
| I.12 | Interaction dipolaire 60S-60S | 22 |
| I.13 | Interaction dipolaire 60S-60P _{3/2} | 23 |
| I.14 | Deux atomes circulaires côté à côté | 24 |
| I.15 | Interaction dipolaire 50C-50C | 25 |
| II.1 | Schéma du cryostat | 29 |
| II.2 | Schéma de la puce à atomes supraconductrice | 31 |
| II.3 | Champs magnétiques créés par la puce | 32 |
| II.4 | Schéma de principe du MOT miroir | 33 |
| II.5 | Séquence expérimentale typique | 35 |
| II.6 | Raie D2 du ⁸⁷ Rb | 36 |
| II.7 | Schéma du 2D-MOT | 37 |
| II.8 | Refroidissement évaporatif RF | 38 |
| II.9 | Condensat de Bose-Einstein sur puce | 39 |
| II.10 | Faisceaux sonde | 40 |
| II.11 | Image par absorption du nuage par la sonde côté | 41 |
| II.12 | Effet de l'algorithme de réduction des franges | 43 |
| II.13 | Absorption « no-log » | 44 |
| II.14 | Estimation de la température d'un nuage par temps de vol | 45 |
| II.15 | Excitation du niveau 60S | 46 |
| II.16 | Faisceaux laser pour l'excitation des Rydberg | 48 |
| II.17 | Système de détection des atomes de Rydberg | 48 |
| II.18 | Détection sélective des niveaux 60S _{1/2} et 57S _{1/2} | 49 |
| II.19 | Spectres d'excitation laser 5S-60S avant le dépôt de rubidium sur la puce | 50 |
| II.20 | Dépôt contrôlé de rubidium sur la puce | 52 |

| | |
|--|-----|
| II.21 Spectres d'excitations laser 5S-60S avant et après le dépôt de rubidium sur la puce | 52 |
| II.22 Premier circuit de contrôle de la tension des électrodes d'ionisation | 53 |
| II.23 Spectroscopie de la transition 60S-61S | 54 |
| II.24 Écho de spin 60S-61S | 55 |
| II.25 Durée de vie du niveau 60S | 57 |
| | |
| III.1 Ensemble de N atomes de Rydberg en interaction van der Waals | 60 |
| III.2 Mécanisme du blocage dipolaire | 61 |
| III.3 Mécanisme de d'excitation facilitée | 63 |
| III.4 Spectres optiques d'excitation en régime d'interaction dipolaire forte | 66 |
| III.5 Saturation de l'excitation optique en régime d'interaction dipolaire forte | 67 |
| III.6 Structure de niveau 60S-nS sous interaction dipolaire | 68 |
| III.7 Structure de niveaux d'un nuage de 60S contenant une excitation 57S | 70 |
| III.8 Spectroscopie microonde du nuage avec expansion | 71 |
| III.9 Formation d'un agrégat de Rydberg et accumulation de l'énergie d'interaction | 72 |
| III.10 Spectroscopie microonde de l'expansion du nuage | 73 |
| III.11 Énergie moyenne au cours de l'expansion du nuage | 74 |
| III.12 Comparaison des simulations aux spectres microonde immédiatement après excitation laser | 76 |
| III.13 Comparaison des simulations aux spectres microonde lors de l'explosion du nuage | 77 |
| III.14 Comparaison des spectres optiques au premier modèle de simulation | 78 |
| | |
| IV.1 Schéma de principe du simulateur quantique | 86 |
| IV.2 Diagammre d'énergie des niveaux proches du 50C | 87 |
| IV.3 Interaction dipolaire 50C-50C en présence d'un champ magnétique | 90 |
| IV.4 Variation de J_z/J | 94 |
| IV.5 Diagramme de phase XXZ | 95 |
| IV.6 Potentiel de piégeage pondéro-moteur | 96 |
| IV.7 Inhibition de l'émission spontanée en fonction des dimensions du condensateur | 98 |
| IV.8 Transitions spontanées depuis les niveaux elliptiques nE^\pm | 99 |
| | |
| V.1 Second circuit de contrôle de la tension des électrodes d'ionisation | 102 |
| V.2 Électrodes de circularisation et de contrôle du champ parallèle | 103 |
| V.3 Électrodes de circularisation et de contrôle du champ parallèle | 105 |
| V.4 Champ électrique créé par les électrodes RF | 106 |

Liste des tableaux

| | | |
|-------|---|-----|
| I.1 | Défauts quantiques du ^{87}Rb et ^{85}Rb | 5 |
| I.2 | Effet Stark quadratique des niveaux proches du 60S | 9 |
| I.3 | Temps de vie du niveau 60S à température finie. | 10 |
| I.4 | Coefficients de van der Waals 60S-nl | 24 |
| II.1 | Quelques nuages typiques | 45 |
| II.2 | Estimation des gradients de champ électrique près de la puce | 56 |
| III.1 | Coefficients de van der Waals pour différents niveaux $60S - n'S$ | 69 |
| IV.1 | Contributions des différents effets limitant le temps de vie des atomes circulaires | 100 |

Introduction

Chapitre I

Atomes de Rydberg alcalins en interaction

Un atome de Rydberg est un atome dont un électron au moins occupe un état de grand nombre quantique principal n . Par là, un atome de Rydberg présente des propriétés physiques exacerbées par rapport à un atome non excité ou peu excité. On le remarque tout d'abord sur sa taille : un atome de rubidium dans le niveau $n = 110$ a une extension spatiale de l'ordre d'1 μm , vingt mille fois plus grande que le rayon de Bohr, qui représente l'ordre de grandeur caractéristique de la taille d'un atome dans son état fondamental.

Avec un électron à une telle distance du cœur atomique, les atomes de Rydberg présentent de très grands moments dipolaires de transition entre états de Rydberg voisins. On comprend dès lors leur très grande sensibilité au rayonnement électromagnétique [1]. Ces très grands moments dipolaires de transition engendrent également de très forts couplages entre atomes de Rydberg voisins, par l'intermédiaire de l'interaction dipolaire. Ces couplages sont eux aussi plusieurs ordres de grandeur plus importants que ceux qui se manifestent entre des atomes dans le niveau fondamental. L'interaction dipolaire entre atomes de Rydberg est au cœur des travaux de recherche présentés dans cette thèse. Ce premier chapitre vise à en apporter les éléments théoriques importants pour la compréhension des résultats et discussions qui seront abordés par la suite.

La première partie de ce chapitre décrit la théorie du défaut quantique [2], qui permet de calculer les énergies propres des états de Rydberg et leur fonction d'onde radiale loin du cœur atomique positif. Il est alors aisément de calculer les éléments de matrice de l'opérateur de dipôle électrique entre deux niveaux de Rydberg. Connaître les dipôles de transition entre un niveau de Rydberg et les niveaux voisins permet entre autres de calculer la durée de vie des niveaux de Rydberg. Nous introduirons ensuite la base des états paraboliques qui permet une description claire des niveaux de Rydberg circulaires en présence d'un champ extérieur. La connaissance des dipôles de transition est également essentielle au calcul des interactions dipolaires entre deux atomes de Rydberg, ce que nous aborderons dans un troisième paragraphe. Enfin, nous discuterons le détail de cette interaction dans deux cas particuliers : les atomes de Rydberg en interaction autour du niveau 60S et les atomes de Rydberg en interaction autour du niveau circulaire 50C. Ces deux cas particuliers seront à nouveau discutés plus en détail dans des chapitres dédiés aux expériences que nous avons menées.

I.1 Les atomes de Rydberg alcalins : des hydrogénoides géants

Un atome de Rydberg alcalin a un seul électron dans un niveau de grand nombre quantique principal n . L'essentiel de la fonction d'onde de cet électron est localisé dans des régions atomiques éloignées du cœur, c'est-à-dire de l'ensemble du noyau atomique et des couches électroniques inférieures. Pour cette raison, il ressemble à un atome d'hydrogène, dont l'unique électron voit un cœur protonique simple de charge totale $+q = 1,602\,176\,565(35) \cdot 10^{-19}$ C [3]. Dans le cas de l'hydrogène, ce cœur est plusieurs ordres de grandeurs plus petit que la taille typique de l'orbite de l'électron : le niveau électronique fondamental 1S a un « rayon » caractéristique $a_0 = 0,529\,177\,210\,92(17)$ Å [3], alors que le proton a un rayon $r_p = 0,8775(51)$ fm [3].

Les cinq ordres de grandeur séparant le rayon de l'orbite électronique et le rayon du proton permettent de considérer que le potentiel vu par l'électron est parfaitement coulombien sur tout l'espace. Les énergies propres de l'atome d'hydrogène sont alors données par

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

avec

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

l'énergie d'ionisation pour l'électron dans le niveau 1S de l'atome d'hydrogène, où M est la masse du cœur atomique (masse d'un proton pour l'atome d'hydrogène, masse atomique m_{Rb87} pour l'atome de ^{87}Rb dans un état de Rydberg), n le nombre quantique principal, m_e la masse de l'électron, ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide, et \hbar la constante de Planck réduite.

Les états propres de ce modèle s'écrivent en coordonnées sphériques comme le produit d'une partie radiale, fonction de r qui est la distance de l'électron au cœur atomique, par une partie angulaire, fonction des coordonnées angulaires θ et ϕ [4] :

$$\psi(r, \theta, \phi) = R_{nl}(r) \cdot Y_l^{m_l}(\theta, \phi). \quad (\text{I.3})$$

Ici, l est le nombre quantique orbital et m_l le nombre quantique magnétique, associé à la projection du moment angulaire orbital de l'électron sur l'axe de quantification. Cette première description ne prend pas en compte les corrections aux énergies dues au couplage entre le moment magnétique intrinsèque de l'électron, son spin, et son moment magnétique orbital correspondant à la structure fine. Elle néglige tout autant le couplage entre le moment magnétique total de l'électron et le moment magnétique du cœur atomique, le couplage hyperfin [5].

Là où la structure fine est importante, les bons nombres quantiques deviennent n, l, j, m_j , avec $j = l + s$ où $s = 1/2$ est le moment magnétique de spin de l'électron. Le couplage hyperfin étant très petit pour les niveaux de Rydberg, nous en ferons fi et continuerons d'utiliser la base avec moment cinétique total j de l'électron pour décrire les niveaux électroniques.

En comparaison avec l'atome d'hydrogène, le cœur positif de l'atome de Rydberg alcalin comporte une structure d'extension spatiale bien plus importante [2]. Dans la région des couches électroniques inférieures, le potentiel est bien plus profond que le potentiel coulombien car l'effet d'écrantage partiel de la charge totale positive du cœur par les électrons internes disparaît lorsque l'on s'en approche : c'est l'effet de pénétration du cœur. Par ailleurs, la distribution spatiale des charges positives et négatives entraîne une polarisabilité du cœur composé. L'électron de Rydberg interagit avec cette distribution de charge complexe, ce qui modifie sa fonction d'onde et son énergie propre. Afin de rendre compte de ces effets, il est nécessaire d'apporter une correction aux énergies propres de l'électron de Rydberg d'un atome alcalin : le défaut quantique.

I.1.1 Hamiltonien de l'atome de Rydberg et défaut quantique

Les deux effets précédemment cités de pénétration du cœur et de polarisabilité du cœur peuvent être efficacement décrits par la théorie du défaut quantique. Celui-ci apparaît comme une correction δ_{nlj} au nombre quantique principal n dans l'équation des énergies propres des niveaux électroniques [2], qui devient

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

avec

$$\delta(n, l, j) = \delta_{lj,0} + \frac{\delta_{lj,2}}{(n - \delta_{lj,0})^2} + \frac{\delta_{lj,4}}{(n - \delta_{lj,0})^4} + \frac{\delta_{lj,6}}{(n - \delta_{lj,0})^6} + \dots \quad (\text{I.5})$$

Table I.1 Défauts quantiques du ^{85}Rb extraits de [6, 7] et du ^{87}Rb extraits de [8]

| | ^{85}Rb | | ^{87}Rb | |
|------------|------------------|-----------------|------------------|-----------------|
| | $\delta_{lj,0}$ | $\delta_{lj,2}$ | $\delta_{lj,0}$ | $\delta_{lj,2}$ |
| $nS_{1/2}$ | 3,131 180 4(10) | 0,1784(6) | 3,131 180 7(8) | 0,1787(2) |
| $nP_{1/2}$ | 2,654 884 9(10) | 0,2900(6) | | |
| $nP_{3/2}$ | 2,641 673 7(10) | 0,2950(7) | | |
| $nD_{3/2}$ | 1,348 091 71(40) | -0,602 86(26) | 1,348 091 8(11) | -0,6054(4) |
| $nD_{5/2}$ | 1,346 465 72(30) | -0,596 00(18) | 1,346 462 2(11) | -0,5940(4) |
| $nF_{5/2}$ | 0,016 519 2(9) | -0,085(9) | | |
| $nF_{7/2}$ | 0,016 543 7(7) | -0,086(7) | | |

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, présentés en table (I.1), sont extraits des mesures précises des fréquences de transition entre niveaux de Rydberg voisins [9–11] et la série sous cette forme converge rapidement [12] : pour les niveaux de $n > 40$, les deux premiers termes suffisent à obtenir une précision meilleure que la centaine de kHz sur une large gamme de valeurs de n . Les coefficients de la série sont fonction de l et j , ainsi que de l'espèce atomique. Nous n'avons pas connaissance de défauts quantiques mesurés pour le ^{87}Rb autres que ceux présentés ici,

mais l'utilisation de ceux du ^{85}Rb fournit de bons résultats grâce à la grande similarité des structures électroniques de ces deux isotopes. En ce qui concerne les niveaux de $l > 3$, leurs défauts quantiques sont petits, et donc d'autant plus difficiles à mesurer. Ils seront donc négligés par la suite. Avec les valeurs connues des défauts quantiques, nous obtenons des fréquences de transition entre niveaux de Rydberg voisins avec une précision meilleure que $\sim 50\text{kHz}$.

Dans le cas extrême des niveaux de Rydberg circulaires, qui ont un moment orbital maximal $l = n - 1$, le défaut quantique peut être considéré nul et alors on retrouve le modèle de l'atome d'hydrogène sans correction autre que la masse du cœur.

I.1.2 Partie radiale de la fonction d'onde et calcul du dipôle de transition

Ayant ces outils à notre disposition, nous pouvons désormais nous employer à calculer les éléments de matrice de l'opérateur de transition dipolaire $\mathbf{d} = q\mathbf{r}$ entre niveaux de Rydberg, qui apparaît de façon essentielle dans les termes de couplage des atomes avec le rayonnement électromagnétique et dans le couplage dipolaire entre deux niveaux de Rydberg $|n, l, j, m_j\rangle$ et $|n', l', j', m'_j\rangle$. Ces éléments de matrice s'écrivent

$$\begin{aligned} \langle nl, l, j, m_j | q\mathbf{r} | n', l', j', m'_j \rangle &= q \langle n, l, j, m_j | r \frac{\mathbf{r}}{r} | n', l', j', m'_j \rangle \\ &= q \cdot \int r^2 dr R_{nl}^*(r) r R_{n'l'}(r) \langle l, j, m_j | \frac{\mathbf{r}}{r} | l', j', m'_j \rangle \quad (\text{I.6}) \\ &= q\mathcal{R}(nl, n'l')\mathcal{A}(ljm_j, l'j'm'_j), \end{aligned}$$

c'est-à-dire comme produit d'une partie radiale \mathcal{R} et d'une partie angulaire \mathcal{A} . Or la partie radiale $R_{nl}(r)$ de la fonction d'onde est affectée par l'effet de pénétration du cœur décrit plus haut et doit donc être corrigée [2]. Le calcul de \mathcal{R} peut être fait numériquement par une méthode dite de Numerov [2, pp.10-24]. Cette méthode s'appuie sur le fait que le potentiel à l'extérieur du cœur atomique reste coulombien. La partie radiale de la fonction d'onde peut donc y être calculée à partir de la même équation que pour l'atome d'hydrogène, avec les mêmes conditions aux limites à $r \rightarrow \infty$, mais avec une énergie totale différente qui est fixée par les défauts quantiques, et en tronquant à une distance finie du cœur pour éviter la divergence du potentiel à distance nulle.

La figure (I.1) montre la probabilité de présence $r^2|R_{ns}(r)|^2$ de l'électron de Rydberg dans le niveau nS du ^{87}Rb . Cela montre que la fonction d'onde se situe essentiellement loin du cœur atomique et justifie donc la validité de la méthode de Numerov.

À partir du calcul de $R_{nl}(r)$, l'on peut aisément dériver la partie radiale de l'opérateur dipôle \mathbf{d} . L'on apprend en particulier que la partie radiale de \mathbf{d} entre deux niveaux de nombre quantique principal similaire varie comme $\mathcal{R} \sim a_0 \cdot n^{*2}$. Mentionnons ici que le rayon moyen de l'orbitale électronique d'un niveau de Rydberg est très similaire au calcul de la partie radiale de l'opérateur dipôle :

$$\langle r_{|n,l,j,m_j\rangle} \rangle = \int r^2 dr R_{nl}(r).r.R_{nl}(r) = \mathcal{R}(nl, nl) \propto a_0 \cdot n^{*2}. \quad (\text{I.7})$$

À titre d'exemple, l'équation (I.7) permet d'obtenir la taille de l'orbitale électronique

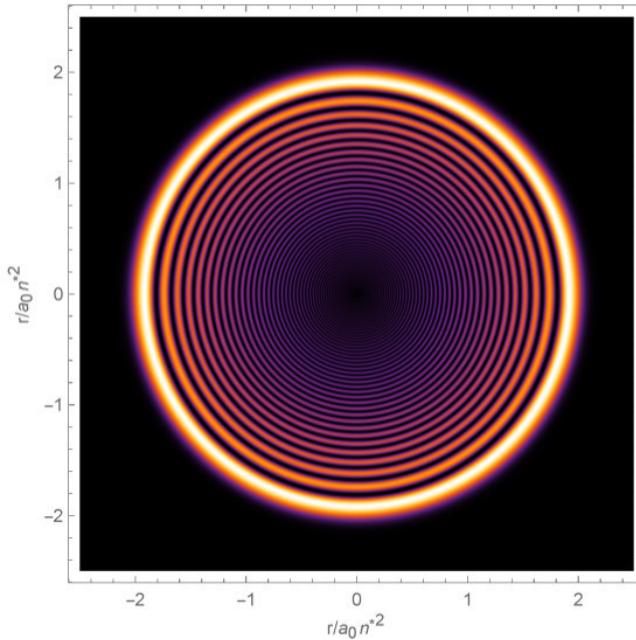


Figure I.1 Probabilité de présence de l'électron dans le niveau nS : $r^2 \times |R_{nS}(r)|^2$, dans l'un quelconque de ses plans de symétrie.

dans le niveau $60S_{1/2}$: son rayon moyen vaut $\langle r \rangle = 4850 a_0 = 256,5$ nm.

I.1.3 L'effet Stark

Les atomes de Rydberg étant très sensibles au champ électrique, il est important de comprendre comment celui-ci agit. La présence d'un champ électrique constant \mathbf{F} dans l'environnement ajoute au hamiltonien atomique un terme de couplage « Stark » entre le champ et l'opérateur dipolaire électrique. En présence d'un champ électrique, le hamiltonien devient

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{F} = \hat{H}_0 + q \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{F}, \quad (\text{I.8})$$

où \hat{H}_0 est le hamiltonien libre de l'atome, dont les énergies propres sont calculées par la théorie du défaut quantique selon l'équation (I.4), $\hat{\mathbf{r}}$ l'opérateur position de l'électron dans le potentiel atomique et q la charge élémentaire, supposée positive.

Le hamiltonien Stark (I.8) perd la symétrie sphérique de \hat{H}_0 , au profit d'une symétrie cylindrique autour de l'axe défini par le vecteur de champ électrique \mathbf{F} . Cet axe, que nous choisirons comme étant l'axe (Oz), devient alors l'axe de quantification naturel du problème. Dans la base construite autour de cet axe, le terme d'énergie Stark prend la forme

$$\hat{H}_S = q\hat{z}|\mathbf{F}| = q\hat{r}\sqrt{\frac{4\pi}{3}}Y_1^0|\mathbf{F}|. \quad (\text{I.9})$$

où \hat{z} est la composante selon z de l'opérateur position, \hat{r} sa norme, et Y_1^0 l'harmonique sphérique ($l = 1, m_l = 0$). Ce hamiltonien ne couple que les états de même m_l et

vérifiant $\Delta l = \pm 1$.

Le calcul de l'effet Stark par diagonalisation du hamiltonien pour un niveau de Rydberg donné est alors simple à mener numériquement, en réduisant le sous-espace à considérer grâce à la règle de sélection $\Delta m_l = 0$. Cette même règle de sélection permet d'imposer la condition $\Delta m_j = \Delta m_l + \Delta m_s = 0$, car l'effet Stark n'introduit aucun terme permettant de coupler des états de spins électroniques différents. La figure (I.2) montre les énergies propres trouvées par diagonalisation du hamiltonien (I.8), pour les états d'énergie proche de celle du niveau $60S_{1/2}$, $m_j = 1/2$ et de même m_j . Deux cas

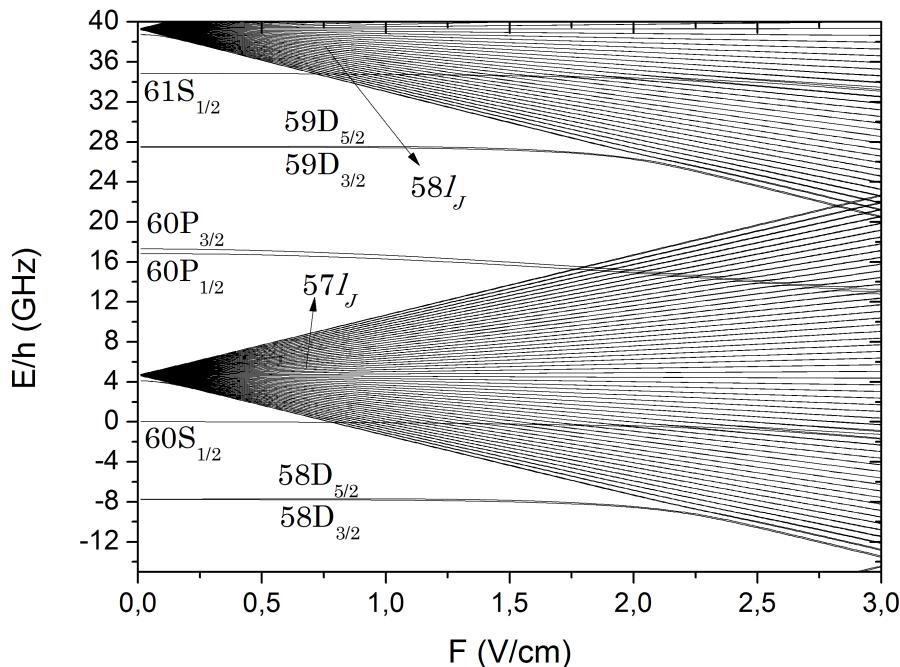


Figure I.2 Diagramme Stark autour du niveau $60S$, pour les états de $m_j = 1/2$. Le défaut quantique déplace beaucoup les niveaux S,P et D. Ces niveaux non-dégénérés ont un effet Stark quadratique en champ électrique. Les niveaux de grand l sont dégénérés et ont un effet Stark linéaire (ce sont les multiplicités qui s'ouvrent en éventail).

sont à distinguer. Les niveaux de faible moment orbital $l \leq 3$ sont déplacés en énergie par leur défaut quantique important. Le terme d'interaction Stark ne couplant que des niveaux ayant la même énergie en l'absence de champ électrique, ces niveaux S,P et D ne sont perturbés qu'au second ordre par l'effet Stark. Leur énergie varie donc de façon quadratique avec le champ électrique. Les niveaux de grand nombre quantique orbital l et de même nombre quantique principal n sont, eux, dégénérés. Le champ électrique sépare donc leurs énergies linéairement*. La figure (I.2) montre deux telles multiplicités, $n = 57$ et $n = 58$.

Les niveaux de bas l présentent donc tous un effet Stark quadratique que l'on

*. Le cas de l'effet Stark pour les atomes de grand l sera traité plus en détail dans le chapitre IV.

exprime sous la forme

$$\Delta\nu_S = A \cdot \mathbf{F}^2. \quad (\text{I.10})$$

La diagonalisation du hamiltonien (I.8) et l'ajustement des énergies propres ainsi calculées nous permettent d'extraire les coefficients d'effet Stark pour n'importe quel niveau. La table (I.2) répertorie les coefficients d'effet Stark quadratique pour quelques niveaux autour du 60S.

Table I.2 Coefficients d'effet Stark quadratique des niveaux proches du 60S.

| Niveau de Rydberg $ n, l, j\rangle$ | Coefficient Stark quadratique A_{n,l,j,m_j} en MHz/(V/cm) 2 |
|--|---|
| 60S _{1/2} | -89,9 |
| 61S _{1/2} | -100,9 |
| 60P _{3/2} , $m_j = \pm - 1/2$ | -676 |
| 60P _{3/2} , $m_j = \pm - 3/2$ | -569 |

I.1.4 Temps de vie des niveaux de Rydberg

Avec la connaissance des dipôles de transition d'un niveau de Rydberg vers les niveaux voisins, il est possible de connaître le temps de vie de celui-ci. Deux processus entrent en jeu dans la désexcitation radiative à température finie de ces niveaux atomiques : les transitions par émission spontanée mais aussi les transitions par absorption ou émission stimulée par le rayonnement de corps noir de leur environnement. En effet, les transitions entre niveaux de Rydberg proches en énergie sont dans le domaine des micro-ondes millimétriques. Cela implique qu'elles seront à considérer dès les très basses températures : contrairement aux photons optiques, des photons micro-ondes sont déjà émis par le rayonnement du corps noir aux températures cryogéniques, de quelques mK à quelques K.

À titre d'exemple, la fréquence de la transition entre le niveau $|60S1/2\rangle$ et le niveau $|59P3/2\rangle$ vaut $\nu = E/h = 18,5213$ GHz. La température de corps noir correspondant à cette fréquence est de $T = h\nu/k_B = 0,89$ K. Cette transition sera donc limitante pour le temps de vie du niveau 60S dès lors que celui-ci sera dans un environnement dépassant les 500 mK.

À température nulle, le temps de vie d'un niveau excité est calculé uniquement à partir des coefficients d'Einstein pour l'émission spontanée [13]. 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 $|f\rangle$ séparés d'une énergie $E_f - E_i = -\hbar\omega_{if} < 0$ est donné par :

$$A_{if} = \frac{2\omega_{if}^3}{3\epsilon_0 c^3 h} \cdot q^2 \cdot |\langle i | r | f \rangle|^2 \quad (\text{I.11})$$

Ce coefficient est le produit de la densité de modes du rayonnement électromagnétique autour de la fréquence résonante $\nu_{if} = \omega_{if}/2\pi$ et du moment dipolaire de transition

entre les niveaux $|i\rangle$ et $|f\rangle$ couplés par ce rayonnement. Le temps de vie de l'état excité est alors calculé en sommant les taux d'émission spontanée vers chacun des niveaux auxquels il a accès par transition dipolaire électrique. Les transitions dipolaires par émission d'un photon respectant la règle de sélection $\Delta l = \pm 1$ et $\Delta m \leq 1$, la quantité de termes à considérer s'en trouve heureusement limitée.

À température finie cependant, l'absorption et l'émission stimulée vers les niveaux voisins entrent en jeu. Le coefficient d'Einstein pour l'absorption et l'émission stimulée s'écrit ici

$$B_{if} = A_{if} \bar{n}(\omega_{if}) \quad (\text{I.12})$$

Il s'agit alors de connaître, pour une température donnée, le taux d'occupation du rayonnement électromagnétique aux fréquences des transitions entre niveaux de Rydberg. Ce taux nous est donné par la distribution de Bose-Einstein pour un gaz de bosons [14] :

$$\bar{n}(\omega) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1} \quad (\text{I.13})$$

qui devient, lorsque $k_B T \gg \hbar\omega$,

$$\bar{n}(\omega) \sim \frac{k_B T}{\hbar\omega}. \quad (\text{I.14})$$

Le nombre de photons par mode varie alors linéairement avec la température et ces photons stimulent des transitions vers des niveaux de Rydberg proches, diminuant ainsi le temps de vie du niveau de départ.

Temps de vie du niveau $60S_{1/2}$

De par la règle de sélection $\Delta l = \pm 1$, les termes à considérer pour les transitions dipolaires depuis le niveau $|n = 60, l = 0\rangle$ sont les couplages avec les niveaux $nP_j = |n, l = 1, j\rangle$, $j \in \{1/2, 3/2\}$. La figure (I.3) montre, pour tous les n , la somme des coefficients d'Einstein d'émission spontanée et d'absorption et émission stimulée à différentes températures vers les niveaux nP_j .

Il est clair d'après la figure (I.3) que le rayonnement du corps noir à 4,2 K contribue peu à une réduction de la durée de vie du niveau $60S$ par rapport à l'émission spontanée vers les niveaux de bas n , alors que le rayonnement du corps noir à 300 K aura un effet considérable, ce que confirme la table (I.3).

Table I.3 Temps de vie du niveau $60S$ à température finie.

| | temps de vie à 0 K | temps de vie à 4,2 K | temps de vie à 300 K |
|-------------|---------------------|----------------------|----------------------|
| $60S_{1/2}$ | 244,5 μs | 239,8 μs | 99,4 μs |

Le temps de vie du niveau $60S$, de l'ordre de 250 μs aux températures cryogéniques, permet d'observer et manipuler celui-ci pendant des temps qui sont longs à l'échelle

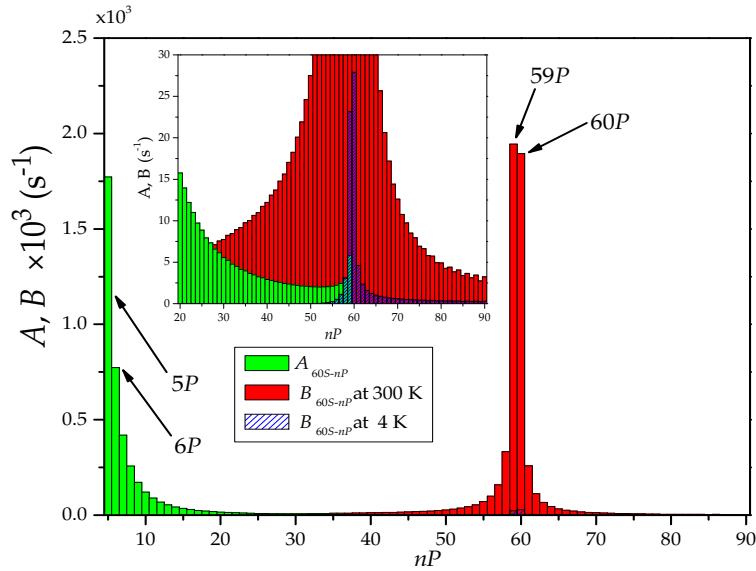


Figure I.3 Coefficients d’Einstein pour l’émission spontanée (A) et pour l’absorption et émission stimulée par le rayonnement du corps noir(B), depuis le niveau 60S vers les niveaux nP_j . Pour chaque n , nous montrons la somme des coefficients vers $nP_{j=1/2}$ et $nP_{j=3/2}$. L’insert montre à une échelle plus adaptée la contribution du rayonnement du corps noir à 4 K .

du mouvement d’un nuage de Rydberg. Cependant si l’on souhaite développer une plateforme de simulation quantique, des temps d’observation beaucoup plus longs sont nécessaires. Les atomes de Rydberg circulaires ont des durées de vie à température nulle de l’ordre de la dizaine de ms, soit cent fois plus que le niveau 60S. Cela fait des atomes circulaires de bons candidats pour un simulateur quantique.

I.2 Les niveaux de Rydberg circulaires

Les niveaux de Rydberg de grand moment orbital, et en particulier les états de Rydberg circulaires, présentent une structure fine et un défaut quantique qui sont très largement négligeables. Ils sont en cela parfaitement similaires à l’atome d’hydrogène. On peut utiliser pour les étudier les fonctions d’onde analytiques hydrogénoides sans perte de précision. Pour la même raison, le nombre quantique j qui rend compte du couplage fin n’est plus nécessaire.

Les autres perturbations que peut subir le modèle de l’atome d’hydrogène, comme la présence d’un champ électrique ou magnétique extérieur en deviennent d’autant plus importantes à prendre en compte. De plus, les niveaux circulaires étant extrêmement anisotropes, l’absence d’axe de quantification leur est préjudiciable. Ils se mélangeant alors rapidement aux niveaux voisins et il est utile de leur imposer un champ électrique, même faible, afin de pallier ce problème.

I.2.1 La base des états paraboliques

La construction de la base des harmoniques sphériques était fondée sur la conservation du moment cinétique lors du mouvement et sur l’ensemble complet d’opérateurs qui

commutent (« ECOC ») $\{\hat{H}, \hat{L}^2, \hat{L}_z\}^\dagger$. En présence d'un champ électrique extérieur définissant l'axe (Oz), le terme de couplage Stark $-\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{F} = q\hat{z}|\mathbf{F}|$ (cf équation I.8) brise la symétrie sphérique du problème, de façon telle que l'opérateur \hat{L}^2 ne commute plus avec le hamiltonien du système. Il est alors nécessaire de trouver un nouvel invariant du mouvement, qui permettra de définir un nouvel ECOC. Celui-ci pourra toujours contenir \hat{L}_z , qui reste un bon opérateur.

Dès lors que la fonction d'onde électronique reste loin du cœur atomique, l'interaction entre l'électron de valence et le cœur se réduit à un mouvement à force centrale. La mécanique céleste a traité extensivement des mouvements à force centrale, et nous apprend qu'ils ont en commun l'invariance du vecteur de Runge-Lenz, qui caractérise l'excentricité des trajectoires des corps. L'analogie entre l'interaction gravitationnelle des corps célestes et l'interaction coulombienne au sein des atomes permet de définir l'opérateur vectoriel :

$$\hat{\mathbf{A}} = \frac{1}{\sqrt{-2m_e E}} \left(\frac{1}{2} (\hat{\mathbf{p}} \wedge \hat{\mathbf{L}} - \hat{\mathbf{L}} \wedge \hat{\mathbf{p}}) - m_e e^2 \frac{\mathbf{r}}{r} \right). \quad (\text{I.15})$$

Cet invariant commute avec le hamiltonien de l'atome d'hydrogène et est de même dimension que l'opérateur de moment orbital $\hat{\mathbf{L}}$. Les vecteurs propres de $\hat{\mathbf{A}}$ prennent donc une forme similaire à ceux de $\hat{\mathbf{L}}$ et ses valeurs propres varient de 0 à $\hbar(n-1)$.

Malheureusement, les opérateurs $\hat{\mathbf{L}}$ et $\hat{\mathbf{A}}$ ne commutent pas. Il est donc nécessaire, afin d'obtenir une bonne base de description, de construire de nouveaux opérateurs qui commutent entre eux et vérifient les relations de commutation d'un moment cinétique à trois dimensions. Les opérateurs

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{J}}_1 &= \frac{1}{2} (\hat{L} - \hat{A}) \\ \text{et} \\ \hat{\mathbf{J}}_2 &= \frac{1}{2} (\hat{L} + \hat{A}) . \end{aligned} \quad (\text{I.16})$$

vérifient ces propriétés, et commutent avec le hamiltonien. Au sein d'une même multiplicité, ces opérateurs vérifient

$$\hat{\mathbf{J}}_1^2 = \hat{\mathbf{J}}_2^2 = -\frac{\hbar^2}{4} - \frac{m_e e^4}{8E_n}, \quad (\text{I.17})$$

ce qui s'écrit aussi

$$E = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2(2j_1+1)^2} = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2(2j_2+1)^2} . \quad (\text{I.18})$$

L'on retrouve ici le fait que pour une énergie E fixée et donc au sein d'une multiplicité de nombre quantique principal n , $\hat{\mathbf{J}}_1$ et $\hat{\mathbf{J}}_2$ définissent chacun un moment cinétique $j_{1,2} = (n-1)/2$.

Les états propres au sein d'une même multiplicité sont alors obtenus en diagonalisant $\hat{\mathbf{J}}_1^2$, $\hat{\mathbf{J}}_2^2$ et les composantes \hat{J}_{1z} et \hat{J}_{2z} . En notant $\hbar m_{1,2}$ les valeurs propres de $\hat{J}_{1,2 z}$,

†. On a ici oublié la structure fine, qui exige lorsqu'elle est prise en compte, de remplacer $\hat{\mathbf{L}}$ par $\hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{S}}$.

on pourra caractériser les états propres par les nombres $\{j_1, m_1, j_2, m_2\}$. Or pour n fixé, $j_1 = j_2 = (n-1)/2$. Ainsi, un état propre sera entièrement défini par les nombres quantiques $|n, m_1, m_2\rangle$, avec m_1 et m_2 variant entre $-(n-1)/2$ et $+(n-1)/2$. Par construction de $\hat{\mathbf{J}}_{1,2}$, il est aisément de retrouver le nombre quantique magnétique $m = m_1 + m_2$. La figure (I.4) propose une représentation schématique des niveaux $|m_1, m_2\rangle$ d'une même multiplicité n .

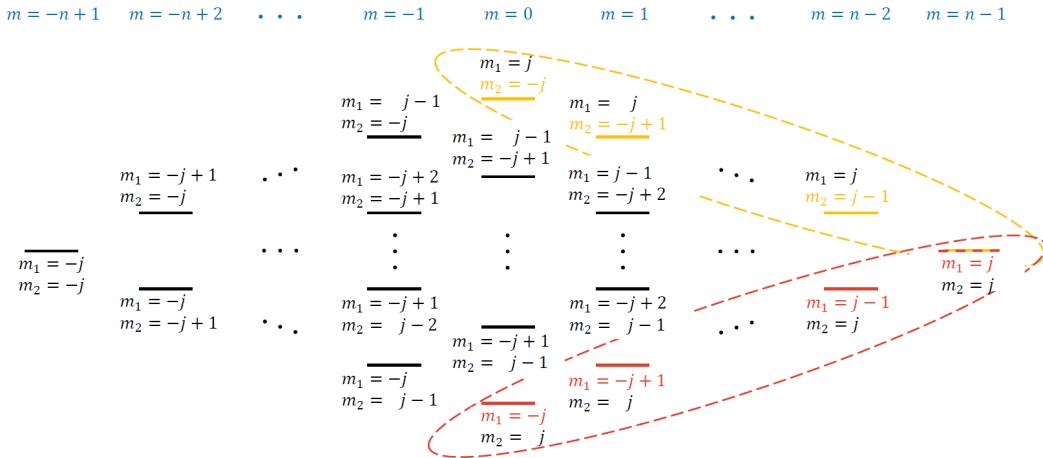


Figure I.4 Niveaux paraboliques $|n, m_1, m_2\rangle$ de même nombre quantique principal n , classés horizontalement en fonction de leur nombre quantique magnétique $m = m_1 + m_2$. Le nombre $j = j_1 = j_2$ est la valeur des moments cinétiques $\hat{\mathbf{J}}_1$ et $\hat{\mathbf{J}}_2$ et vaut $j = (n-1)/2$. La diagonale jaune représente la direction de variation de m_2 à m_1 fixé et la diagonale rouge la direction de variation de m_1 à m_2 fixé.

Afin d'aider à la représentation des états atomiques, introduisons un nouveau nombre quantique $k = m_1 - m_2$, qui quantifie l'excentricité de l'orbite électronique et permet de transformer la base $|n, m_1, m_2\rangle$ en la base $|n, m, k\rangle$:

$$\begin{cases} n \text{ le nombre quantique principal} \\ m \text{ le nombre quantique magnétique variant de } -(n-1) \text{ à } (n-1) \\ k = m_1 - m_2 \text{ variant de } (-m - (n-1)) \text{ à } (-m + n-1). \end{cases} \quad (\text{I.19})$$

La figure (I.5) propose une représentation schématique des niveaux $|m, k\rangle$ de m très élevé au sein d'une multiplicité n .

Le niveau de m maximal dans une multiplicité donnée, $|n, m = n-1, k = 0\rangle = |n, l = n-1, m = l\rangle$, est appelé le niveau circulaire nC. Sa fonction d'onde électronique se réduit à un tore éloigné du cœur atomique, de rayon $\sim n(n-1)a_0$, et contenu dans le plan perpendiculaire à l'axe de quantification. La figure (I.6) montre la probabilité de présence $r^2|R(r)|^2$ de l'électron dans le plan perpendiculaire à l'axe de quantification, pour le niveau de Rydberg nC. Celle-ci a une présente un rayon moyen valant

$$\langle r_{|\text{nC}\rangle} \rangle \simeq a_0 \cdot n^2. \quad (\text{I.20})$$

Les niveaux de m élevé mais non maximal seront appelés niveaux elliptiques en raison

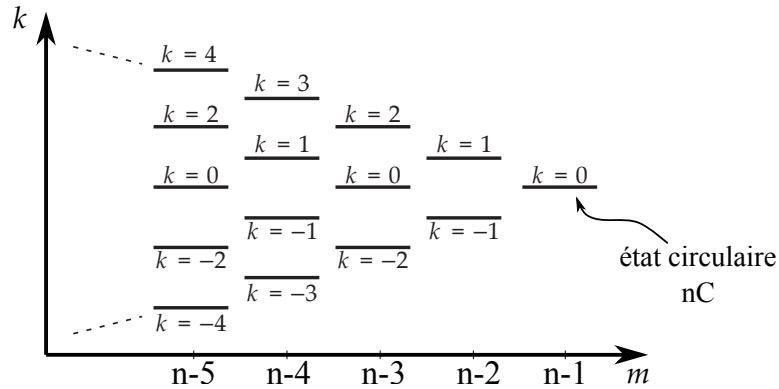


Figure I.5 Niveaux paraboliques $|n, m, k\rangle$ de même nombre quantique principal n , classés horizontalement en fonction de leur nombre quantique magnétique m et étiqueté selon le nombre quantique k . Seuls les niveaux de très grand m sont représentés.

de la forme de leurs fonctions d'onde et seront étiquetés sur la base $|n, m, k\rangle$.

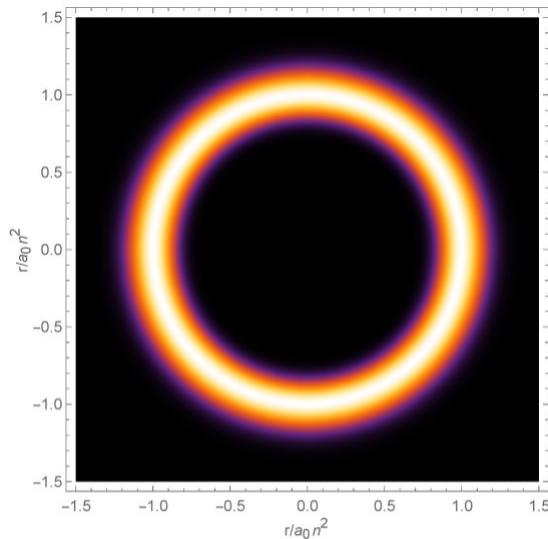


Figure I.6 Probabilité de présence de l'électron dans le niveau nC : $r^2 \times |R_{nC}(r)|^2$, dans le plan perpendiculaire à l'axe de quantification et passant par le noyau. Celle-ci décrit un tore de rayon $n^2 a_0$ autour du cœur atomique.

L'effet Stark pour les atomes de grand moment cinétique

Comme nous l'avons dit en I.1.3, dans la base parabolique construite autour de l'axe (Oz) défini par la direction du champ électrique, le terme de couplage Stark prend une forme simple donnée par l'équation (I.9) :

$$\hat{H}_S = q\hat{z}|\mathbf{F}| = q\hat{r}\sqrt{\frac{4\pi}{3}}Y_1^0|\mathbf{F}|. \quad (\text{I.21})$$

Dans le cas des niveaux de Rydberg à grand moment cinétique, l'absence de défaut quantique permet de résoudre ce hamiltonien analytiquement par un traitement perturbatif de la forme [15]

$$E = E^{(0)} + E^{(1)} + E^{(2)} + \dots, \quad (\text{I.22})$$

où les termes du développement s'écrivent

$$\begin{aligned} E^{(0)}/2E_I &= -\frac{1}{2n^2} \\ E^{(1)}/2E_I &= \frac{3}{2}nk|\mathbf{F}| * \frac{ea_0}{2E_I} \\ E^{(2)}/2E_I &= -\frac{1}{16} \cdot (19 + 17n^2 - 9m^2 - 3k^2) \cdot n^4|\mathbf{F}|^2 * \left(\frac{ea_0}{2E_I}\right)^2, \end{aligned} \quad (\text{I.23})$$

en unités du système international. On remarque ici que les états à $k = 0$, et en particulier l'état circulaire, ne subissent l'effet Stark qu'au second ordre.

Nous pouvons désormais représenter les niveaux paraboliques $|n, m, k\rangle$ en présence d'un champ électrique qui lève leur dégénérescence. La figure I.5 se transforme alors en la figure I.7.

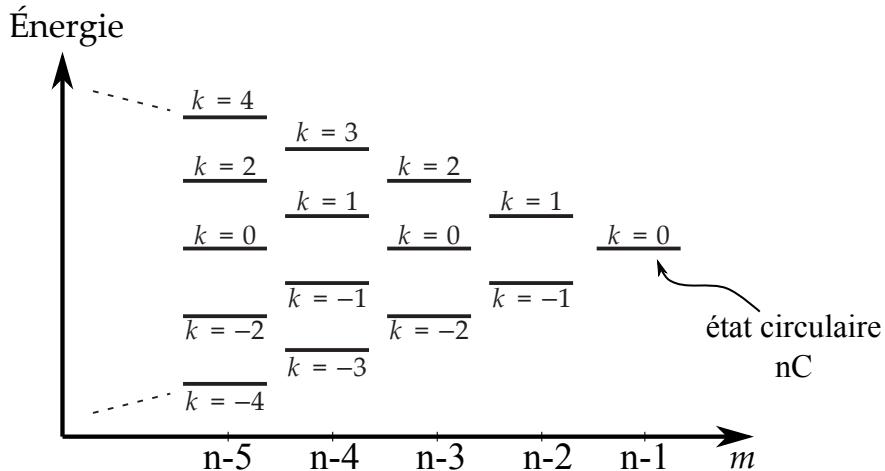


Figure I.7 Énergie des niveaux paraboliques $|n, m, k\rangle$ de même nombre principal n en présence d'un champ électrique. Les niveaux sont classés horizontalement en fonction de leur nombre quantique magnétique m et étiqueté selon le nombre quantique k . Seuls les niveaux de très grand m sont représentés.

I.2.2 Le niveau de Rydberg 50C : $|n = 50, l = 49, m_l = 49\rangle$

Parmi les niveaux de Rydberg circulaires, le niveau 50C sera d'un intérêt particulier pour nous. Ce niveau circulaire $n = 50$ a une taille valant $\langle r \rangle_{50C} \simeq 50^2 a_0 = 2500 a_0 = 132$ nm.

En ce qui concerne leur temps de vie, les niveaux de Rydberg circulaires ont une différence essentielle avec les niveaux de faible l : les niveaux circulaires n'ont de transition dipolaire possible que vers des niveaux eux aussi à très grand l , et donc

à très grand n . Il n'y a d'ailleurs qu'une seule transition spontanée possible depuis le niveau circulaire $nC = |n, l = n - 1, m_l = l\rangle$, c'est celle vers le niveau circulaire $(n-1)C = |n' = n - 1, l' = n' - 1, m'_l = l'\rangle$. En effet, il n'existe aucun niveau de plus basse énergie que nC mais qui aurait un l qui lui soit égal ou supérieur. La figure (I.8) représente les schémas de niveaux près de l'état circulaire $n = 50$ et met en évidence l'absence de toute autre transition par émission spontanée depuis le niveau $50C$. Le niveau $50C$ ne peut donc se désexciter spontanément que vers le niveau $49C$, ce qui réduit considérablement la contribution de l'émission spontanée à son taux de désexcitation radiative. Le calcul du dipôle de transition $\langle 50C | \hat{d} | 49C \rangle$ donne une valeur de $1704,71 \text{ ea}_0$. En appliquant l'équation (I.11) à la fréquence de transition $50C \rightarrow 49C$ de $54,259\,55 \text{ GHz}$, on obtient un taux de désexcitation valant $\Gamma_{50C}(0 \text{ K}) = A_{i=50C-f=49C} = 34,9056 \text{ Hz}$. Le temps de vie à température nulle du niveau $50C$ est donc de $\tau_{0,50C} = 28,65 \text{ ms}$, soit cent fois plus que pour le niveau $60S$.

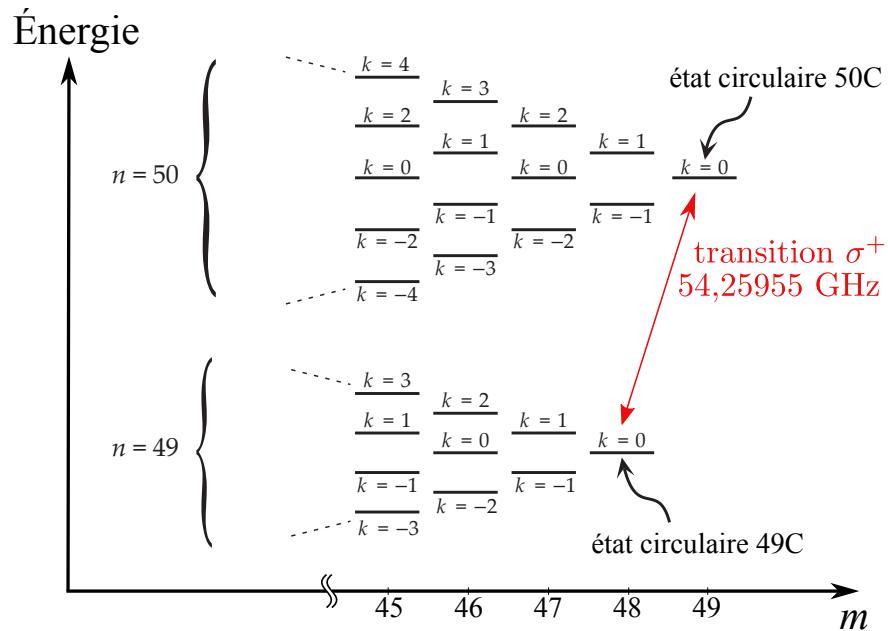


Figure I.8 Schéma de niveaux des multiplicités $n = 50$ et $n = 49$ près des niveaux $50C$ et $49C$, en présence d'un champ électrique. La seule transition possible par émission spontanée depuis le $50C$ est la transition vers le $49C$.

Étant donné le faible taux de désexcitation spontanée du niveau $50C$, l'effet du rayonnement du corps noir sur sa durée de vie sera important dès les très basses températures. Le rayonnement du corps noir amplifiera non seulement le taux de désexcitation vers le niveau $49C$, mais autorisera également par absorption les transitions vers les niveaux de n supérieur. Ainsi, alors que la réduction du temps de vie du niveau $60S$ entre 0 K et $4,2 \text{ K}$ est faible (voir table I.3, la durée de vie du $60S$ est réduite de $(1 - 239,8/244,5) = 2\%$), la réduction du temps de vie du niveau $50C$ entre 0 K et $4,2 \text{ K}$ est bien plus importante et se porte à $(1 - 8,36 / 28,65) = 71\%$. À température ambiante de 300 K , la durée de vie de $50C$ est même réduite à $122 \mu\text{s}$, très similaire à celle du niveau $60S$. La figure (I.9) montre l'évolution de la durée de vie du niveau $50C$ en fonction de la température de rayonnement du corps noir, calculée à partir des

équations (I.12) et (I.13).

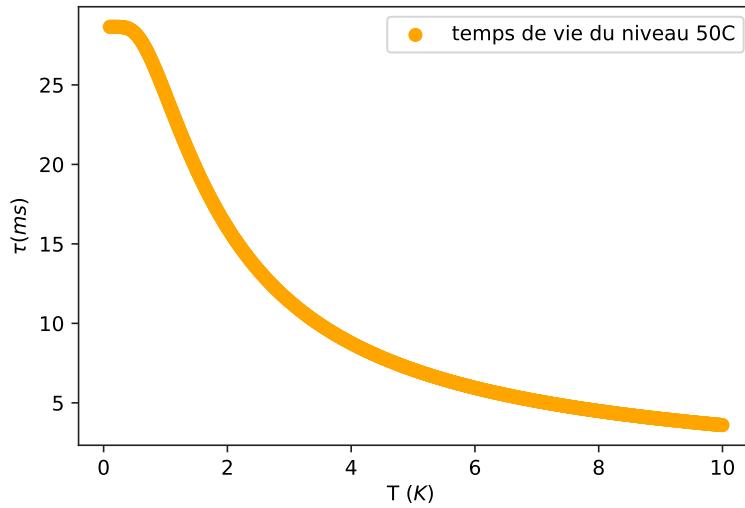


Figure I.9 Durée de vie radiative du niveau de Rydberg 50C en fonction de la température de rayonnement du corps noir.

Nous avons désormais une bonne connaissance des caractéristiques des atomes de Rydberg individuels, en particulier dans les niveaux 60S et 50C. Ce sont de très grands atomes, avec de très grands moments dipolaires de transition, et un temps de vie très long. Comment se comportent ces atomes de Rydberg lorsqu'ils ne sont plus isolés mais proches les uns des autres ?

I.3 Atomes de Rydberg en interaction

Dans cette thèse, nous allons nous intéresser aux interactions entre plusieurs atomes de Rydberg voisins, dans des niveaux identiques ou proches en énergie. Le reste de ce chapitre est consacré au calcul de ces interactions et à leur application aux deux cas qui nous concernent : autour des niveaux 60S et 50C.

I.3.1 Deux atomes de Rydberg qui se parlent

L'opérateur de moment dipolaire entre deux niveaux de Rydberg proches est grand, comme nous l'avons évoqué. En cela, les atomes de Rydberg sont de très bonnes antennes pour le rayonnement électromagnétique lorsque celui-ci est résonant avec les fréquences de transition entre niveaux proches. Cette caractéristique s'accentue fortement lorsque le nombre quantique principal augmente, car le moment dipolaire varie en n^{*2} . Ces grands moments de transition dipolaires font aussi apparaître une interaction importante entre deux atomes de Rydberg différents : bien qu'ils restent des objets neutres électriquement, ces grands dipôles se voient très bien de loin. En électromagnétisme classique, le terme de couplage entre deux dipôles électriques s'écrit [16]

$$V_{dd}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(\mathbf{d}_1 \cdot \mathbf{d}_2 - 3(\mathbf{d}_1 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r})(\mathbf{d}_2 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}) \right) \quad (\text{I.24})$$

où \mathbf{d}_1 décrit le premier dipôle, \mathbf{d}_2 le deuxième dipôle et \mathbf{r} le vecteur d'espace qui les sépare. On peut alors écrire, par analogie, le hamiltonien d'interaction entre deux atomes en remplaçant les dipôles classiques par les opérateurs dipôle électrique de chaque atome. La distance entre les atomes sera cependant traitée de façon classique, en supposant que la distance entre les atomes est très grande devant l'extension spatiale de leurs fonctions d'onde. Le potentiel d'interaction dipolaire s'écrit dans ce cas

$$\begin{aligned} \hat{V}_{dd}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(\hat{\mathbf{d}}_1 \cdot \hat{\mathbf{d}}_2 - 3(\hat{\mathbf{d}}_1 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r})(\hat{\mathbf{d}}_2 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}) \right) \\ &= \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(\hat{\mathbf{r}}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}}_2 - 3(\hat{\mathbf{r}}_1 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r})(\hat{\mathbf{r}}_2 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}) \right). \end{aligned} \quad (\text{I.25})$$

Remarquons que ce terme dépend du produit des opérateurs de transition dipolaire électrique de chaque atome. L'interaction entre atomes de Rydberg varie donc comme $(n^{*2})^2 = n^{*4}$.

Calculer l'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 d'atomes. Sans autre *a priori*, une base naturelle pour cet espace est le produit tensoriel $|R_1\rangle \otimes |R_2\rangle$ des états de chaque atome. Dans cette base, le hamiltonien

du système s'écrit

$$\hat{H} = \hat{H}_{0,1} + \hat{H}_{0,2} + \hat{V}_{dd}(\mathbf{r}) \quad (\text{I.26})$$

où $\hat{H}_{0,i}$ est le hamiltonien de l'atome i isolé.

En l'absence de champ électrique ou magnétique extérieur, l'axe de quantification pour les niveaux de chaque atome n'est pas déterminé. Il semble naturel de choisir alors comme axe de quantification le vecteur qui sépare les atomes. Dans cette géométrie, le potentiel d'interaction dipolaire prend la forme

$$\begin{aligned} \hat{V}_{dd}(\mathbf{r}) = & -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0}\frac{\hat{r}_1\hat{r}_2}{r^3}\frac{4\pi}{3} \times \left(\hat{Y}_1^1(\theta_1, \phi_1)\hat{Y}_1^{-1}(\theta_2, \phi_2) \right. \\ & \left. + \hat{Y}_1^{-1}(\theta_1, \phi_1)\hat{Y}_1^1(\theta_2, \phi_2) + 2\hat{Y}_1^0(\theta_1, \phi_1)\hat{Y}_1^0(\theta_2, \phi_2) \right) \end{aligned} \quad (\text{I.27})$$

où les $Y_l^{m_l}$ sont les harmoniques sphériques, solutions des équations de Legendre [4]. Dans cette base, l'opérateur \hat{V}_{dd} préserve le nombre quantique magnétique total $M = m_{j1} + m_{j2}$. Cette condition définit un sous-espace des niveaux de même M pour la paire d'atomes, sous-espace qui a une dimension infinie. Il sera donc nécessaire, pour calculer l'interaction entre les deux atomes, de tronquer ce sous-espace. Dans le sous-espace tronqué, nous pouvons diagonaliser le hamiltonien (I.26) pour chaque distance interatomique r .

I.3.2 Deux atomes dans le même niveau de Rydberg

Dans le cas de deux atomes dans le même niveau de Rydberg a , la règle de sélection $\Delta l = \pm 1$ impose que $\langle aa | \hat{V}_{dd} | aa \rangle = 0$. L'opérateur d'interaction dipolaire n'agit donc sur la paire $|aa\rangle$ que comme une perturbation de second ordre, *via* le couplage à des niveaux de paire intermédiaires $|cd\rangle$. La figure (I.10) représente ce couplage au second ordre. L'énergie d'interaction résultant de cette perturbation prend la forme

$$hC_{aa}(r) = \sum_{|cd\rangle} \frac{\langle aa | \hat{V}_{dd} | cd \rangle \langle cd | \hat{V}_{dd} | aa \rangle}{2E_a - E_c - E_d} = \frac{hC_{6,aa}}{r^6} \quad (\text{I.28})$$

où E_i est l'énergie d'un atome de Rydberg individuel dans l'état i . L'interaction dipolaire prend donc la forme d'une interaction de van der Waals en $1/r^6$, avec un coefficient valant $C_{6,aa}$.

La situation se complique lorsque l'un des niveaux intermédiaires $|cd\rangle$ est quasi-dégénéré avec le niveau $|aa\rangle$, c'est-à-dire lorsque $\langle aa | \hat{V}_{dd} | cd \rangle \gg |2E_a - E_c - E_d|$. Le développement perturbatif est en effet invalidé sous cette condition et il est nécessaire de traiter le problème différemment. Si $|c\rangle = |d\rangle$, alors le sous-espace à observer est composé des deux états $|aa\rangle$ et $|cc\rangle$ et l'on a $E_c \simeq E_a$. Le hamiltonien d'interaction s'écrit alors

$$H_{aa-cc} = \begin{vmatrix} |aa\rangle & |cc\rangle \\ |aa\rangle & \frac{\langle aa | V_{dd} | cc \rangle}{r^3} \\ |cc\rangle & 2E_a \end{vmatrix}. \quad (\text{I.29})$$

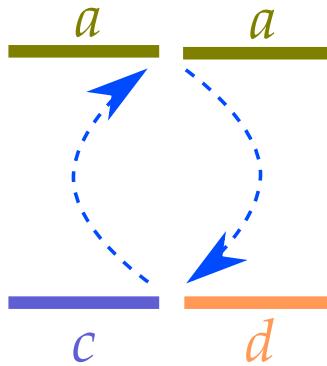


Figure I.10 Schéma du couplage dipolaire entre deux atomes dans des niveaux de Rydberg a identiques : le couplage s'effectue au second ordre *via* les niveaux c et d .

Les états propres de ce hamiltonien sont les combinaisons symétrique et antisymétrique $(|aa\rangle \pm |cd\rangle)/\sqrt{2}$, et présentent les énergies propres

$$2E_a \pm \Delta E_{dd} = 2E_a \pm \frac{\langle aa|V_{dd}|cc\rangle}{r^3} = 2E_a \pm \frac{hC_{3,aa}}{r^3}. \quad (\text{I.30})$$

Si, au contraire, $|c\rangle \neq |d\rangle$, on est alors en présence de trois états dégénérés : $|aa\rangle$, $|cd\rangle$ et $|dc\rangle$. Il est utile de réécrire ceux-ci en combinant $|cd\rangle$ et $|dc\rangle$ symétriquement et anti-symétriquement en $|C\rangle = (|cd\rangle + |dc\rangle)/\sqrt{2}$ et $|NC\rangle = (|cd\rangle - |dc\rangle)/\sqrt{2}$. En effet, \hat{V}_{dd} ne couple pas le niveau $|aa\rangle$ avec le niveau $|NC\rangle$. On peut donc appliquer le traitement réservé jusqu'ici au cas $|c\rangle = |d\rangle$ en remplaçant $|cc\rangle$ par $|C\rangle$. Nous obtenons donc deux états propres $(|aa\rangle \mp |C\rangle)/\sqrt{2}$ avec les énergies

$$2E_a \pm \Delta E_{dd} = 2E_a \pm \frac{\langle aa|V_{dd}|C\rangle}{r^3} = 2E_a \pm \frac{\langle aa|V_{dd}|cd\rangle}{r^3} = 2E_a \pm \frac{hC_{3,aa}}{r^3}. \quad (\text{I.31})$$

Ces cas particuliers sont analogues à ce que l'on appelle dans d'autres contextes les résonances de Förster [17].

I.3.3 Deux atomes dans des niveaux de Rydberg différents

Intéressons-nous désormais aux interactions entre deux atomes de Rydberg dans les états a et b . Il y a alors deux états de paire dégénérés $|ab\rangle$ et $|ba\rangle$. De même que précédemment, les termes de couplage $\langle ab|\hat{V}|ab\rangle = \langle ba|\hat{V}|ba\rangle$ sont nuls. L'on peut tout de même introduire un opérateur potentiel effectif V_{eff} pour le système à deux niveaux $|ab\rangle$ et $|ba\rangle$, qui tiendra compte du couplage éventuel au premier ordre entre $|ab\rangle$ et $|ba\rangle$ mais également des couplages de second ordre avec des états intermédiaires. Les éléments de matrice de V_{eff} sont

$$hC_{ab} = \langle ab|V_{eff}|ab\rangle = \langle ba|V_{eff}|ba\rangle$$

et

$$hA_{ab} = \langle ab|V_{eff}|ba\rangle = \langle ab|V_{eff}|ba\rangle.$$

L'hamiltonien d'interaction s'écrit sous forme matricielle

$$V_{eff}/h = \frac{\langle ab|}{\langle ba|} \begin{pmatrix} C_{ab} & A_{ab} \\ A_{ab} & C_{ab} \end{pmatrix}. \quad (\text{I.33})$$

Les termes diagonaux de ce hamiltonien représentent l'interaction directe d'un état de paire avec lui-même, qui se calcule donc comme une perturbation de second ordre *via* les niveaux intermédiaires $|cd\rangle$. Comme c'était le cas pour deux atomes dans le même état de Rydberg, cette interaction prend la forme de van der Waals avec un coefficient $C_{6,ab}$:

$$hC_{ab}(r) = \sum_{|cd\rangle} \frac{\langle ab|\hat{V}_{dd}|cd\rangle \langle cd|\hat{V}_{dd}|ab\rangle}{E_a + E_b - E_c - E_d} = \frac{hC_{6,ab}}{r^6}. \quad (\text{I.34})$$

Les termes non-diagonaux A_{ab} correspondent eux à une interaction au cours de laquelle les deux atomes échangent leurs états. Si la transition $a \rightarrow b$ est autorisée par les règles de sélection dipolaires, alors cette interaction d'échange est un couplage *direct* de $|ab\rangle$ et $|ba\rangle$. Il varie donc comme un potentiel dipolaire en $1/r^3$. Dans le cas contraire, l'interaction d'échange sera un couplage dipolaire indirect au second ordre, variant donc en $1/r^6$, voire d'ordre supérieur, comme l'illustre la figure (I.11).

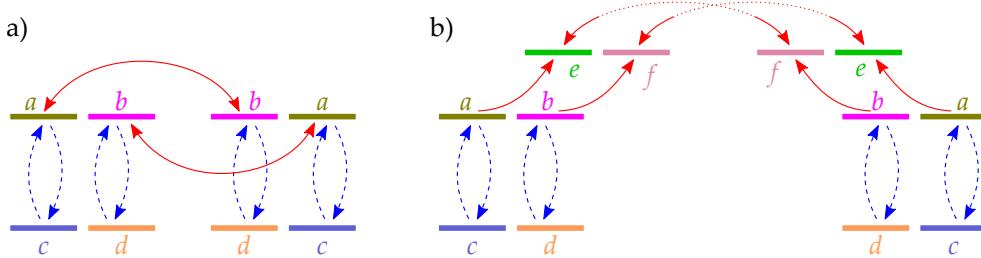


Figure I.11 Schéma du couplage dipolaire entre deux atomes dans des niveaux de Rydberg différents a et b : le couplage $ab - ab$ s'effectue au second ordre *via* les niveaux c et d . Le couplage $ab - ba$ peut s'effectuer à l'ordre 1(a), à l'ordre 2 via des niveaux intermédiaires e et f (b), ou plus encore.

Lorsque les termes d'échange A_{ab} deviennent comparables aux termes d'interaction directe C_{ab} , il peut être judicieux de diagonaliser le hamiltonien effectif (I.33). En effet, les états propres de celui-ci, qui sont les combinaisons symétrique et anti-symétrique $(|ab\rangle \pm |ba\rangle)/\sqrt{2}$, ne sont plus dégénérés et présentent respectivement des déplacements d'énergie

$$\Delta E_{dd}/h = C_{ab} \mp A_{ab}. \quad (\text{I.35})$$

Afin d'illustrer la discussion des interactions que nous venons de présenter, nous allons les appliquer à nos deux exemples que sont le niveau 60S et le niveau 50C. Dans les deux cas, le calcul numérique consiste à diagonaliser le hamiltonien (I.26) à tous les ordres perturbatifs, en limitant l'espace de Hilbert à quelques centaines d'états de paire et en traitant la distance interatomique de façon classique.

I.3.4 Les interactions dipolaires du niveau 60S

L'interaction 60S-60S

Dans le cas de l'état $|60S, 60S\rangle$, le terme dominant dans la somme (I.28) permettant de calculer le coefficient de van der Waals $C_{6,60S60S}$ est le coulage avec les paires $|60P_j, 59P_j\rangle$. Puisque $E_{60S} - E_{59P} > E_{60P} - E_{60S}$, le dénominateur du terme de couplage principal dans (I.28) est positif. On en déduit que l'interaction 60S-60S, et plus généralement toute interaction dipolaire nS-nS, est toujours répulsive. Le calcul nu-

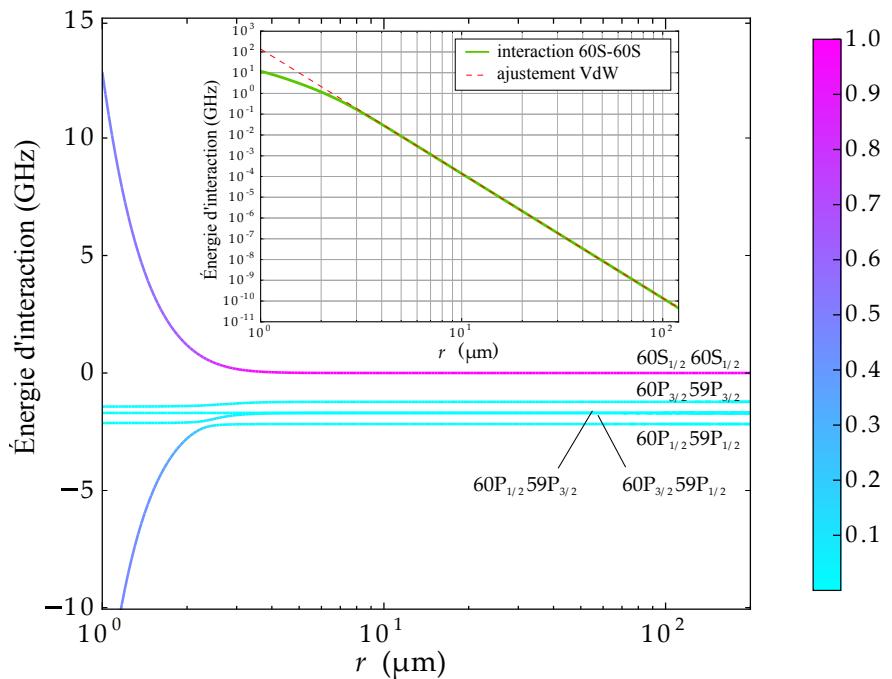


Figure I.12 Déplacement en énergie de la paire 60S-60S par interaction de van der Waals. Les différents sous-niveaux $|60P_j, 59P_j\rangle$ sont représentés. L'échelle de couleur représente le carré de la projection sur l'état non perturbé $|60S, 60S\rangle$. L'insert représente le déplacement d'énergie en échelle log-log et son ajustement sous la forme de van der Waals.

mérique de l'interaction 60S-60S et son ajustement sous la forme de van der Waals, représentés en figure (I.12), donnent la valeur

$$C_{6,60S60S} = 137,6(1) \text{ GHz } \mu\text{m}^6. \quad (\text{I.36})$$

L'ajustement de van der Waals fonctionne très bien aux distances supérieures à $\sim 3 \mu\text{m}$. Cependant, aux très courtes distances, la paire $|60S, 60S\rangle$ est très fortement couplée aux niveaux $|60P_j, 59P_j\rangle$. La distance critique est celle à laquelle le couplage dipolaire est aussi fort que la différence d'énergie entre les deux états de paire non perturbés, soit ici $\sim 2 \text{ GHz}$. En deçà de cette distance, les états propres du hamiltonien s'éloignent de plus en plus de l'état non perturbé $|60S, 60S\rangle$ et l'interaction évolue vers une interaction dipolaire résonante en $1/r^3$.

Les interactions 60S- nl

Le niveau 60S interagit également avec des états de n et l différents. Il convient alors, comme nous l'avons montré en (I.3.3), de calculer non seulement les coefficients de van der Waals C_{ab} , mais aussi les éléments de matrice d'échange A_{ab} . De plus, il est possible ici d'avoir des termes d'échange dûs à un couplage dipolaire direct et qui varient donc en r^3 .

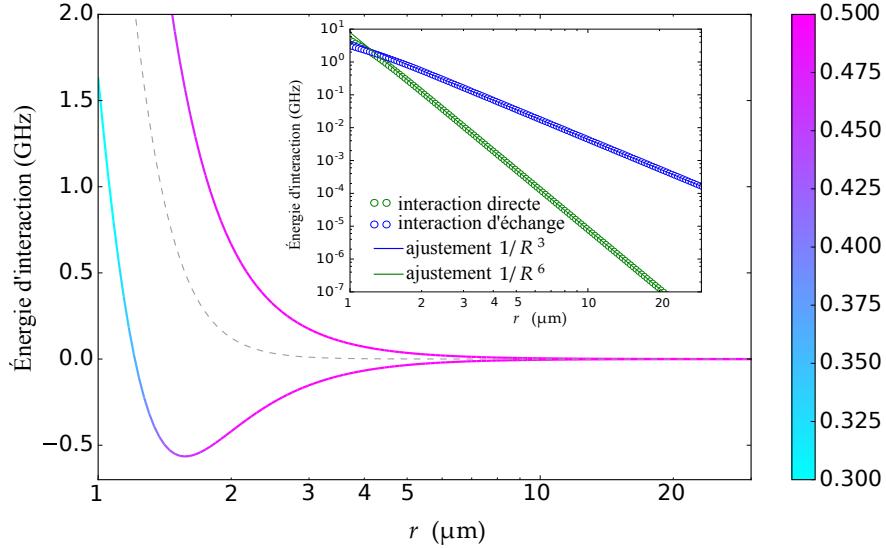


Figure I.13 Énergie de la paire 60S-60P_{3/2} en présence de l'interaction dipolaire. Les branches inférieure et supérieure correspondent respectivement aux superpositions symétrique et antisymétrique des deux niveaux de départ. L'échelle de couleur représente le carré de la projection sur l'état non perturbé |60S, 60P_{3/2}1/r^6 et $1/r^3$ respectivement.

La figure (I.13) montre par exemple le résultat du calcul de l'interaction dipolaire pour une paire 60S-60P_{3/2}. Aux grandes distances, l'état de la paire est projeté uniformément sur les deux superpositions symétrique et anti-symétrique. Aux plus courtes distances cependant, d'autres niveaux contaminent la paire, qui n'est plus dans une superposition de |60S⟩ et |60P_{3/2}⟩.

En procédant de la même façon, on peut obtenir les coefficients d'interaction dipolaire pour n'importe quelle paire 60S- nl . La table (I.4) synthétise les résultats des calculs numériques pour plusieurs paires contenant le niveau 60S.

I.3.5 Les interactions dipolaires du niveau 50C

L'interaction dipolaire entre atomes de Rydberg de très grand moment cinétique est rendue plus complexe du fait de leur forte anisotropie. En effet, l'interaction entre deux dipôles dépend de l'orientation relative de ceux-ci. Dans le cas des niveaux $l = 0$ tel que le 60S, le problème ne se posait pas car ces niveaux sont à symétrie sphérique. Dès lors que l'on s'intéresse à l'interaction entre des niveaux à symétrie cylindrique, il est indispensable de savoir comment les atomes s'orientent l'un par rapport à l'autre. L'interaction dipolaire entre atomes circulaires est encore compliquée par l'introduction

Table I.4 Coefficients de van der Waals pour les interactions de paire entre le niveau 60S et différents niveaux voisins nl .

| | C_6 (GHz μm^6) | A_6 (GHz μm^6) | A_3 (GHz μm^3) |
|---|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| 60S _{1/2} , 60S _{1/2} | 137,6 | 0 | 0 |
| 60S _{1/2} , 57S _{1/2} | -43,265 | 0,325 | 0 |
| 60S _{1/2} , 61S _{1/2} | 290,125 | 246,475 | 0 |
| 60S _{1/2} , 60P _{3/2} | 7,976 | 0 | 4,411 |

d'un champ électrique extérieur, qui déplace et déforme les niveaux par effet Stark. Le détail de l'interaction dipolaire entre atomes circulaires en présence d'un champ sera discuté au chapitre IV, mais nous prendrons le temps ici de développer la situation la plus simple : celle de deux atomes dans le niveau 50C dont les deux orbites sont contenues dans le même plan, comme l'illustre la figure (I.14). Comme il a été dit



Figure I.14 Représentation de deux atomes de Rydberg circulaires dont les orbites sont dans le même plan. Les tores bleus représentent les orbites électroniques et les flèches rouges la direction du moment cinétique. Si l'on imagine que le dessin est à l'échelle, alors les atomes sont ici séparés d'une distance d'environ 660 nm .

en I.2, les atomes de Rydberg circulaires ont besoin d'un champ électrique extérieur pour se stabiliser. Nous imposerons donc un champ de 1 V/cm, qui définit l'axe de quantification, parallèle aux flèches rouges sur la figure (I.14).

Les règles de sélection étant toujours valides, le couplage se fait *a priori* à l'ordre deux, et l'équation (I.28) permet d'en extraire le coefficient de van der Waals comme nous l'avons fait pour l'interaction 60S-60S. Cependant, l'équation (I.27) ne prend plus la même forme dans la base parabolique et le moment magnétique total M de la paire atomique n'est plus conservé, ce que doit prendre en compte le calcul numérique.

La figure (I.15) présente le résultat du calcul numérique. Aux grandes distances, l'énergie d'interaction varie bien en $1/r^6$ comme on l'attend, avec un coefficient de van der Waals

$$C_{6,50C50C}(1 \text{ V/cm}) = 489,18 \text{ GHz } \mu\text{m}^6. \quad (\text{I.37})$$

Mais dès que les atomes se rapprochent à une distance inférieure à 10 μm , l'énergie d'interaction varie en $1/r^3$ jusqu'à très courte distance. En effet, lorsque l'interaction dipolaire devient suffisamment forte, le champ électrique extérieur ne suffit plus à définir le plan des orbites, et le niveau de paire est perturbé. C'est ce que l'on retrouve sur la coloration de la courbe : à une distance critique de l'ordre de 10 μm le niveau de

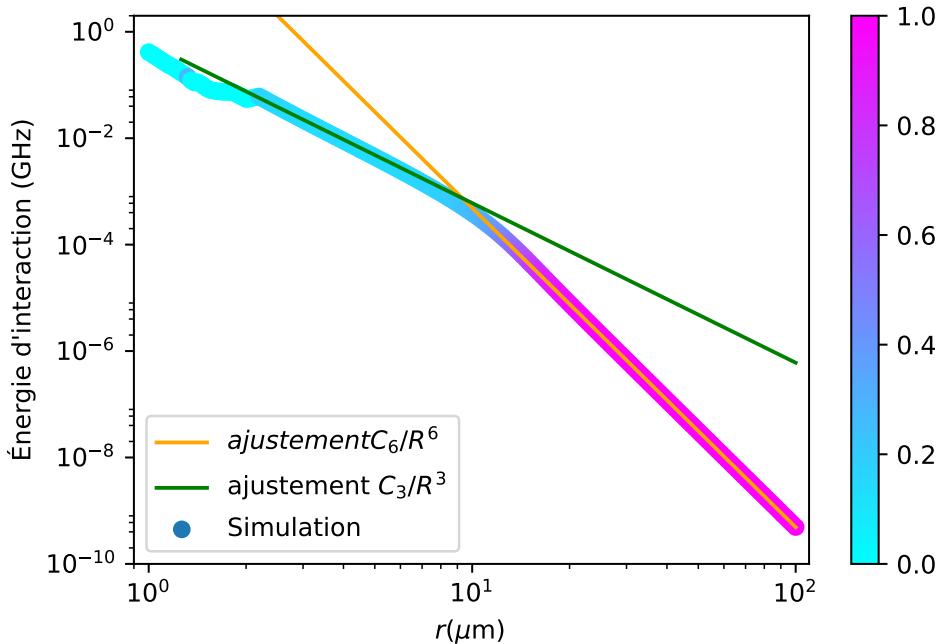


Figure I.15 Déplacement en énergie de la paire 50C-50C placés côte à côte (cf fig(I.14)) par interaction dipolaire, sous un champ électrique de 1 V/cm. L'échelle de couleur représente le carré de la projection sur l'état non perturbé $|50C, 50C\rangle$ de l'état propre du hamiltonien qui le suit adiabatiquement. Le comportement dévie franchement de la forme de van der Waals en $1/r^6$ dès que la distance interatomique est inférieure à 10 μm .

la paire s'éloigne du niveau non perturbé $|50C, 50C\rangle$. La paire est alors dans un état superposé de plusieurs $|nmk, n'm'k'\rangle$, entre lesquels apparaissent des couplages dipolaires résonants en $1/r^3$. Ce problème sera traité en détail dans le chapitre IV, lorsque nous nous intéresserons aux conditions dans lesquelles les interactions entre atomes circulaires sont les plus avantageuses pour la simulation quantique.

Si l'on approche encore les deux atomes, à des distances inférieures à 2 μm , la base des états propres du hamiltonien de paire devient très différente de la base des états non perturbés. Il est alors très difficile de décrire simplement l'interaction dipolaire.

Conclusion

Nous avons dans ce chapitre présenté les caractéristiques physiques principales des atomes de Rydberg alcalins. Nous avons utilisé la théorie du défaut quantique afin de décrire les niveaux de Rydberg de faible moment cinétique. Ceux-ci dévient en effet du modèle de l'atome d'hydrogène par les effets de pénétration et de polarisabilité du cœur atomique, ce que permet de corriger le défaut quantique. Ainsi nous avons pu décrire le niveau 60S, en donnant la forme de sa fonction d'onde, sa taille et sa durée de vie radiative à différentes températures.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux niveaux de Rydberg circulaires, qui semblent

être de meilleurs candidats pour la simulation quantique grâce à leur temps de vie plus long. La théorie du défaut quantique n'est plus nécessaire pour décrire les niveaux circulaires. Cependant, l'introduction de la base des états paraboliques est d'une grande aide à leur description, en particulier en présence d'un champ électrique. Nous avons ainsi pu décrire le niveau de Rydberg circulaire 50C, qui présente un temps de vie à température nulle de presque 30 ms.

En dernier lieu, nous avons vu comment les atomes de Rydberg interagissent entre eux par interaction dipolaire. À grande distance, l'interaction dipolaire entre deux atomes de Rydberg prend la forme de van der Waals avec une dépendance en C_6/r^6 , où r est la distance entre les deux atomes. Nous avons pu déterminer les coefficients de van der Waals C_6 pour l'interaction entre une paire d'atomes dans les niveaux $|60S,60S\rangle$, $|60S,nl\rangle$ et $|50C,50C\rangle$, en diagonalisant à chaque fois le hamiltonien complet du système pour toutes les distances r . Aux distances très courtes, lorsque l'interaction dipolaire devient comparable aux différences d'énergie entre les niveaux de Rydberg, les niveaux de Rydberg se mélangent et l'interaction dipolaire ne peut plus être traitée simplement.

Les expériences que nous avons menées portent sur l'étude de l'interaction dipolaire entre atomes de Rydberg. Il nous a fallu pour cela mettre en œuvre un dispositif expérimental que nous présentons dans le prochain chapitre.

Chapitre II

Des atomes de Rydberg froids en environnement cryogénique

L'observation d'atomes de Rydberg en interaction sur des temps longs, tant pour la question du mouvement d'un gaz de Rydberg ultra-froids que dans l'optique de la simulation quantique, requiert des conditions expérimentales spécifiques. D'une part, il est souhaitable que la durée de vie des niveaux de Rydberg soit la plus longue possible, ce qui nous pousse à travailler en environnement cryogénique. Les calculs menés dans le chapitre I nous montrent l'importance de la température de l'environnement sur la durée de vie des atomes de Rydberg, plus cruciale encore si l'on souhaite travailler avec des atomes de Rydberg circulaires.

D'autre part, il est nécessaire, étant donnés nos objectifs, que nos atomes de Rydberg soient aussi froids que possible. L'on pourrait imaginer piéger et refroidir des atomes qui auraient été préalablement excités dans des niveaux de Rydberg à partir d'un jet atomique chaud. Cependant, il n'y a pas de technique connue à ce jour qui permette cela, et la durée de vie des niveaux de Rydberg en limiterait très certainement les possibilités. Or les techniques de piégeage et de refroidissement des atomes alcalins non excités sont des outils bien maîtrisés. Voilà donc une piste bien plus prometteuse.

Une première difficulté se présente ici : les techniques d'atomes ultra-froids sont pour la plupart développées au sein de dispositifs à température ambiante. Il s'agira donc ici de les concilier avec un environnement cryogénique. Avec cette contrainte à l'esprit, et dans l'optique d'obtenir des nuages atomiques très confinés, il a été choisi de centrer le dispositif autour d'une puce à atomes supraconductrice. Prenons note dès maintenant d'une deuxième difficulté technique posée par un tel dispositif : les atomes de Rydberg sont extrêmement sensibles au champ électromagnétique, et nous souhaitons les exciter et les observer au voisinage de la surface conductrice qu'est notre puce atomique.

Ce chapitre sera donc dédié à la description du dispositif expérimental sur lequel nous avons effectué nos travaux. Nous nous intéresserons d'abord à l'aspect du dispositif qui nous sert à piéger et refroidir des atomes de ^{87}Rb sur une puce atomique supraconductrice. Nous nous attacherons ensuite à décrire comment nous excitons, manipulons et détectons les atomes de Rydberg au sein de ce dispositif.

II.1 Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein

Le développement de notre plateforme d'atomes froids autour d'une puce supraconductrice a été l'objet de plusieurs thèse de doctorat précédent celle-ci. Les thèses de Thomas Nirrengarten [18], de Cédric Roux [19] et d'Andreas Emmert [20] sont dédiées à la question du piégeage et du refroidissement jusqu'au BEC d'atomes de ^{87}Rb près d'une surface à l'aide de fils supraconducteurs. La thèse de Raul Celistrino Teixeira [21] détaille la fabrication et les caractéristiques de la puce atomique que nous avons utilisée pour nos expériences.

Nous ferons donc ici une présentation rapide du cryostat et de la puce à atomes que nous utilisons, puis nous détaillerons la suite d'étapes que nécessite le piégeage et le refroidissement des atomes de rubidium au sein de notre dispositif. Enfin, après avoir présenté la technique d'imagerie atomique par absorption, nous présenterons quelques chiffres typiques de nos nuages atomiques.

II.1.1 L'environnement cryogénique : cryostat et puce à atomes supraconductrice

L'environnement cryogénique présente un avantage incomparable pour la durée de vie des atomes de Rydberg, mais impose aussi quelques spécificités à notre dispositif d'atomes froids. Le piégeage d'atomes froids pendant des durées suffisantes à leur manipulation exige un vide très poussé dans l'enceinte expérimentale, car les collisions avec les molécules de gaz résiduel éjectent les atomes hors de leur piège. Les chambres de piégeage d'atomes neutres à température ambiante sont généralement étuvées pendant plusieurs semaines afin d'atteindre des pressions de gaz résiduel suffisamment faibles. Dans un environnement cryogénique au contraire, les parois froides de l'enceinte adsorbent une grande partie du gaz résiduel, et des pressions très inférieures à 1.10^{-10} mbar sont obtenues sans étuvage. Travailler en environnement cryogénique permet en outre l'utilisation de fils et de bobines supraconducteurs pour le passage des courants électriques qui génèrent les champs magnétiques nécessaires au piégeage des atomes. Des courants de quelques Ampères sont ainsi passés sans dissipation et à proximité des atomes piégés, alors qu'une expérience d'atomes froids à température ambiante nécessite des bobines qui soient placées en-dehors de la chambre et refroidies par des circuits d'eau dédiés.

L'environnement cryogénique pour les atomes froids a cependant quelques inconvénients : en premier lieu, l'accès optique est limité car les parois de l'enceinte doivent être opaques pour le rayonnement du corps noir et donc métalliques, chaque hublot de verre réduisant l'isolation thermique du cœur de l'expérience. En second lieu, l'utilisation d'hélium et d'azote liquide à proximité d'un vide poussé présente une lourdeur technique supplémentaire au quotidien.

Le cryostat

Notre expérience est placée au cœur du cryostat représenté en figure (II.1). La conception de ce cryostat a été évoquée dans la thèse de Raul Celistrino Teixeira [21] et discutée plus en détail dans les thèses de Thomas Nirrengarten [18] et Cédric Roux

II.1. Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein29

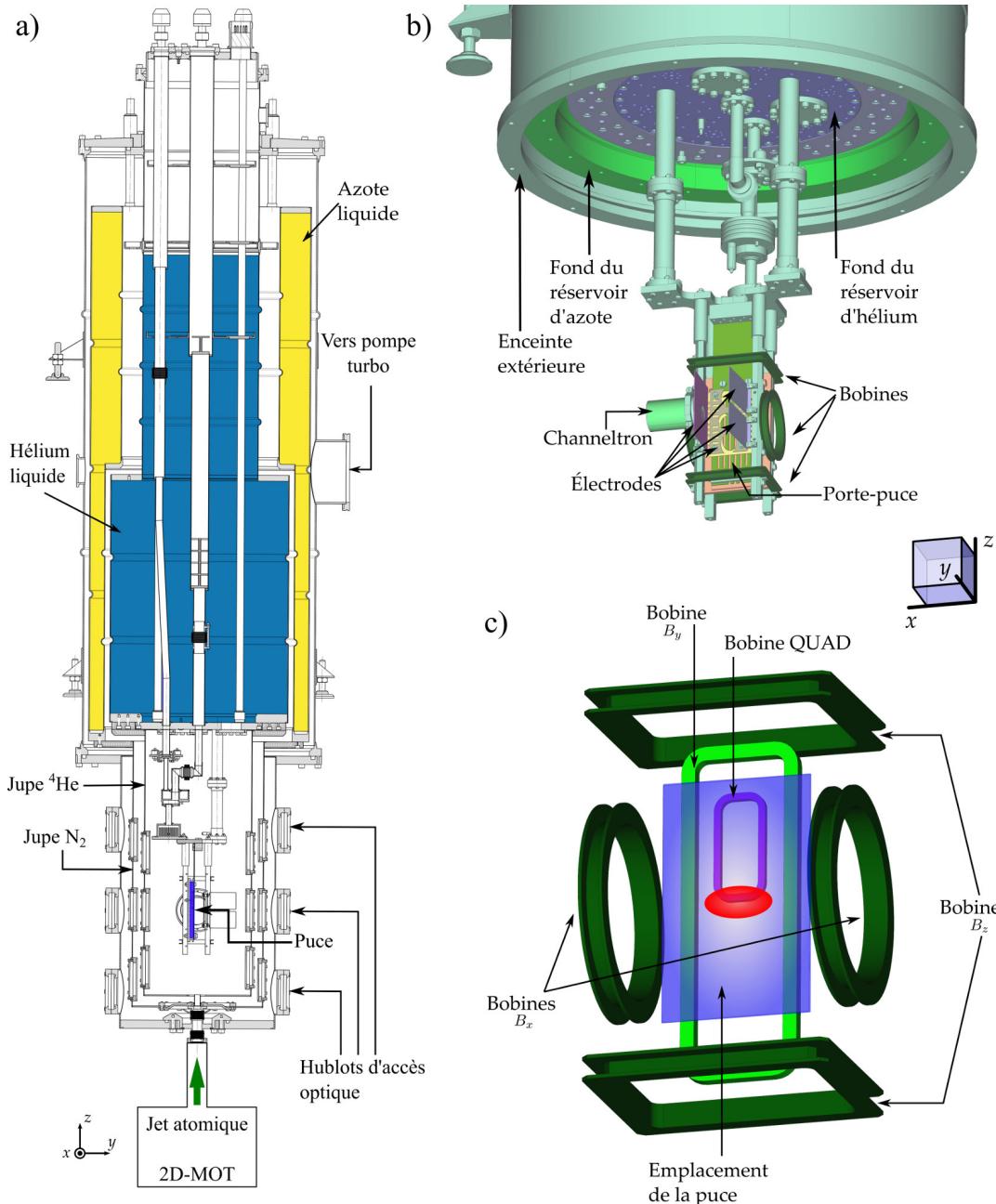


Figure II.1 Schéma du dispositif cryogénique : a) Coupe du cryostat, avec la puce (colorée en violet) tournée vers le côté droit. Le réservoir d'azote liquide est indiqué en jaune, le réservoir d'hélium liquide en bleu. Le cœur de l'expérience est visible, ainsi que les deux « jupes » et l'enceinte extérieure à température ambiante. Cinq hublots, trois en face de la puce et un sur chaque côté, sont installés sur chacune de ces jupes pour l'accès optique. Derrière la puce, du côté gauche du schéma, les hublots optiques sont remplacés par des disques métalliques. Les atomes proviennent du « 2D-MOT », une enceinte externe située sous le cryostat, où l'on réalise un piège magnéto-optique à deux dimensions. b) Vue schématique du cœur de l'expérience. La puce est fixée sur le porte-puce et fait face à la direction y . Les bobines (vert foncé) servent à créer des champs magnétiques pour le piégeage des atomes de rubidium. Le channeltron et les différentes électrodes représentées servent à la détection des atomes de Rydberg. On ne voit pas les « jupes » d'azote et d'hélium, ni l'enceinte extérieure. c) Vue de près des bobines : la bobine QUAD (mauve) génère un champ quadrupolaire pour faire un MOT sur puce. L'emplacement de la puce est représenté par le rectangle bleu devant la bobine QUAD et la bobine B_y (vert clair). La zone rouge indique l'endroit où les atomes de rubidium sont piégés, devant la puce. Les axes sont les mêmes qu'en b).

[19]. Le cœur de l'expérience est protégé de la radiation extérieure par des écrans thermiques (« jupes ») en cuivre doré. Ce sont des cylindres ouverts en haut et vissés sur le fond des réservoirs de liquides cryogéniques. La jupe ${}^4\text{He}$ est vissée sur le fond du réservoir d'hélium 4 et la jupe N_2 est vissée au fond du réservoir d'azote liquide. Elles sont donc respectivement thermalisées à 4,2 K et 77 K. Sur chaque jupe, cinq hublots sont installés pour l'accès optique à la zone de piégeage : deux sur les directions $\pm x$, un dans la direction $+y$ qui fait face à la puce, et deux dans le plan yz , de part et d'autre du hublot de face sur les bissectrices des axes $+y$ et $\pm z$, appelées direction $\pm 45^\circ$ respectivement. Par ces hublots, tous les faisceaux laser atteignent la zone de piégeage au cœur de l'expérience. Tous les éléments qui sont installés à l'intérieur de la jupe hélium sont thermalisés à 4,2 K par contact thermique avec le réservoir d'hélium liquide.

L'intérieur de la jupe hélium est revêtu d'une couche de plomb, supraconducteur à 4,2 K. Cette couche de plomb écrante les champs magnétiques extérieurs par effet Meissner [22], et évite les courants de Foucault qui se créeraient dans les jupes en cuivre à l'allumage ou à l'extinction des courants dans les bobines. Il reste nécessaire cependant d'imposer un champ extérieur de compensation au moment du refroidissement, afin que la couche de plomb ne piége pas de lignes de champ magnétique provenant de l'environnement. Cette compensation du champ constant de l'environnement est réalisée à l'aide de grandes bobines placées à l'extérieur du cryostat.

Enfin, bien que les jupes ne soient pas parfaitement étanches, elles garantissent un vide différentiel entre la partie du cryostat à 300 K, où la pression vaut $1,5 \cdot 10^{-7}$ mbar, et la partie à 4,2 K, où la pression est inférieure à $1 \cdot 10^{-10}$ mbar *.

La puce à atomes

La puce à atome qui siège au cœur de notre expérience est représentée en figure (II.2). C'est une puce assez simple, conçue autour de trois fils supraconducteurs : le fil (LJ), en forme de \mathcal{U} , le fil (LG) en forme de \mathcal{Z} , et le fil (KM) droit. Ces fils sont fabriqués par dépôt de niobium d'une épaisseur de 2 μm sur un substrat de silicium recouvert d'une couche d'oxyde SiO_2 . Le dépôt de niobium est ensuite gravé, et l'ensemble de la puce est recouvert d'une couche d'or de 200 nm d'épaisseur afin de rendre la surface réfléchissante. Le niobium étant supraconducteur à 4,2 K, les courants électrique pourront toujours passer par les fils de la puce et non par la couche d'or qui reste dans un état conducteur normal. Les détails de la fabrication de la puce sont présentés en annexe dans la thèse de Raul Celistrino Teixeira [21].

Les fils en \mathcal{U} et en \mathcal{Z} sont la simplification d'un dispositif en forme de \mathcal{H} qui repose sur la circulation d'un premier courant perpendiculairement à deux autres courants qui sont parallèles entre eux. La figure (II.3) représente les différentes configurations de champ magnétique créées par les fils \mathcal{U} et \mathcal{Z} de la puce.

Le passage d'un courant dans la partie horizontale du fil \mathcal{U} (segment parallèle à l'axe x) crée un champ contenu orienté dans le plan yz , que l'on peut approximer au champ créé par un fil infini. L'ajout d'un champ de biais B_z selon l'axe z permet alors de créer un zéro de champ, là où le champ de biais compense exactement le champ créé par le fil. Autour de ce zéro, le champ magnétique est quadrupolaire dans le

*. Cette valeur n'est pas mesurée en raison de l'absence de sonde de pression dans cette région du cryostat, mais inférée à partir du temps de vie des nuages d'atomes piégés, qui est de l'ordre de la minute [23].

II.1. Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein31

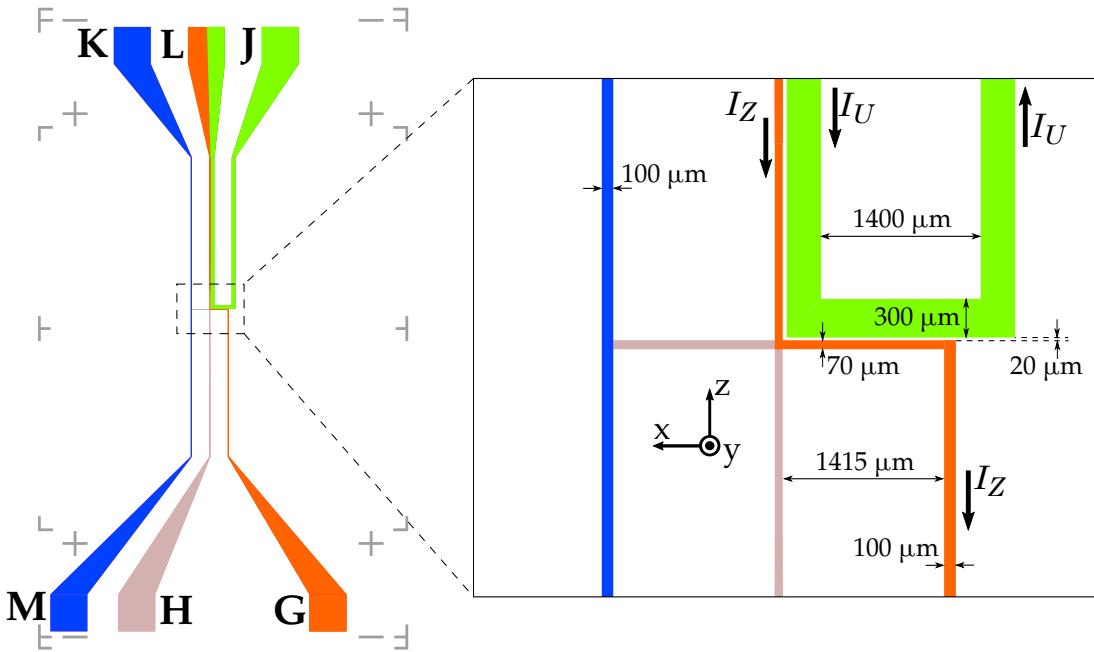


Figure II.2 Schéma de la puce supraconductrice. Les lettres étiquettent les pattes d'entrée/sortie des courants électriques sur la puce. Les couleurs sont une aide visuelle pour mieux suivre les fils : en vert, le « fil \mathcal{U} », en orange le « fil \mathcal{Z} » et en bleu le « fil RF ». À droite, vue de près du centre de la puce, qui détaille la largeur des fils, la distance entre eux et le sens de circulation des courants. Les axes x , y et z coïncident avec ceux de la figure (II.1).

plan yz (cf figure II.3b)). Afin de compléter ce champ quadrupolaire dans la direction x , un courant parcourt les bras verticaux du fil en \mathcal{U} : le sens opposé de circulation dans ces deux bras crée directement un champ quadrupolaire dans la direction x avec un minimum nul (cf figure II.3d)). La composante de champ résiduelle selon y est compensée par un champ de biais B_y . En fin de compte, le champ magnétique présente un comportement quadrupolaire dans les trois directions, autour d'un minimum nul dans les trois directions. Le champ total permet ici la réalisation d'un piège magnéto-optique sur puce en trois dimensions (« 3D-MOT miroir »).

Lors du passage d'un courant I dans le fil \mathcal{Z} , le champ créé dans le plan yz est similaire au cas du fil en \mathcal{U} . Cependant, le courant dans les deux bras verticaux circule dans le même sens et crée ainsi un champ quadrupolaire dans le plan xy . Le champ magnétique présente donc aussi un comportement quadrupolaire dans les trois directions, mais autour d'un minimum qui est cette fois non-nul (cf figure II.3c)). Le champ total forme alors un piège magnétique de Ioffe-Pritchard.

Pour le fil en \mathcal{Z} comme pour le fil en \mathcal{U} , le centre du piège se situe à une distance de la puce valant approximativement

$$r_0 \simeq \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{B_Z} \quad (\text{II.1})$$

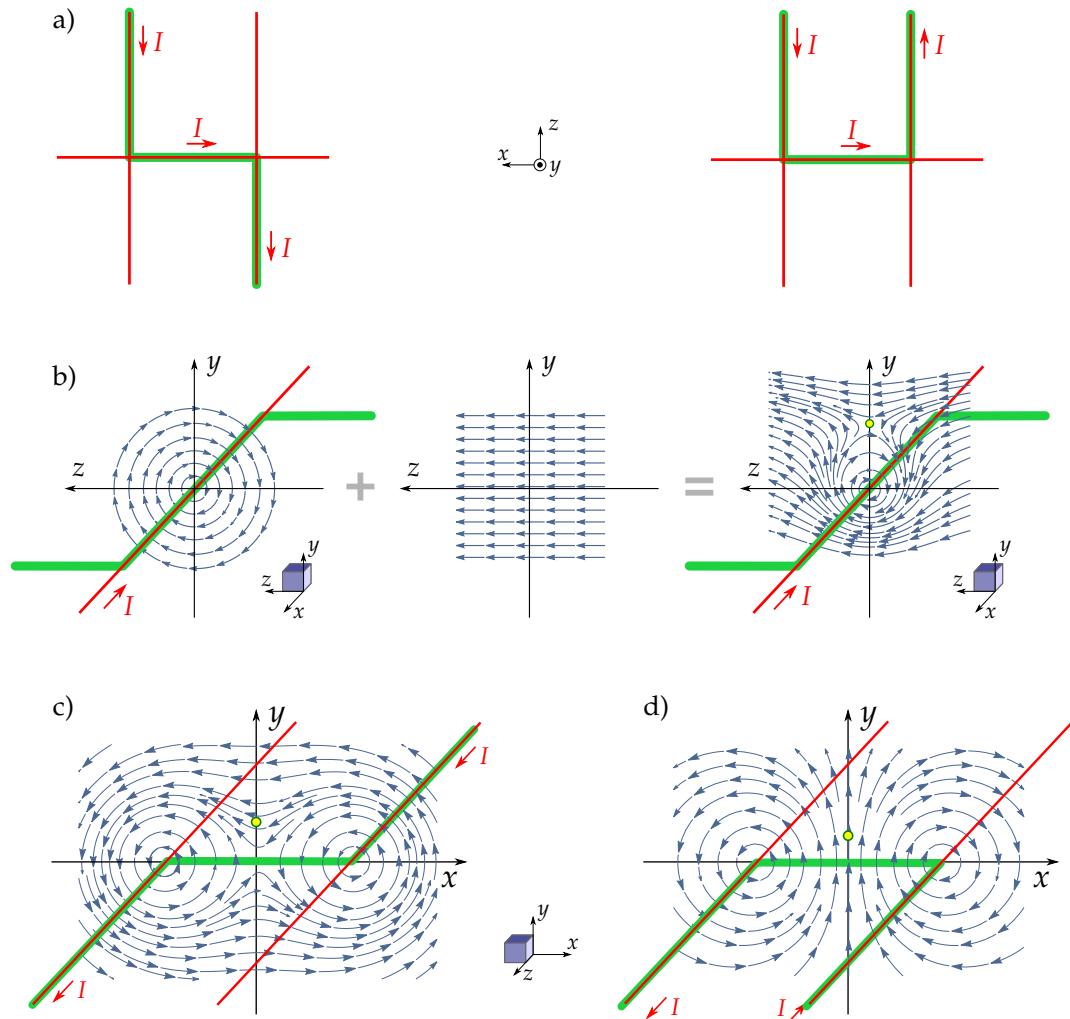


Figure II.3 Champs magnétiques créés par la puce. a) Les fils \mathcal{U} et \mathcal{Z} portent un courant dans la direction x et une paire de courants parallèles dans la direction z . b) Un champ quadripolaire est créé par la superposition du courant selon x et d'un champ de biais B_Z . Les courants verticaux peuvent circuler soit (c)) dans le même sens, soit (d)) dans des sens opposés. Le module du champ total présente alors respectivement un minimum non-nul ou nul aux positions marquées par les points jaunes.

II.1. Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein33

et le gradient de champ magnétique à cet endroit vaut

$$|B'(r_0)| = \frac{2\pi}{\mu_0} \frac{B_Z^2}{I} = \frac{B_Z}{r_0} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{r_0^2}. \quad (\text{II.2})$$

C'est là une caractéristique importante de la géométrie des pièges : plus le centre du piège est proche de la puce, plus le piège sera confinant dans le plan yz . Le piège s'allonge alors dans la direction x , prenant une forme de cigare de plus en plus anisotrope.

Comme nous l'avons mentionné, notre dispositif nous permet de mettre en œuvre des pièges magnéto-optiques en trois dimensions. Dans beaucoup d'expériences d'atomes froids, ceux-ci sont réalisés à l'aide de trois paires de faisceaux laser contra-propageants, une dans chaque direction de l'espace. Il nous est impossible d'envisager cette configuration, puisque l'axe y est rendu inaccessible par la présence de la puce. L'on peut cependant, avec deux paires de faisceaux laser seulement, simuler une configuration à six faisceaux, en utilisant la surface réfléchissante de la puce. Deux faisceaux sont alors envoyés parallèlement à la surface de la puce, selon l'axe x . Deux autres faisceaux sont envoyés dans le plan yz et viennent se réfléchir sur la puce avec un angle de 45° . Ces réflexions sont équivalentes aux deux faisceaux manquants, réalisant ainsi la configuration à six faisceaux souhaitée. Le schéma de cette configuration, appelée « MOT miroir », est donné en figure (II.4).

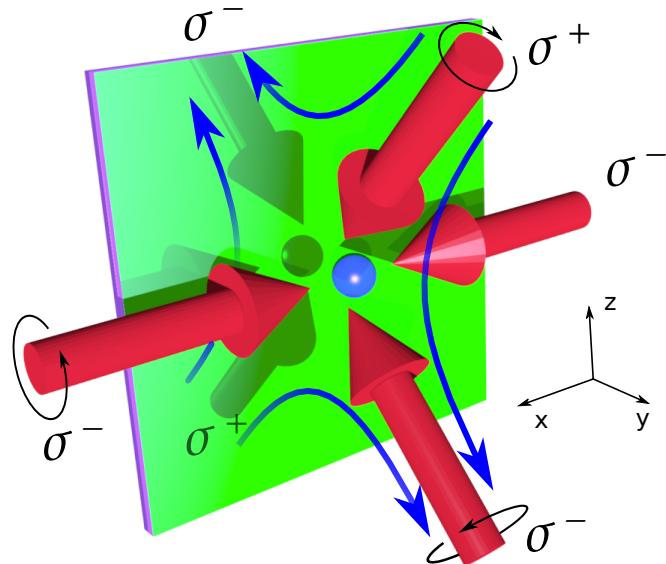


Figure II.4 Schéma de principe du MOT miroir : Deux faisceaux contra-propageants sont envoyés parallèlement à la puce réfléchissante, selon l'axe x . Les deux autres faisceaux dans le plan yz viennent frapper la puce avec un angle de 45° . Leur réflexion sur la puce équivaut à deux faisceaux supplémentaires d'hélicité inversée, représentés en ombre derrière la puce. On obtient bien ainsi une configuration de MOT à six faisceaux, avec les polarisations adaptées, représentées par des flèches tournant autour des faisceaux.

II.1.2 Séquence de piégeage et refroidissement

Grâce à ce dispositif, nous pouvons piéger des nuages d'atomes froids sur puce. Nous donnons dans ce paragraphe le détail des différentes étapes de piégeage et de refroidissement des atomes. Les atomes sont envoyés dans le cryostat à partir d'un piège magnéto-optique à deux-dimensions externe, puis ils sont capturés dans deux pièges magnéto-optiques sur puce successifs. Enfin, les atomes sont transférés dans un piège magnétique pour y être refroidis par évaporation. L'ensemble de cette séquence est représentée en figure II.5.

Système laser

Le piégeage magnéto-optique du rubidium 87 exploite la raie D2 de celui-ci. La raie D2 est représentée en figure (II.6) avec le détail des sous-niveaux hyperfins des niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ du ^{87}Rb . Nous utilisons la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ de la raie D2 pour piéger et refroidir les atomes. Cette transition a une largeur naturelle $\Gamma = 2\pi \times 6,065 \text{ MHz}$ [24]. Le laser de refroidissement est généré par un système commercial de diode laser amplifiée TOPTICA TA-110. La fréquence de ce laser est asservie par battement (« beatlock ») à un laser maître, lui-même stabilisé par une cavité Fabry-Pérot. Cette cavité est verrouillée en fréquence sur la transition de refroidissement par absorption saturée dans une cellule de ^{87}Rb . Une commande de tension permet de définir la fréquence du battement et ainsi de contrôler le désaccord du laser de refroidissement par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Le système laser est détaillé en annexe A.

Il arrive qu'un photon du laser de refroidissement excite un atome du niveau $|F = 2\rangle$ vers le niveau $|F' = 2\rangle$ au lieu de $|F' = 3\rangle$. Cet atome peut alors se désexciter non pas vers le niveau $|F = 2\rangle$ mais vers le niveau $|F = 1\rangle$, qui est un niveau noir pour le laser de refroidissement. Afin d'éviter le pompage des atomes vers ce niveau $|F = 1\rangle$, il est nécessaire d'envoyer, avec le laser de refroidissement, un laser « repompeur » accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Ce laser repompeur est généré par une troisième diode laser, et indépendamment verrouillé en fréquence par absorption saturée.

Deux autres fréquences laser sont utilisées dans notre expérience : les lasers de sonde, qui servent à l'imagerie atomique, et le laser de pompage Zeeman, qui sert à réaliser un pompage optique vers le niveau $|F = 2, m_F = +2\rangle$. Ces faisceaux sont prélevés sur le laser de refroidissement et décalés en fréquence par modulation acousto-optique. L'ensemble des faisceaux est transporté de la table optique de préparation au cryostat par des fibres optiques mono-modes à maintien de polarisation. Ils sont enfin mis en forme à proximité immédiate du cryostat.

Piégeage magnéto-optique

Notre dispositif repose sur trois stades de piégeage magnéto-optique successifs. Les atomes de rubidium sont stockés dans une cellule en verre, ouverte vers une enceinte sous ultra-vide (UHV) située à l'extérieur du cryostat. Le travail en environnement cryogénique nous oblige en effet à utiliser une source externe : l'adsorption sur les surfaces froides à l'intérieur du cryostat interdit la présence d'une vapeur de rubidium à partir de laquelle capturer les atomes. Dans cette enceinte, les atomes sont piégés le long de l'axe z par un piège magnéto-optique à deux dimensions (« 2D-MOT »).

II.1. Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein35

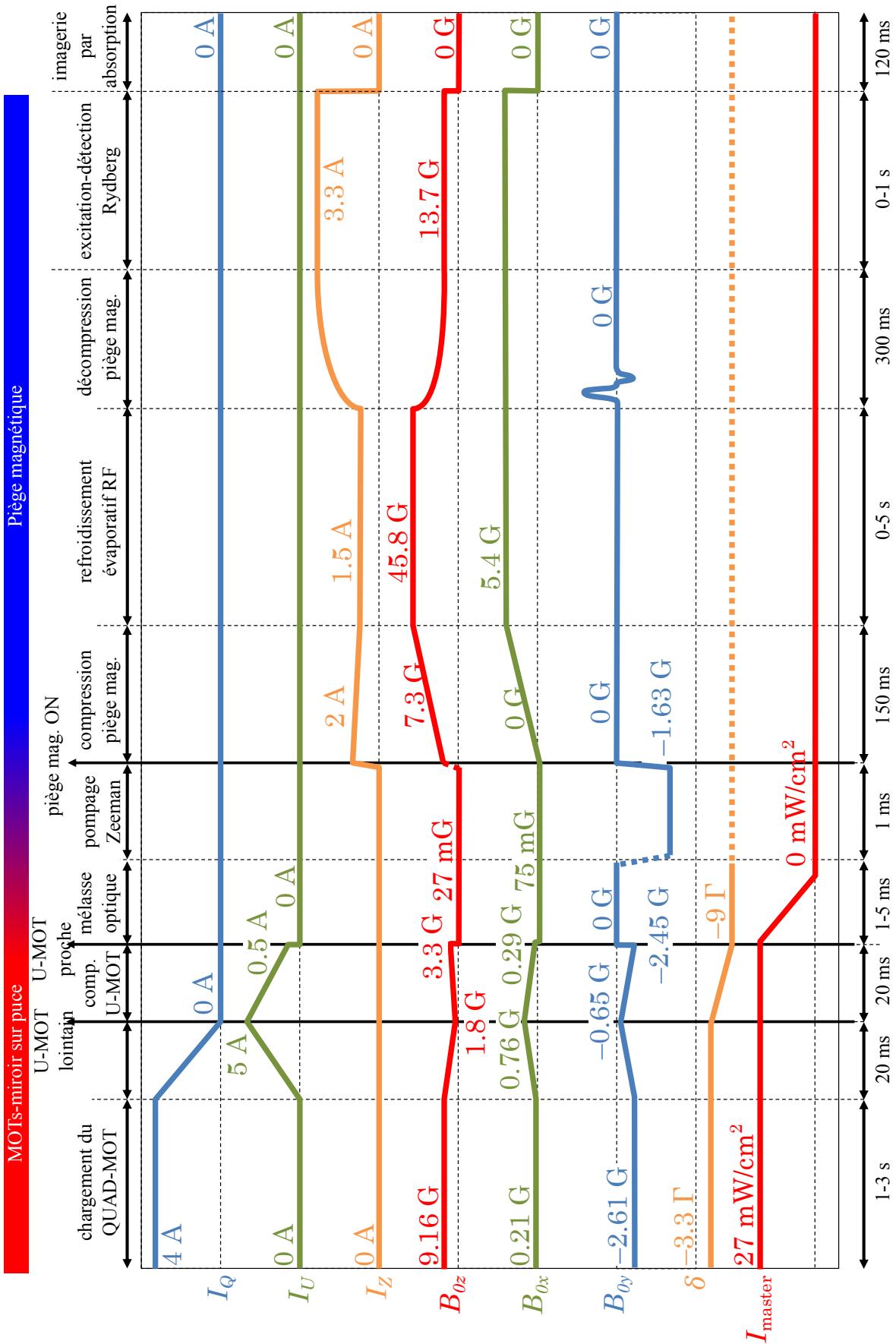


Figure II.5 Séquence expérimentale typique. Les étapes de piégeage et de refroidissement sont décrites par la suite. I_Q, U, Z sont les courants dans la bobine QUAD, le fil U et le fil Z , en Ampères. $B_{0x,y,z}$ sont les champs de biais générés par les bobines dans les directions x, y, z , en Gauss. δ est le désaccord du laser en unité de la largeur de raie $\Gamma = 6,065 \text{ MHz}$, et I_{master} son intensité en mW/cm^2 .

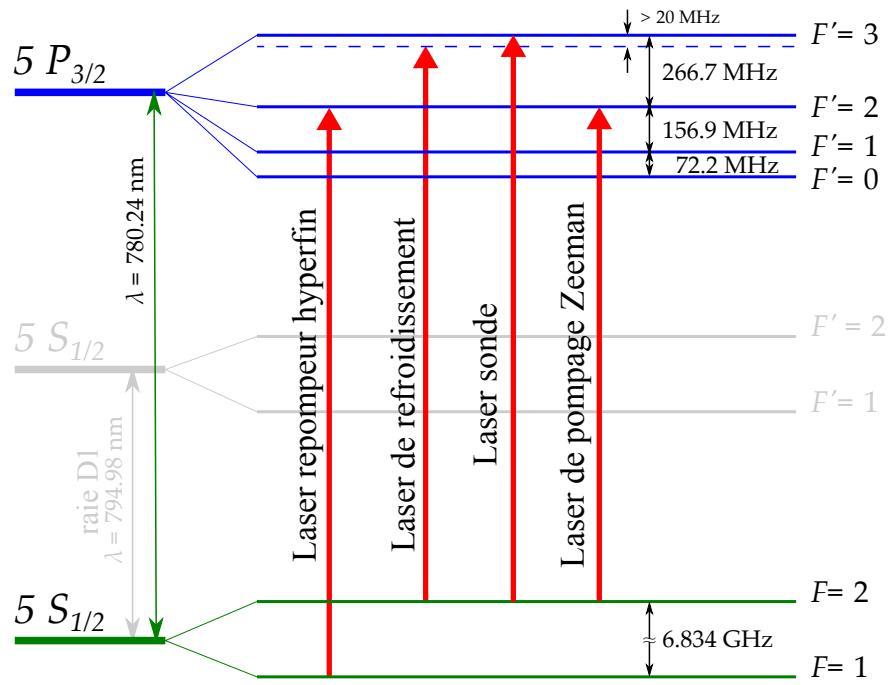


Figure II.6 Structure hyperfine de la raie D2 du ^{87}Rb . Les transitions cyclantes sont montrées pour le laser de refroidissement, le laser repompeur, le laser sonde et le laser de pompage Zeeman.

Celui-ci est schématisé en figure (II.7). L'ensemble du 2D-MOT a été conçu et fabriqué par la laboratoire SYRTE de l'Observatoire de Paris.

Les atomes piégés dans le 2D-MOT se propagent librement selon l'axe z , formant un jet vertical qui arrive jusqu'à la puce atomique à l'intérieur du cryostat. Les atomes sont alors capturés dans un MOT de grand volume créé par les bobines de biais et le bas de la bobine « QUAD », représentée en figure (II.1). Le bas de la bobine QUAD permet de créer un champ quadrupolaire similaire à celui du fil \mathcal{U} , adapté au piégeage magnéto-optique. Le nombre de spires $n = 19$ de la bobine permet de multiplier par autant le courant générateur de champ dans l'équation (II.1). Le grand volume du champ quadrupolaire ainsi créé permet de capturer efficacement les atomes du jet. Le chargement de ce gros « QUAD-MOT » dure de 1 à 3 s, pendant lesquels on peut y collecter quelques 10^8 atomes à une température de l'ordre de $400 \mu\text{K}$.

Le nuage atomique est alors transféré vers un second MOT, créé cette fois par les bobines de biais et le fil \mathcal{U} , comme nous l'avons mentionné en II.1.1. Ce « U-MOT lointain » présente des gradients similaires au QUAD-MOT mais un volume plus petit. Le taux de transfert entre les deux est estimé entre 10 et 40 % par des observations en fluorescence du nuage. Nous pouvons à ce moment réduire le courant dans le fil \mathcal{U} , ce qui d'après les équations (II.1) et (II.2) rapproche le piège de la surface de la puce et le comprime en augmentant les gradients de champ magnétique. Les gradients de champ étant plus forts, la force de rappel de la lumière s'en trouve grandie. On peut alors se permettre d'augmenter le désaccord des faisceaux lasers afin de refroidir le nuage atomique. Les températures atteintes dans ce « U-MOT proche » sont de l'ordre de $40 \mu\text{K}$, pour un nuage d'environ 10^7 à 10^8 atomes.

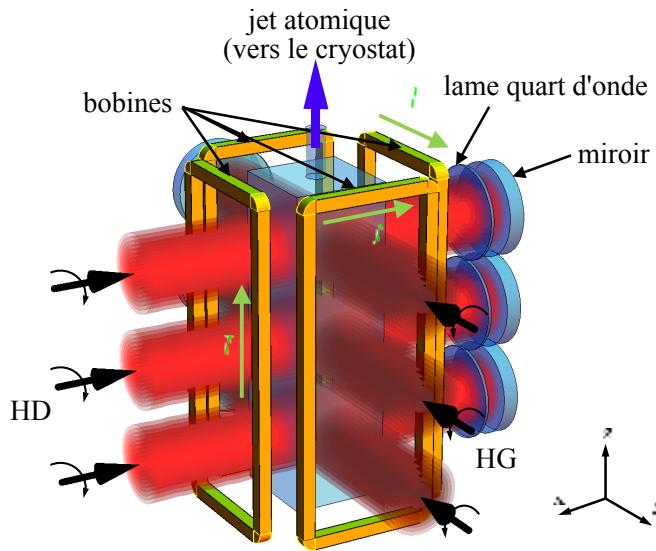


Figure II.7 Schéma du 2D-MOT avec ses trois étages de piégeage. Les polarisations des faisceaux incidents sont indiquées par les lettres HD (pour hélicité droite) et HG (hélicité gauche). Le sens des courants dans les bobines est indiqué par les flèches vertes et la lettre I . Chaque faisceau est rétro-réfléchi par un miroir, et le double passage par une lame quart d'onde permet de garantir la bonne polarisation du faisceau réfléchi. Le jet atomique produit par le 2D-MOT est représenté par une flèche violette qui pointe vers le cryostat.

Les étapes intermédiaires : mélasse optique et pompage Zeeman

L'objectif, après les étapes de piégeage magnéto-optique, est de transférer les atomes dans le piège de Ioffe-Pritchard créé par le fil \mathcal{Z} . Cela sera d'autant plus efficace que le nuage atomique sera froid, et que les atomes seront bien polarisés dans le sous-niveau Zeeman $m_F = +2$ du niveau hyperfin $5S1/2, F = 2$. Avant de les transférer vers le « piège Z », nous faisons donc subir aux atomes deux étapes supplémentaires.

Tout d'abord, nous éteignons les champs magnétiques du U-MOT en laissant les faisceaux lasers allumés. Cela initie une étape de mélasse optique d'une durée comprise entre 1 et 5 ms, au cours de laquelle le désaccord laser est augmenté alors que la puissance lumineuse est graduellement diminuée jusqu'à zéro. Cette mélasse optique nous permet de refroidir quelques 10^6 à 10^7 atomes à des températures inférieures à $10 \mu\text{K}$.

Après l'extinction des lasers de mélasse, un champ magnétique de 1 G à 2 G est rapidement allumé sur la direction $-y$, qui lève la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Un laser de pompage optique polarisé σ^+ se propageant selon $-y$ pompe alors les atomes dans le sous-niveau $m_F = +2$. Après réflexion sur la puce ce faisceau laser repasse à travers le nuage atomique. Son hélicité a certes été inversée par la réflexion, mais sa polarisation du point de vue des atomes est restée la même. Les atomes sont donc encore pompés vers le sous-niveau $m_F = +2$.

Le piégeage magnétique et le refroidissement évaporatif

Lorsque le nuage atomique est bien refroidi et polarisé par les étapes de mélasse et de pompage optique, le piège magnétique est allumé. Pour cela, un courant est imposé

dans le fil \mathcal{Z} . Un champ B_z est généré par les bobines, qui permet d'obtenir un champ quadrupolaire comme nous l'avons évoqué en II.1.1, centré sur la position du nuage atomique. Le champ au centre du piège est alors orienté selon la direction x et le minimum de champ, strictement supérieur à 0, permet d'éviter les pertes de Majorana par retournement du spin. Un second champ de biais, B_x , permet en outre de limiter les pertes atomiques dues à la présence d'un bruit radio-fréquence dans notre expérience. Ce bruit peut en effet causer des transitions atomiques vers les états non piégés $m_F < 1$ et il s'agit d'ajuster B_x afin d'éviter que les transitions ne soient résonantes avec la fréquence du bruit [18].

Une fois allumé, le piège magnétique est immédiatement comprimé afin d'augmenter le taux de collision entre les atomes en vue du refroidissement évaporatif. La compression du piège est réalisée adiabatiquement en 150 ms. Le piège comprimé a des fréquences de piégeage de l'ordre de $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) \simeq 2\pi \times (24, 3400, 3400)$ Hz à une distance de 80 μm de la puce. Nous pouvons alors mettre en œuvre une séquence de refroidissement évaporatif radio-fréquence : les atomes les plus chauds sont transférés vers les sous-niveaux Zeeman non piégés par des transitions radio-fréquence (RF), et ainsi sont éjectés du piège. La fréquence de ces transitions dépend du champ magnétique vu par chaque atome, et donc de sa position dans le potentiel de piégeage. La fréquence du signal RF, envoyé dans le fil vertical (KM) de la puce (cf figure II.2), est progressivement diminuée afin d'évaporer les atomes les plus chauds en premier, puis de plus en plus froids. Le reste du nuage thermalise vite grâce au taux de collision élevé et se trouve ainsi refroidi. Plusieurs rampes de fréquence successives sont optimisées en durée et en puissance RF, afin d'obtenir le meilleur refroidissement du nuage atomique. L'étape de refroidissement évaporatif dure jusqu'à 5 s au total. Le schéma de principe du refroidissement évaporatif RF est donné en figure (II.8).

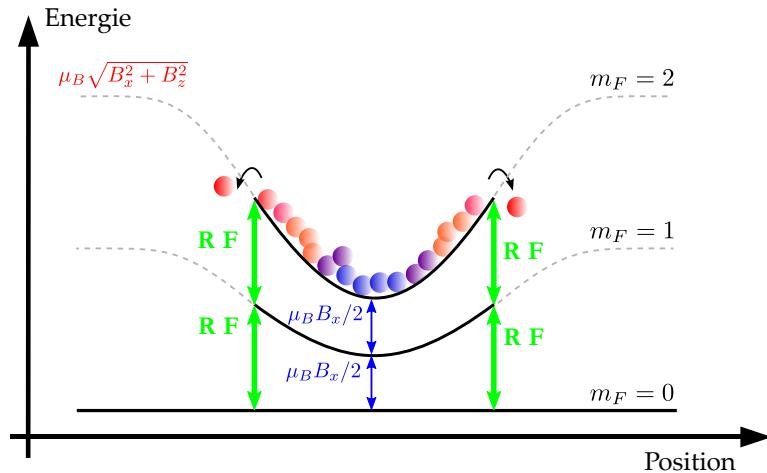


Figure II.8 Refroidissement évaporatif radio-fréquence : le « couteau » RF induit les transitions entre sous-niveaux Zeeman. Une fois dans les sous-niveaux $m_F < 1$, les atomes ne sont plus piégés et sont éjectés du piège. L'aile chaude de la distribution de Boltzmann est évacuée et les atomes restants sont thermalisés à une température plus faible.

Cette étape de refroidissement nous permet d'abaisser la température du nuage sous le seuil de condensation de Bose-Einstein. Nous pouvons ainsi produire de façon repro-

ductible des condensats sur puce contenant de 10 000 à 20 000 atomes. La séquence de refroidissement peut également être interrompue avant la condensation, et en choisissant la fréquence finale de la rampe RF, nous pouvons choisir la température du nuage atomique. La figure (II.9) montre des images du nuage atomique après temps de vol pour différentes valeurs de la fréquence finale de la rampe RF.

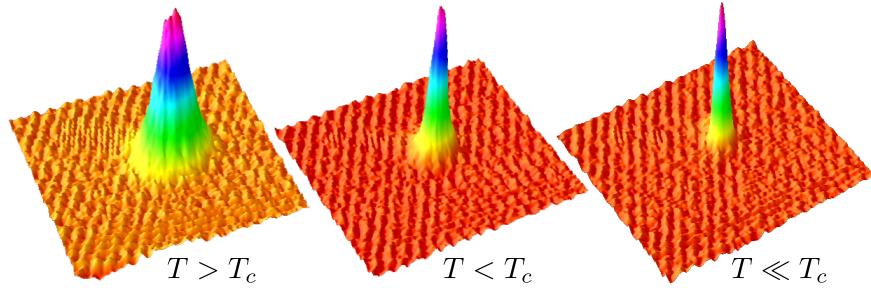


Figure II.9 Trois nuages de ^{87}Rb évaporés jusqu'à des valeurs différentes de fréquence RF, imaginés après un temps de vol de 16,5 ms. Les images donnent directement la distribution d'impulsion au sein du nuage. Le nuage contient environ 10^4 atomes, et la température critique de condensation est de l'ordre de $T_C = 100 \text{ nK}$. À gauche, la température est supérieure à T_C : le nuage est purement thermique et montre une distribution gaussienne d'impulsion. Au milieu, la température est inférieure à T_C , le nuage montre un double profil en impulsion : un condensat de Bose-Einstein au centre et les atomes du nuage thermique autour. À droite, la température est très petite devant T_C et le condensat est quasi-pur : le nuage présente un profil de Thomas-Fermi dans l'espace des impulsions.

Enfin, une fois le nuage refroidi à la température souhaitée, le piège magnétique est décomprimé. Cela permet de choisir soit une distance particulière du nuage atomique à la puce, soit la taille du nuage atomique final.

Les atomes qui seraient restés dans le sous-niveau $m_F = +1$ peuvent à leur tour être éliminés du piège en envoyant sur le nuage un signal micro-onde à 6,8 GHz adressant la transition hyperfine $|F = 2, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$. En présence d'un champ magnétique, les sous-niveaux Zeeman sont suffisamment résolus pour adresser uniquement cette transition, sans affecter les atomes dans le niveau $|F = 2, m_F = +2\rangle$.

II.1.3 Imagerie atomique par absorption

Dans une expérience d'atomes froids, il est essentiel de pouvoir imager et dénombrer correctement le nuage atomique. L'imagerie par absorption est une technique précise et efficace pour cela. Lorsqu'une telle expérience est menée au cœur d'un cryostat, la tâche est rendue plus difficile en raison des accès optiques limités qui contraignent fortement l'optique d'imagerie.

Dispositif optique

Nous pouvons imaginer notre nuage atomique de deux façons différentes. Le dispositif optique d'imagerie est représenté en figure (II.10). Un premier faisceau sonde (« sonde face ») entre dans le cryostat et en ressort perpendiculairement à la puce après réflexion sur celle-ci, par le hublot de face. Un miroir percé permet de laisser passer le faisceau

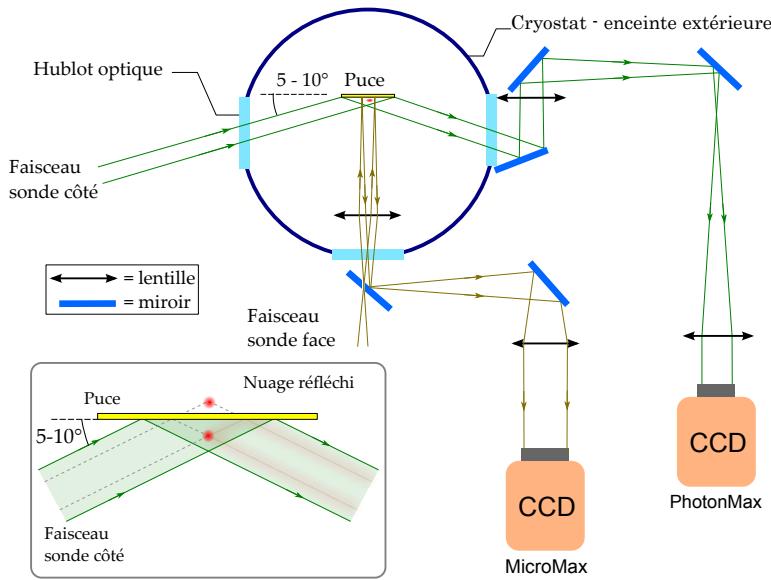


Figure II.10 Schéma optique des faisceaux sonde dans le cryostat. L'insert montre de plus près la réflexion du faisceau sonde côté sur la puce et la formation des deux images du nuage.

d'entrée et de collecter le faisceau de sortie, qui est ensuite envoyé vers une caméra CCD. Grâce à l'installation d'une lentille de focale $f = 100$ mm à la place du hublot de face sur la jupe hélium du cryostat, soit à environ 100 mm de la puce, cet axe d'imagerie peut collecter beaucoup de lumière, avec une limite de résolution de $1,6 \mu\text{m}$.

Un deuxième faisceau sonde (« sonde côté ») est envoyé par un hublot de côté ($+x$), se réfléchit sur la puce avec un angle de 5° à 10° , et ressort par l'autre hublot de côté ($-x$). Il est ensuite envoyé vers une autre caméra CCD. Cet axe d'imagerie ne dispose pas d'une lentille interne au cryostat. Ainsi, la lumière collectée et la résolution optique sont limitées par le diamètre du hublot de sortie du cryostat. Cette lentille est donc placée le plus près possible de l'enceinte du cryostat. En raison de cette géométrie, l'imagerie des atomes par la sonde côté forme deux images du nuage atomique : celui absorbe à la fois le faisceau incident et le faisceau réfléchi sur la puce. Cela nous permet d'évaluer précisément la distance du nuage atomique à la puce : elle vaut la moitié de la distance entre les deux images du même nuage. La figure (II.11) montre une image d'absorption de la sonde côté par un nuage froid (piégé magnétiquement et refroidi), après un temps de vol de 16,5 ms.

Principe de l'imagerie par absorption

Les atomes peuvent être observés en temps réel par la collecte des photons qu'ils émettent par fluorescence, mais l'imagerie par absorption permet une meilleure précision sur l'estimation du nombre d'atome dans le nuage. Elle consiste à envoyer sur les atomes un faisceau laser, résonant avec une transition atomique choisie, et à mesurer quelle fraction de la lumière le nuage atomique a absorbé.

Lorsque l'intensité lumineuse reçue par les atomes est largement inférieure à l'intensité de saturation, l'absorption de celle-ci est bien décrite par la loi de Beer-Lambert :

II.1. Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein41

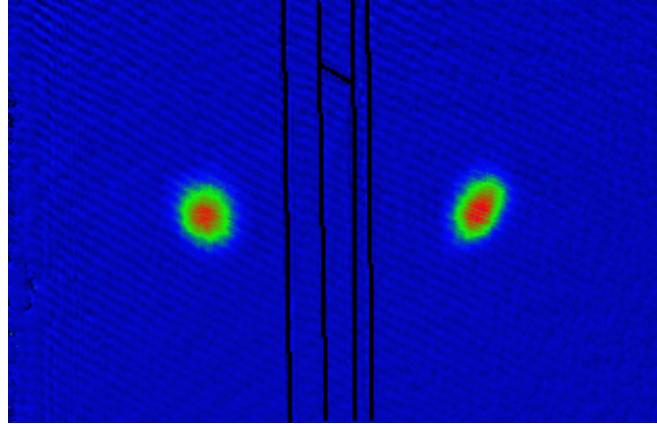


Figure II.11 Image par absorption d'un nuage froid après temps de vol, éclairé par la sonde de côté. Les deux images du nuage sont dues à la réflexion du faisceau sur la puce. Les ombres portées des fils de la puce sont tracées en surimpression entre les deux images du nuage.

$$\frac{dI(x, y, z)}{dx} = -\sigma n(x, y, z) I(x, y, z), \quad (\text{II.3})$$

où $I(x, y, z)$ est l'intensité lumineuse au point de coordonnées (x, y, z) , n la densité atomique en ce point, x la direction de propagation du faisceau lumineux et σ la section efficace de diffusion de la lumière par un atome unique. L'optique d'imagerie nous oblige cependant à intégrer cette équation dans la direction de propagation x . On obtient alors

$$I_f(y, z) = I_i(y, z) \cdot e^{-\int dx \sigma n(x, y, z)} \quad (\text{II.4})$$

où I_i est l'intensité du faisceau incident et I_f l'intensité du faisceau à la sortie du nuage atomique.

Les images enregistrées par les caméras permettent d'obtenir les quantités $I_i(y, z)$ et $I_f(y, z)$. On peut alors calculer la densité optique du nuage, définie comme $OD(y, z) = \int dx \sigma n(x, y, z)$, et qui d'après l'équation (II.4) est égale à

$$OD(y, z) = \int dx \sigma n(x, y, z) = -\ln \frac{I_f(y, z)}{I_i(y, z)}. \quad (\text{II.5})$$

L'on en extrait ensuite la densité atomique intégrée le long de l'axe de propagation du laser à partir de l'équation (II.5) :

$$n(y, z) = \int dx n(x, y, z) = -\frac{1}{\sigma} \ln \frac{I_f(y, z)}{I_i(y, z)} = \frac{OD(y, z)}{\sigma}. \quad (\text{II.6})$$

Dans le cas simple d'une lumière résonante avec la transition non-dégénérée d'un système à deux niveaux, la section efficace de diffusion σ est donnée directement par

la section efficace de diffusion résonante

$$\sigma = \sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi} = \frac{\Gamma\hbar\omega}{2I_{sat,0}}, \quad (\text{II.7})$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière résonante et $I_{sat,0}$ l'intensité de saturation de la transition dans ce cas idéal. Les atomes dans notre piège magnétique sont préparés dans l'état $|5S1/2, F = 2, m_F = +2\rangle$, et la lumière de sonde est préparée de façon à adresser la transition σ^+ vers le niveau $|5P3/2, F = 3, m_F = +3\rangle$.

Corrections et améliorations de l'imagerie par absorption

Malgré l'apparente simplicité du dispositif d'imagerie par absorption, plusieurs effets perturbent les mesures du nombre d'atomes et méritent d'être corrigés.

Premièrement, la section efficace de diffusion σ dans notre expérience n'est pas égale à la section efficace de diffusion résonante σ_0 . En effet, la lumière des faisceaux sonde n'est pas parfaitement polarisée σ^+ . De plus, les atomes ne sont pas tous dans le sous-niveau $m_F = +2$, en particulier lorsque l'on souhaite imager le nuage dans le MOT ou après l'étape de mélasse optique sans le charger dans le piège magnétique. Enfin, l'interférence entre le faisceau sonde de côté et sa réflexion sur la puce module l'intensité de la lumière vue par le nuage atomique. La combinaison de ces effets réduit peut être décrite en corrigeant la section efficace de diffusion d'un facteur α [21, 25]. On obtient alors une section efficace de diffusion effective $\sigma = \sigma_0/\alpha$, ou, de façon équivalente, une intensité de saturation effective $I_{sat} = \alpha \cdot I_{sat,0}$. La calibration expérimentale de ce paramètre α est effectuée par la mesure de l'intensité de saturation effective I_{sat} . Pour l'absorption de la sonde de côté par un nuage dans le piège magnétique, nous obtenons une valeur $\alpha_{magn} = 2,06 \pm 0,1$. Pour l'absorption de la sonde de côté par un nuage juste après la mélasse optique, nous obtenons une valeur $\alpha_{melasse} = 2,27 \pm 0,1$. Le nombre d'atomes évalué à partir des images par absorption dépend directement de la valeur de ce paramètre α . Les valeurs expérimentales proches de $\alpha = 2$ sont tout à fait cohérentes avec le fait que notre faisceau sonde est polarisé linéairement : seule la composante σ^+ de la lumière résonante avec la transition sonde peut être absorbée. Cette composante représente la moitié de l'intensité totale envoyée, et seule cette moitié contribue à la saturation de la transition. Pour un même paramètre de saturation, l'intensité totale du faisceau doit donc être deux fois plus grande que si le faisceau était polarisé σ^+ .

Deuxièmement, l'acquisition du signal d'imagerie se fait en trois temps. Une première image est enregistrée où les atomes absorbent le faisceau sonde, ce qui nous donne l'intensité I_f . Puis une deuxième image est enregistrée après que les atomes sont tombés par gravité, qui nous donne l'intensité du faisceau sonde non absorbé I_i . Enfin, une troisième image est enregistrée sans aucun laser allumé, qui permet de soustraire la lumière de fond des deux images précédentes. Les délais de quelques dizaines de ms entre les différentes images ont un effet délétère sur le signal. En effet, le signal enregistré par la caméra subit un bruit d'imagerie sous la forme de franges, dues à la diffraction et aux interférences du faisceau laser le long de son chemin optique et lors de sa réflexion sur la surface de la puce. Des vibrations et déformations de petite amplitude des éléments optiques et des variations d'indice de l'air le long du chemin optique décalent ces franges d'une image à l'autre. L'opération de traitement des images (équation II.6) ne permet

II.1. Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein43

pas de d'affranchir des fluctuations de ces franges, qui viennent ainsi brouiller le signal d'imagerie. Ce problème se présente principalement sur l'imagerie par la sonde de face en raison des plus grands délais exigés par la caméra et de la plus grande sensibilité mécanique du chemin optique. Afin d'y remédier, nous avons implémenté un algorithme de réduction des franges qui, à partir d'une base de plusieurs images du faisceau sonde seul, reconstitue la meilleure combinaison linéaire de celles-ci pour chaque image où le nuage atomique est présent. Cet algorithme est décrit en détail dans [26]. La figure (II.12) montre une image d'un nuage froid par absorption de la sonde face, non traitée et après traitement par cet algorithme.

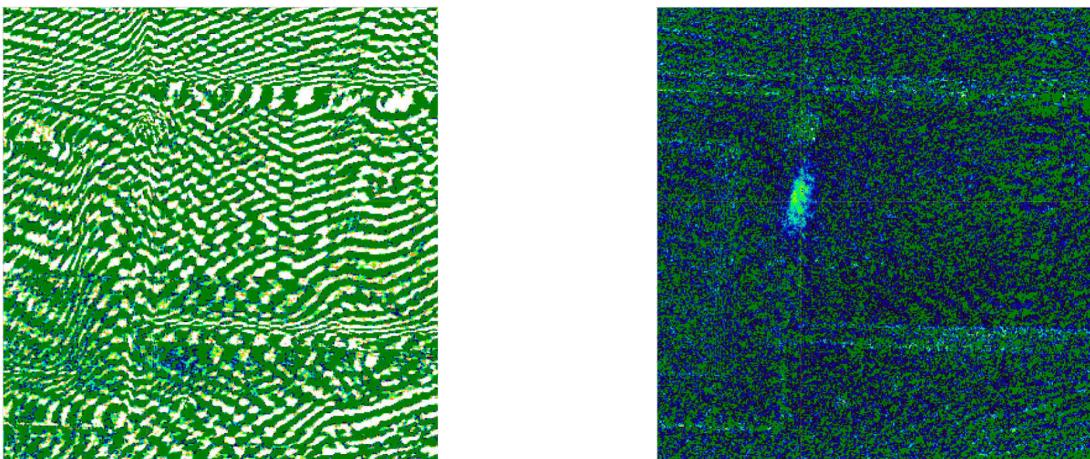


Figure II.12 Images du nuage atomique froid par absorption du faisceau sonde face. À gauche, l'image est traitée selon l'équation (II.6). À droite, la même image après traitement par l'algorithme de réduction des franges. Les graphes sous les images sont les profils de densité du nuage en coupe horizontale. L'échelle de couleur est la même pour les deux images et a été optimisée pour l'image de droite.

Troisièmement, dans le cas d'un nuage très dense optiquement, comme par exemple pour les mélasses optiques, le centre du nuage où la densité atomique est très haute peut absorber l'intégralité de l'intensité incidente I_i . Le rapport des intensités I_f/I_i est alors très faible et dominé par le bruit. Le signal I_f/I_i au centre du nuage peut ainsi présenter des valeurs négatives, qui seront problématiques lorsque l'on souhaitera en prendre le logarithme. Afin de remédier à cela, il peut être intéressant de ne pas calculer la densité optique OD comme à l'équation (II.4), mais de s'arrêter à l'opération

$$\frac{I_f(y, z)}{I_i(y, z)} = e^{-OD(x, y)} = e^{-\sigma \cdot n(y, z)}. \quad (\text{II.8})$$

Nous appellerons cette opération « absorption no-log ». Ce traitement du signal permet de s'affranchir de « l'amplification » du bruit au centre par le logarithme et du problème des valeurs négatives, en se concentrant sur le signal aux bords du nuage. Le profil de densité est alors ajusté à l'exponentielle d'un profil gaussien. La figure (II.13) montre l'image d'une mélasse optique par absorption de la sonde de côté, traitée d'après l'équation (II.4) et d'après l'équation (II.8).

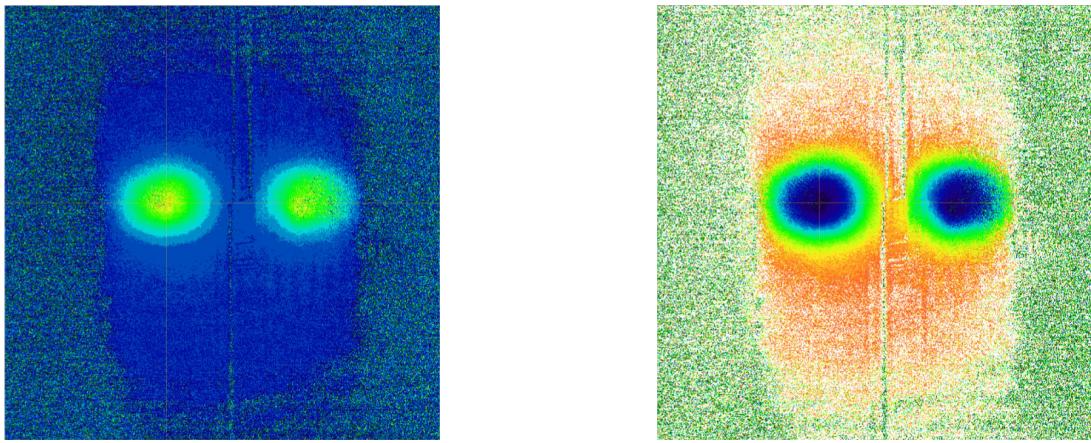


Figure II.13 Images du nuage atomique de mélasse optique par absorption du faisceau sonde côté. À gauche, l'image est traitée par absorption selon l'équation (II.4). À droite, l'image est traitée selon l'équation (II.8). Les graphes sous les images sont les profils de densité du nuage en coupe horizontale. L'échelle de couleur est différente pour les deux images, adaptée à l'échelle des profils en coupe représentés. Les zones bruitées à gauche et à droite ne sont pas éclairées par le faisceau sonde. En absorption « no-log », le bruit est plus important dans les zones sombres, mais réduit au centre et sur les bords du nuage.

Estimation de la température

L'imagerie par absorption permet facilement d'estimer la température du nuage atomique. En effet, la distribution des impulsions dans le nuage suit la distribution de Maxwell-Boltzmann tant que celui-ci n'est pas condensé. L'évolution de la taille gaussienne du nuage après extinction du piège, dictée par l'impulsion moyenne dans le nuage, nous renseigne alors sur sa température par l'équation de propagation balistique

$$\Delta x^2(t) = \Delta x^2(t_0) + \frac{k_B T}{m} \cdot (t - t_0)^2, \quad (\text{II.9})$$

où Δx est l'extension spatiale du nuage dans la direction x , t le temps et t_0 la référence de temps, k_B la constante de Boltzmann, m la masse d'un atome et T la température du nuage. En imageant le nuage à différents moments de son expansion (« temps de vol ») et en ajustant la largeur gaussienne du profil à l'équation (II.9), on accède à la fois à la température T du nuage et à sa taille initiale dans le piège $\Delta x(t = 0)$. La figure II.14 représente un ajustement de l'évolution de la taille du nuage après relâchement du piège.

II.1.4 Quelques nuages typiques

Nous avons décrit ici les éléments de notre dispositif qui servent à produire et caractériser des nuages d'atomes ultra-froids. Le tableau II.1 présente les caractéristiques principales des différents types de nuages atomiques que nous utiliserons pour y exciter des atomes de Rydberg.

Ces différents nuages d'atomes froids, ou ultra-froids, vont nous permettre d'explorer l'excitation d'atomes de Rydberg dans différentes conditions.

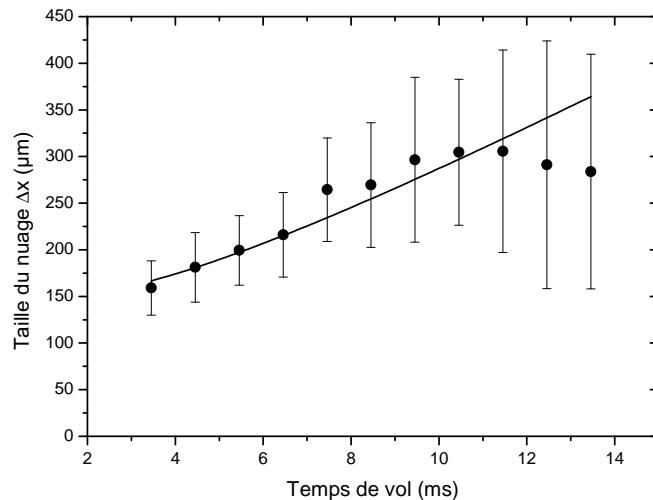


Figure II.14 Estimation de la température d'un nuage par temps de vol. Le graphe représente l'évolution de la taille d'un nuage de mélasse optique, en fonction du temps écoulé depuis l'extinction des lasers. L'ajustement selon l'équation (II.9) permet d'estimer la température du nuage à $6,43 \pm 1 \mu\text{K}$, et sa taille initiale à $142 \pm 13 \mu\text{m}$.

Table II.1 Quelques nuages typiques de notre expérience. Pour chacun, nous donnons les caractéristiques suivantes : nombre d'atomes N , taille Δx du nuage selon x , taille $\Delta y, z$ du nuage selon y et z , température T est distance à la puce d .

| nuage | N | Δx | $\Delta y, z$ | T | d |
|------------------|-----------------|-------------------|-------------------|--------------------------------|-------------------|
| QUAD-MOT | quelques 10^8 | | | $400 \mu\text{K}$ | 1 mm à 3 mm |
| U-MOT proche | 10^7 | $200 \mu\text{m}$ | $200 \mu\text{m}$ | $40 \mu\text{K}$ | $600 \mu\text{m}$ |
| mélasse optique | 5.10^6 | $80 \mu\text{m}$ | $80 \mu\text{m}$ | $10 \mu\text{K}$ | $600 \mu\text{m}$ |
| piège mag. chaud | $1,5.10^6$ | | | $40 \mu\text{K}$ | |
| piège mag. froid | $1,2.10^4$ | $45 \mu\text{m}$ | $4,5 \mu\text{m}$ | $0,75 \mu\text{K}$ | $450 \mu\text{m}$ |
| BEC | 8000 à 20 000 | | | $30 \text{nK à } 80 \text{nK}$ | |

II.2 Excitation et détection d'atomes de Rydberg près d'une puce

Cette diversité de nuages atomiques nous permet d'exciter des atomes de Rydberg dans différentes conditions de densité atomique, de température et de distance à la puce. Nous présentons dans le reste de ce chapitre la partie de notre dispositif expérimental servant à exciter, détecter et manipuler les atomes de Rydberg. Notre dispositif est particulier dans la mesure où tout ce qui concerne les niveaux de Rydberg a lieu près d'une surface, la puce atomique. Des champs parasites électriques parasites étant inévitables à proximité d'une surface, la grande sensibilité électromagnétique des atomes de Rydberg sera mise à rude épreuve.

Après avoir donné le principe de l'excitation à deux photons des niveaux de Rydberg et de la détection par ionisation selective, nous ferons une présentation de rapide de

l'effet Stark et de ses conséquences sur nos expériences. Nous décrirons ensuite les techniques mises en place afin de contrôler les champs électriques près de la puce. Nous finirons ce chapitre par une présentation de la technique de spectroscopie microonde des niveaux de Rydberg et de son utilisation pour mesurer les champs électriques résiduels.

II.2.1 L'excitation à deux photons des atomes de Rydberg

Les atomes de rubidium piégés dans un nuage près de la puce sont excités vers les niveaux de Rydberg par une transition laser à deux photons désaccordée par rapport au niveau intermédiaire. Dans nos expériences, deux niveaux de Rydberg différents ont été excités par laser à partir de l'état fondamental $5S_{1/2}$: le niveau $60S_{1/2}$ et le niveau $50D_{3/2}$. Nous décrivons ici l'excitation d'un nuage d'atomes de Rydberg au sein d'un nuage froid dans le piège magnétique, en négligeant les interactions entre atomes de Rydberg et en nous concentrant sur le niveau $60S_{1/2}$.

La transition du niveau fondamental au niveau de Rydberg est faite par l'absorption d'un photon rouge à $\lambda = 780 \text{ nm}$, désaccordé de $\delta = +2\pi \times 540 \text{ MHz}$ par rapport à la transition $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$, et d'un photon bleu à $\lambda = 480 \text{ nm}$, accordé pour satisfaire la condition de résonance vers le niveau choisi. La figure (II.15) représente le schéma de niveaux de l'excitation du niveau $60S_{1/2}$. Les deux faisceaux d'excitation sont superposés et se propagent selon la direction $+x$. Leurs polarisations sont définies par rapport à l'axe de quantification des niveaux atomiques, déterminé par le champ magnétique de biais B_x dans le fond du piège. La figure (II.16) représente la géométrie des faisceaux laser d'excitation. Dans cette configuration, seul le sous-niveau $m_j = +1/2$ du niveau $60S$ est excité.

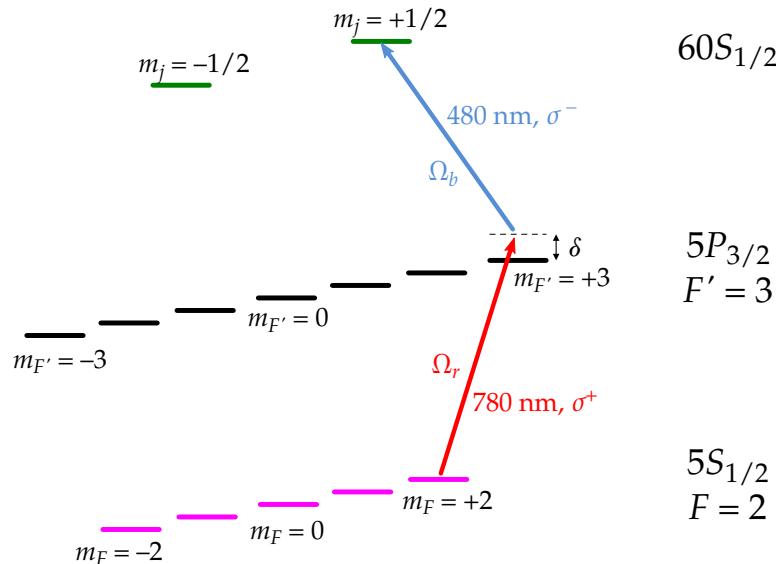


Figure II.15 Schéma de l'excitation laser du niveau $60S$, à partir d'atomes de ^{87}Rb dans le niveau fondamental dans le piège magnétique. La polarisation de chaque laser est indiquée. Ω_r et Ω_b sont les fréquences de Rabi des transitions à 780 et 480 nm respectivement. $\delta = +2\pi \times 540 \text{ MHz}$ est le désaccord par rapport au niveau intermédiaire.

Le laser rouge d'excitation est extrait du laser maître, mentionné en II.1.2, puis

décalé en fréquence par un modulateur acousto-optique. Le laser bleu à 480 nm est généré par un système commercial TOPTICA SHG-110 de diode laser amplifiée puis doublée en fréquence. La lumière laser à 960 nm est asservie en fréquence à la même cavité de Fabry-Pérot que le laser maître. Un modulateur acousto-optique intervient entre la diode et la cavité Fabry-Pérot, qui nous permet de contrôler la fréquence de la diode sur une plage d'environ 75 MHz. Après doublage de la fréquence, cela correspond à un balayage de la fréquence du laser bleu sur une plage de 150 MHz. Le détail du système laser est donné en annexe A.

Le faisceau rouge a typiquement un col de 150 µm et une puissance de 50 µW au niveau des atomes. Le laser rouge est désaccordé de $\delta = +540$ MHz par rapport à la transition $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = +2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3, m'_F = +3\rangle$, dont le moment de transition dipolaire vaut $2,989\,31(62)$ ea₀ [24]. D'après les caractéristiques du faisceau, la fréquence de Rabi correspondant à cette transition est de l'ordre de $\Omega_r \simeq 2\pi \times 40$ MHz. Le taux d'émission spontanée de photons rouge par le niveau intermédiaire, de durée de vie $\Gamma^{-1} \simeq 26$ ns, est donné par

$$\Gamma_{sp} = \frac{1}{2} \frac{\Omega_r^2 \Gamma}{\delta^2 + \Omega_r^2 + \Gamma^2} \simeq \frac{\Omega_r^2}{2\delta^2} \Gamma, \quad (\text{II.10})$$

où $\Gamma = 2\pi \times 6,065$ MHz est la largeur naturelle du niveau $5P_{3/2}$. La dernière égalité est vérifiée dans l'approximation $\delta^2 \gg \Omega_r^2, \Gamma^2$, qui est ici valide. Avec nos valeurs d'intensité et de désaccord du laser, on obtient $\Gamma_{sp} \simeq 2,74 \cdot 10^{-3} \Gamma = 2\pi \times 0,0166$ MHz, ce qui correspond à l'émission d'un photon toutes les $\Gamma_{sp}^{-1} = 9,565$ µs. Or lorsqu'un atome absorbe et ré-émet un tel photon, il gagne une énergie moyenne $\Delta E = p^2/(2m_{Rb87}) = h^2/(2m_{Rb87}\lambda^2) = \frac{3}{2}k_B \times 120$ nK. Étant données nos valeurs d'intensité et de désaccord, cela implique un taux de chauffage de $\Gamma_{sp} \Delta E/k_B = 12,6$ nK/µs. Le piège est ainsi chauffé par le laser rouge d'excitation †, ce qui limite à la fois la puissance que l'on peut envoyer sur le nuage, et le nombre d'impulsions laser d'excitation que l'on peut faire subir à un même nuage sans l'altérer.

Le faisceau bleu a typiquement un col de 22 µm et une puissance estimée à 4 mW au niveau des atomes. Le moment dipolaire de la transition $|5P_{3/2}, F' = 3, m'_F = +3\rangle \rightarrow |60S_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$ est cependant bien plus faible que le précédent, et vaut $9,9 \cdot 10^{-3}$ ea₀ ‡. La fréquence de Rabi pour cette transition est alors de $\Omega_b = 2\pi \times 8$ MHz. Les fréquences de Rabi des deux transitions satisfont l'approximation $\Omega_{r,b} \ll \delta$, ce qui nous permet de négliger l'occupation du niveau intermédiaire, et donc de l'éliminer adiabatiquement [27]. Le système à trois niveaux se ramène alors à un système effectif à deux niveaux, couplés par une fréquence de Rabi

$$\Omega = \frac{\Omega_r \Omega_b}{\delta}. \quad (\text{II.11})$$

Avec nos paramètres, on obtient une fréquence de Rabi $\Omega = 2\pi \times 296$ kHz pour la transition $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = +2\rangle \rightarrow |60S_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$. Ce paramètre peut être varié simplement en ajustant la puissance du laser rouge ou la puissance du laser bleu.

†. Le problème du chauffage du nuage est discuté plus en détail en III.4.1.

‡. Nous rappelons ici que, comme nous l'avons mentionné en I.1, le bon nombre quantique magnétique pour les niveaux de Rydberg est m_j et non pas m_F .

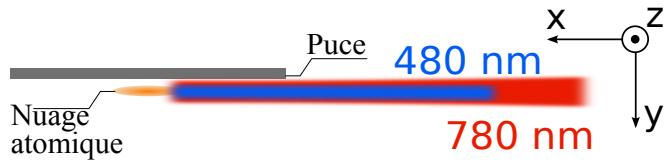


Figure II.16 Schéma représentant la géométrie des faisceaux laser d'excitation.

II.2.2 La détection par ionisation des atomes de Rydberg

L'électron de valence d'un atome de Rydberg alcalin est très proche du seuil d'ionisation. Il est donc très facile de l'arracher au noyau en appliquant un champ électrique. Nous exploitons cette caractéristique pour détecter les atomes de Rydberg par ionisation en champ électrique : une fois l'atome ionisé, le cœur atomique est accéléré par des électrodes vers un détecteur à avalanche (Channeltron).

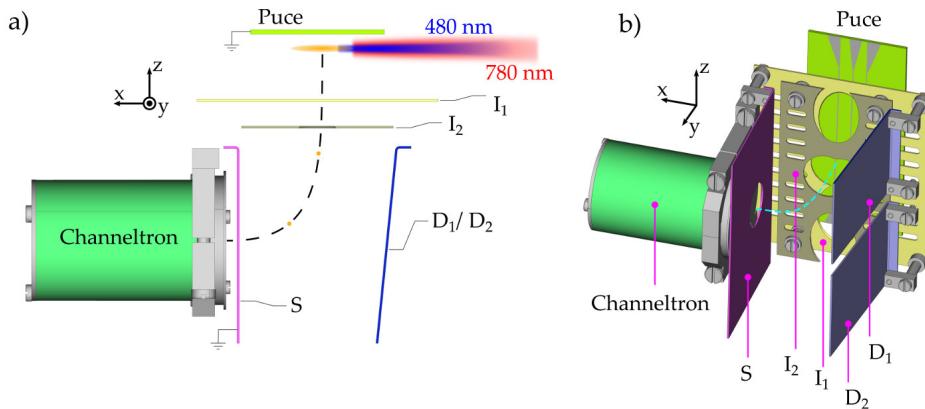


Figure II.17 Schéma représentant le système de détection des atomes de Rydberg. **a)** vu de dessus et **b)** en projection axonométrique. Après excitation, les atomes de Rydberg sont ionisés par les électrodes I_1 et I_2 . Les ions ainsi créés et accélérés sont défléchis par les électrodes D_1 et D_2 , en direction du détecteur Channeltron. L'électrode S est mise à la masse et sert à écranner la tension présente à l'entrée du Channeltron. La trajectoire des ions est indiquée en lignes pointillées et les faisceaux lasers d'excitation sont représentés en **a)**.

La figure (II.17) présente un schéma détaillé du système de détection par ionisation. Au moment de la détection, une tension négative est appliquée sur les électrodes d'ionisation I_1 et I_2 . La tension sur ces électrodes crée un champ électrique de l'ordre de quelques 100 V/cm au niveau des atomes, la puce étant mise à la masse. Ce champ électrique ionise les atomes de Rydberg et accélère les ions positifs ainsi créés. Ces ions sont ensuite défléchis en direction du Channeltron par les électrodes D_1 et D_2 , mises en permanence à un potentiel $V_{defl} = +150$ V. Une grille placée à l'entrée du Channeltron est alimentée par une tension de -3000 V. Une électrode trouée mise à la masse est placée devant cette grille afin d'écranner les -3000 V pour la région de piégeage des atomes. Lorsque les ions arrivent dans le Channeltron, celui-ci génère par avalanche un signal électrique qui est envoyé vers un amplificateur et un discriminateur permettant de décompter les ions détectés. Le Channeltron est isolé thermiquement et chauffé

à une température de 42 K afin d'augmenter son efficacité.

Sélectivité de niveau de la détection par ionisation

Chaque atome de Rydberg présente une énergie différente, telle que discutée en I.1. Cela signifie qu'ils sont tous à une distance différente du seuil d'ionisation, et *in fine* que chaque niveau de Rydberg sera ionisé pour une valeur de champ électrique spécifique. On peut ainsi appliquer une rampe de tension sur les électrodes d'ionisation, afin que chaque niveau de Rydberg soit ionisé à un instant différent. Alors, les ions correspondants seront détectés à des instants différents par le Channeltron et pourront être distingués. Des fenêtres temporelles de détection peuvent alors être définies, qui permettent de compter les atomes détectés dans chacun des différents niveaux. La figure (II.18) montre un signal de détection sélective des niveaux de Rydberg $60S_{1/2}$ et $57S_{1/2}$. La rampe de tension et les fenêtres temporelles de détection sont optimisées afin de distinguer au mieux les différents niveaux de Rydberg détectés. L'efficacité de détection de notre dispositif a été mesurée à $90 \pm 10\%$ [21].

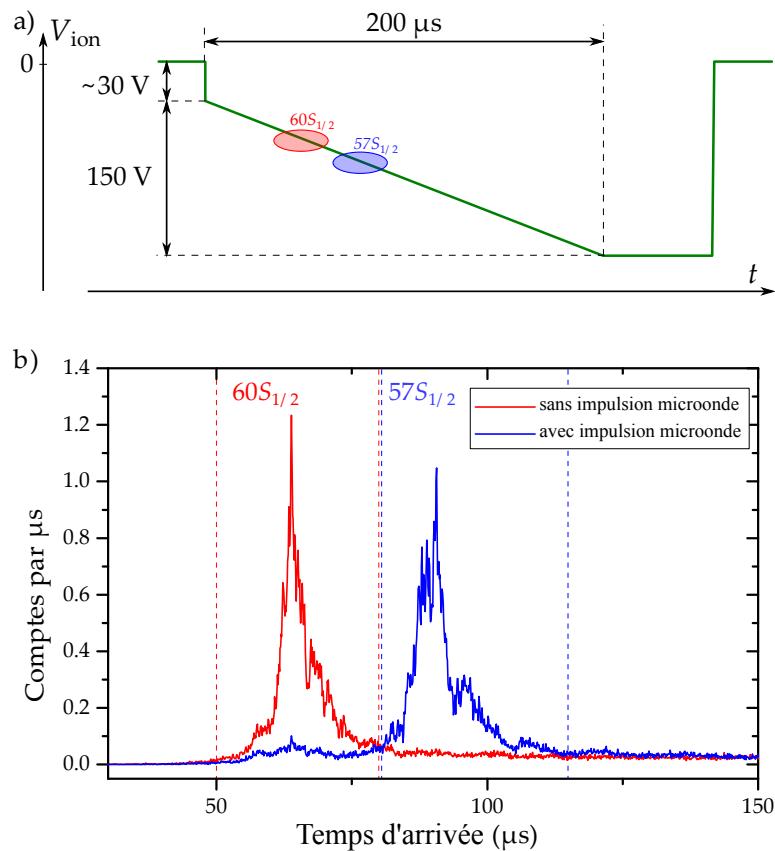


Figure II.18 Détection sélective des atomes de Rydberg. **a)** Une rampe de tension V_{ion} typique appliquée sur les électrodes d'ionisation. Les seuils d'ionisation des niveaux $60S_{1/2}$ et $57S_{1/2}$ sont indiqués en rouge et bleu respectivement. **b)** Temps d'arrivée des ions correspondants. Des fenêtres temporelles de détection, représentées en pointillés, sont définies pour compter sélectivement les atomes dans les niveaux $60S_{1/2}$ et $57S_{1/2}$. Les atomes sont préparés dans l'état $60S_{1/2}$ et le niveau $57S_{1/2}$ est peuplé par une impulsion π de la transition microonde adéquate. Les échelles de temps sont différentes en **a)** et **b)**.

II.2.3 Les champs électriques parasites, défi des atomes de Rydberg sur puce

Comme nous l'avons dit au chapitre I, les atomes de Rydberg sont des objets extrêmement sensibles au champ électromagnétique. Or, dans notre expérience, nous souhaitons exciter et manipuler des atomes de Rydberg à proximité immédiate d'une surface, la puce à atomes. Les champs électriques parasites étant inévitables près d'une surface, la présence de la puce va rendre difficile l'excitation et la manipulation des atomes de Rydberg.

Premiers spectres

Ce problème est très clair sur les premiers spectres optiques que nous avons fait de la transition $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |60S_{1/2}\rangle$, présentés en figure (II.19). Ces premiers spectres pré-

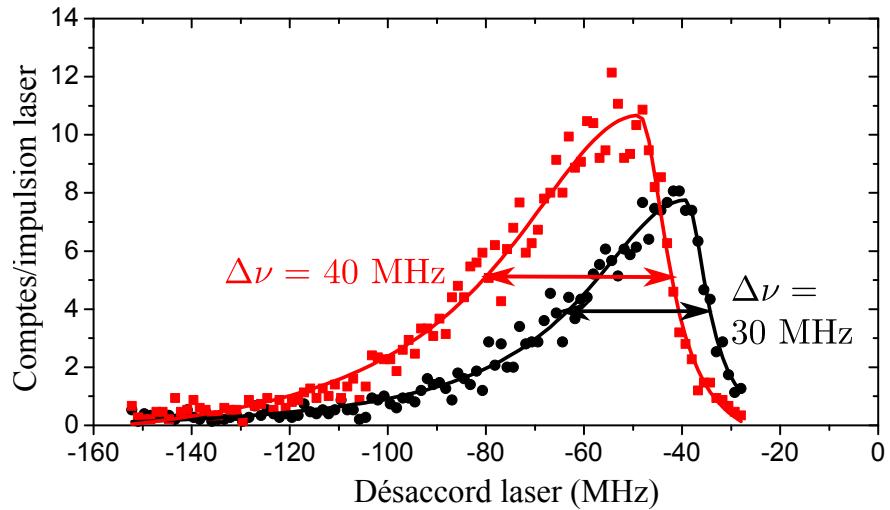


Figure II.19 Deux spectres laser de la transition $5S \rightarrow 60S$, avant correction des inhomogénéités et de la dérive du champ électrique. Leurs largeurs sont de 30 MHz et 40 MHz respectivement, et ils sont décalés en fréquence de 12 MHz l'un par rapport à l'autre. Les deux spectres ont été pris dans les mêmes conditions, à 1 h d'intervalle, pendant laquelle un MOT était piégé devant la puce. L'origine de l'axe des abscisses correspond à la fréquence résonante de la transition $5S \rightarrow 60S$ en l'absence de champ électrique.

sentent des largeurs de raie de plusieurs dizaines de MHz, et une forme asymétrique caractéristique d'un élargissement Stark inhomogène. De plus, une heure de fonctionnement de l'expérience cause un déplacement en fréquence de la raie de 12 MHz.

Cet effet est causé par la variation spatiale et temporelle du champ électrique dans la région du nuage atomique : si les atomes dans différentes régions du nuage voient des champs électriques différents, la fréquence de la transition $5S \rightarrow 60S$ sera déplacée différemment dans chaque région par l'effet Stark, et la raie spectrale s'en trouvera élargie. Une largeur de raie de 40 MHz correspond à un champ électrique variant de 0 V/cm à 0,667 V/cm sur l'extension du nuage, d'après les coefficients Stark donnés en table I.2. Or le nuage utilisé pour ces spectres était un MOT de $\sim 200 \mu\text{m}$ de diamètre, ce qui nous donne une valeur de gradient de champ électrique de l'ordre de 35 (V/cm)/cm.

Potentiel de contact du rubidium sur l'or et dépôt contrôlé

La cause principale de l'inhomogénéité spatiale et temporelle des champs électriques est l'accumulation d'un dépôt d'atomes de rubidium sur la surface en or de la puce : lorsque les atomes du piège sont relâchés à la fin de chaque séquence, une partie d'entre eux entre en contact avec la surface froide de la puce et s'y dépose. Des dépôts volontaires d'atomes sur la puce, à partir de nuages piégés, nous ont confirmé l'importance de ce phénomène et de ses effets sur les spectres d'excitation laser.

L'accumulation d'atomes de rubidium sur la puce forme d'importants dipôles électriques. En effet, les niveaux de Fermi de l'or et du rubidium étant différents, lorsque les deux métaux sont mis en contact les électrons se déplacent de l'un à l'autre pour équilibrer les niveaux de Fermi. Un potentiel électrostatique de contact est alors créé entre l'or et le rubidium. La surface de la puce étant mise à la masse, ce sont les plaques de rubidium déposé qui se chargent à 2,5 V environ. Or le dépôt de rubidium depuis les nuages piégés est un processus lent et non contrôlé, sur des échelles de longueur de l'ordre du mm. Cela a pour conséquence un champ électrique variant dans le temps et inhomogène à une distance de la puce inférieure à quelques mm. C'est justement là que se trouvent les atomes piégés que l'on souhaite exciter.

La solution que nous avons mise en œuvre fut de saturer le dépôt de rubidium sur la puce, en faisant un dépôt contrôlé macroscopique sur une surface grande devant la région de piégeage. Pour que cela fonctionne, il est important que le rubidium déposé reste métallique, non oxydé, et ne migre pas dans le cryostat en raison de différences de températures. Ces contraintes nous ont décidés à faire le dépôt de rubidium à froid, lorsque le cryostat est sous vide et thermiquement stable. Le dépôt contrôlé a été réalisé grâce à l'installation de dispenseurs de rubidium dans le cryostat, orientés de façon à pouvoir couvrir la puce de rubidium métallique. La figure (II.20) illustre qualitativement la structure des champs électriques au voisinage de la puce avant et après le dépôt de rubidium. Les dispenseurs nous ont permis de déposer une couche de rubidium, estimée à environ 80 nm d'épaisseur, sur une partie importante de la surface de la puce.

Un spectre d'excitation laser fait juste après ce dépôt de rubidium dans un MOT à 500 μm de la puce est présenté en figure (II.21). Les conditions d'excitation sont similaires à celles des spectres présentés en figure (II.19), mais la largeur de raie spectrale est de seulement $\Delta\nu = 1,7 \text{ MHz}$. Le dépôt de rubidium a donc eu un effet extrêmement bénéfique sur l'excitation d'atomes de Rydberg au voisinage de la puce.

Des optimisations ultérieures des conditions d'excitation nous ont permis d'obtenir des raies spectrales d'une largeur de $\Delta\nu \simeq 625 \text{ kHz}$, que nous attribuons majoritairement à une fluctuation lente de la fréquence des lasers [21].

II.2.4 Contrôle du champ électrique perpendiculaire à la puce

Le dépôt saturé de rubidium sur la puce nous a permis de réduire considérablement les inhomogénéités de champ électrique. Nous souhaitons néanmoins pouvoir contrôler la valeur moyenne du champ à la position du nuage atomique, dans deux optiques. La première est la réduction de l'effet des inhomogénéités résiduelles. En effet, en raison de la forme quadratique de l'effet Stark, plus la valeur moyenne du champ électrique est élevée, plus la raie spectrale sera élargie par une même variation autour de la valeur

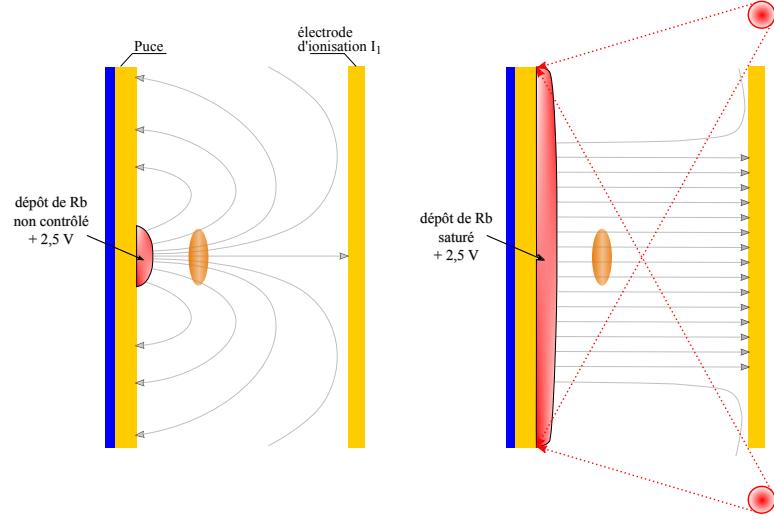


Figure II.20 Schéma illustrant les dépôts de rubidium sur la puce et les champs électriques qui en résultent. Les dépôts de rubidium sont représentés en rouge et les traits gris fléchés représentent les lignes de champ électrique. Les surfaces représentées en jaune (puce et électrode d'ionisation) sont mise à la masse. L'ovale orange représente la position du nuage atomique (les échelles ne sont pas respectées). À gauche, dépôt non-contrôlé dû aux atomes piégés : le champ électrique est inhomogène et varie dans le temps. À droite, dépôt contrôlé réalisé grâce aux dispenseurs de rubidium (indiqués par les cercles rouges) : le champ électrique créé par le potentiel de contact rubidium-or est homogène et stable dans le temps.

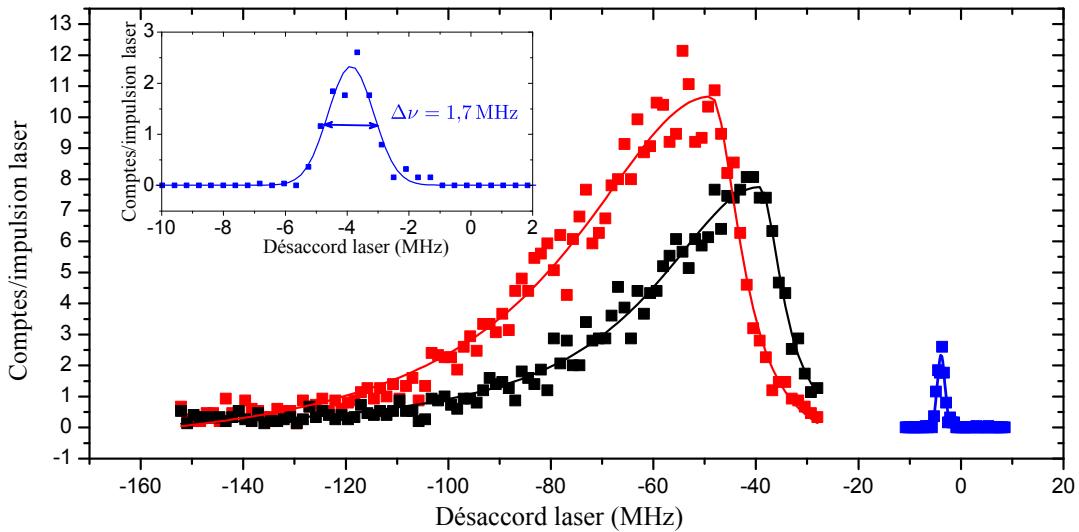


Figure II.21 Spectres d'excitations laser $5S-60S$ d'atomes piégés dans un MOT, juste avant (noir et rouge) et juste après (bleu) le dépôt de rubidium sur la puce. L'insert reprend le spectre bleu à une échelle plus adaptée. L'ajustement gaussien donne une largeur de $\Delta\nu = 1,7 \text{ MHz}$: la largeur de raie a été considérablement réduite par le dépôt contrôlé de rubidium.

moyenne. Pour des valeurs de champ électrique comprises entre $F - \Delta F$ et $F + \Delta F$,

l'élargissement de la raie spectrale vaut

$$\begin{aligned}\nu(F - \Delta F) - \nu(F + \Delta F) &= A(F - \Delta F)^2 - A(F + \Delta F)^2 \\ &= A \cdot [(F - \Delta F)^2 - (F + \Delta F)^2] \\ &= -4A \cdot F \cdot \Delta F\end{aligned}\quad (\text{II.12})$$

La seconde optique d'un contrôle plus fin du champ électrique est de pouvoir déplacer en fréquence les transitions microonde entre niveaux de Rydberg voisins. Cet aspect du contrôle des champs électriques nous sera surtout utile lorsque nous nous intéresserons aux niveaux de Rydberg circulaires, dans les chapitres IV et V.

Le moyen le plus direct dont nous disposons pour le contrôle du champ électrique est l'application d'une tension sur les électrodes d'ionisation I_1 et I_2 représentées en figure (II.17). Il est raisonnable de supposer, étant donnée la grande surface de ces électrodes, que le champ créé entre celles-ci et la puce est homogène spatialement, au moins là où se situe le nuage atomique. Le contrôle de la tension appliquée à ces électrodes présente une exigence technique particulière : nous voulons contrôler le champ électrique vu par les atomes à l'échelle de la dizaine de mV/cm, tout en étant capable d'appliquer une tension de quelques centaines de Volts sur les mêmes électrodes afin d'ioniser et détecter les atomes de Rydberg.

Nous avons pour cela conçu un circuit électronique permettant de commuter rapidement la tension appliquée aux électrodes, entre une voie basse tension à bas bruit pendant l'excitation des atomes de Rydberg et une voie haute tension servant à leur détection. Ce circuit est schématisé en figure (II.22).

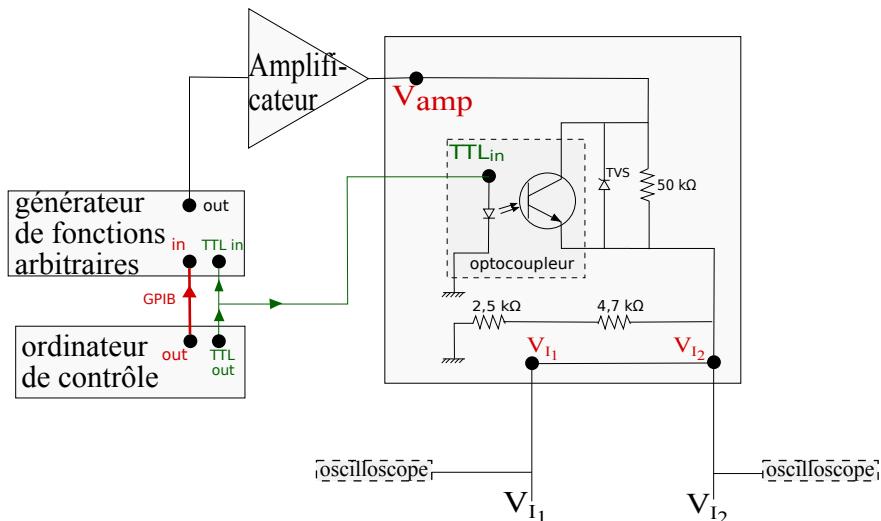


Figure II.22 Premier circuit de contrôle de la tension des électrodes d'ionisation. Les tensions sont fournies par un générateur de fonctions arbitraires contrôlé par ordinateur, puis amplifiées par un amplificateur haute tension de gain $\times 50$, délivrant jusqu'à ± 150 V. Pendant l'excitation des atomes de Rydberg, l'optocoupleur est bloquant. Le pont diviseur de tension créé par la résistance de $50\text{ k}\Omega$ d'une part et de $2,5 + 4,7\text{ k}\Omega$ divise par un facteur 8 le bruit électronique au niveau des électrodes, au prix d'une réduction d'autant du signal. Pendant la phase de détection, l'optocoupleur est passant et le pont diviseur est ainsi court-circuité. La tension appliquée aux électrodes est alors directement la tension en sortie de l'amplificateur.

II.2.5 Manipulation cohérente des états de Rydberg

Nous avons jusqu'ici limité notre exposé à l'excitation laser d'atomes vers un niveau de Rydberg déterminé. Or nos expériences reposent sur la manipulation des atomes de Rydberg entre plusieurs états, en vue de deux objectifs. Le premier est la caractérisation des interactions entre niveaux de Rydberg et le second est le développement d'un système quantique pouvant servir de plateforme pour la simulation quantique.

Les différences d'énergie entre niveaux de Rydberg voisins, comme nous l'avons évoqué au chapitre I, sont dans le domaine des microondes millimétriques. Cela correspond grossièrement à des fréquences de transition de l'ordre de 10 à 100 GHz. La spectroscopie de ces transitions (« spectroscopie microonde ») est l'outil majeur dont nous disposons pour caractériser les atomes de Rydberg au-delà de la spectroscopie laser de la transition depuis le niveau fondamental. Son application pour l'étude du mouvement d'un nuage dense d'atomes de Rydberg sera discutée à la fin du chapitre III. Son application à l'étude des atomes de Rydberg circulaires et à leur manipulation cohérente sera discutée aux chapitres IV et V.

Ici, nous évoquerons la manipulation cohérente d'un « qubit de Rydberg » réalisé entre les états $60S$ et $61S$, ainsi que l'utilisation de la spectroscopie de la transition $60S \rightarrow 60P$ pour mesurer les champs électriques résiduels. Ces deux expériences sont décrites en détail dans la thèse de Carla Hermann Avigliano [28].

Un qubit de Rydberg d'une grande longévité

Au sein de notre dispositif, la cohérence d'un système quantique à deux niveaux réalisé entre deux niveaux de Rydberg est limitée en premier lieu par l'inhomogénéité du champ électrique résiduel. De bons candidats à la réalisation d'un tel qubit seront donc des niveaux dont la sensibilité au champ sera la plus faible possible ou, à défaut, la plus similaire possible. Les coefficients d'effet Stark quadratique synthétisés en table (I.2) nous éclairent dans notre choix : nous utiliserons les niveaux $60S_{1/2}$ et $61S_{1/2}$. La quantité pertinente ici est le décalage en fréquence de la transition par l'effet Stark différentiel entre ces deux niveaux. Celui-ci vaut $A_{60S_{1/2},61S_{1/2}} = -11 \text{ MHz}/(\text{V/cm})^2$. La spectroscopie de la transition $|g\rangle = |60S_{1/2}, m_j = 1/2\rangle \rightarrow |e\rangle = |61S_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$ est présentée en figure (II.23). La largeur de raie de $\Delta\nu = 6,6 \text{ kHz}$ est de bon augure

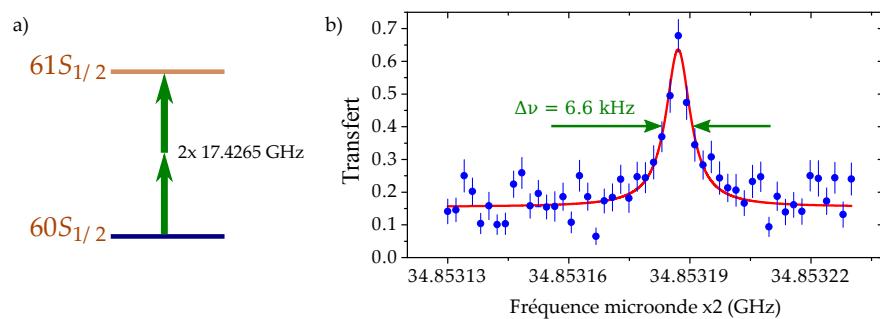


Figure II.23 Spectroscopie de la transition $60S$ - $61S$. **a)** Diagramme de niveaux de la transition microonde à deux photons. **b)** Spectre micro-onde de la transition, pour une durée d'excitation de $300 \mu\text{s}$. La courbe rouge est un ajustement lorentzien.

pour la manipulation cohérente de ce qubit. Afin d'estimer son temps de cohérence de façon plus précise, nous avons effectué une spectroscopie Ramsey avec écho de spin entre les deux niveaux, schématisée en figure (II.24) La technique d'écho de spin permet de

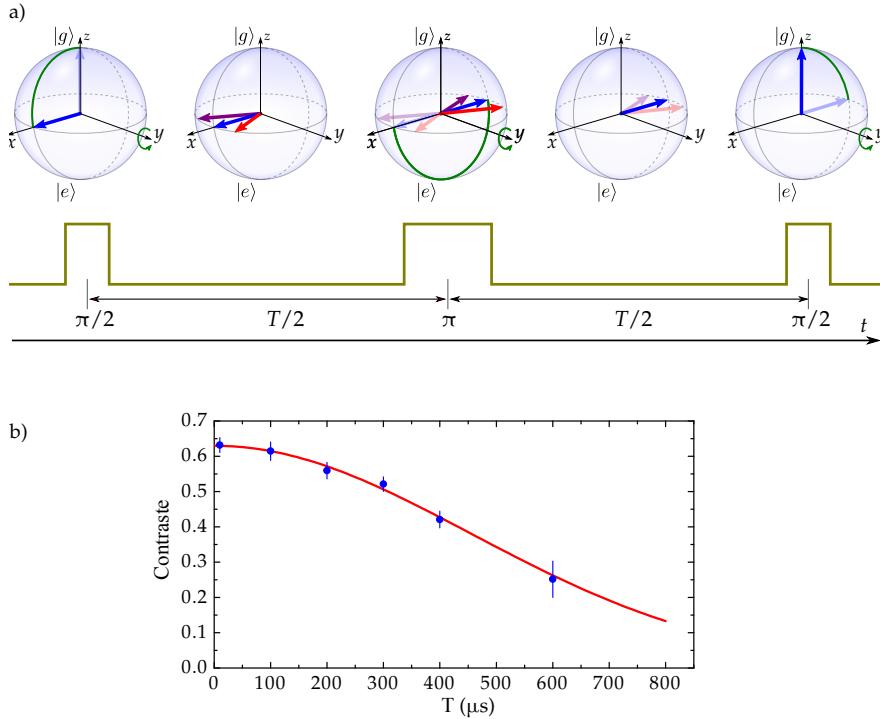


Figure II.24 Spectroscopie Ramsey avec écho de spin sur la transition 60S-61S. **a)** Principe de l'écho de spin représenté sur la sphère de Bloch. $|g\rangle$ et $|e\rangle$ représentent les états $60\text{S}_{1/2}$ et $61\text{S}_{1/2}$ respectivement. **b)** Contraste des franges de Ramsey avec écho de spin, en fonction de la durée de T de l'intervalle d'évolution. La courbe rouge est un ajustement gaussien.

se libérer des sources de décohérence stables dans le temps, telles que l'inhomogénéité spatiale du champ électrique. L'impulsion π intercalée à la moitié de l'évolution de la superposition d'état agit comme un renversement du temps. Les effets de déphasage de la superposition ne variant pas dans le temps sont ainsi compensés dans la deuxième moitié de son évolution. L'ajustement gaussien du contraste des franges de Ramsey en fonction du temps total d'évolution permet d'extraire un temps de cohérence à $1/e$ de la superposition de $T_2 = 631 \mu\text{s}$. Ce temps de cohérence est trois fois supérieur à la durée de vie des niveaux de Rydberg, qui est de l'ordre de $200 \mu\text{s}$. Cela signifie que, même lorsque que la plupart des atomes de Rydberg ont été perdus par désexcitation radiative, ce qui ne l'ont pas été restent cohérents pendant une durée T_2 .

Mesure des champs électriques résiduels

La même technique de spectroscopie microonde nous a permis de mesurer les champs électriques résiduels. Pour cela, à l'inverse de l'expérience précédente, nous voulions une transition aussi sensible que possible à l'effet Stark. Nous avons donc choisi la transition $60\text{S} \rightarrow 60\text{P}$. Celle-ci se sépare par effet Zeeman entre les transitions $60\text{S}_{1/2}, m_j = 1/2 \rightarrow$

$60P_{3/2}, m_j = -1/2$, et $60S_{1/2}, m_j = 1/2 \rightarrow 60P_{3/2}, m_j = +3/2$. L'anistropie des niveaux P en présence d'un champ magnétique, ici celui qui sert à piéger les atomes, nous a permis d'estimer indépendamment le champ électrique résiduel perpendiculairement et parallèlement à la puce. Le champ résiduel perpendiculaire à la puce a été mesuré à 0,09 V/cm, cette valeur pouvant être compensée par l'application d'une tension sur les électrodes d'ionisation. Le champ parallèle à la puce a été mesuré à 0,09 V/cm à 150 μm de la puce, décroissant jusqu'à une valeur comprise entre 0,05 et 0,06 V/cm pour des distances à la puce supérieures à 300 μm . Ce champ résiduel parallèle à la puce ne pourra être compensé qu'après installation des électrodes RF.

Enfin, cette expérience nous a permis d'estimer les gradients résiduels du champ électrique au voisinage de la puce, à partir de la taille du nuage et de la largeur des raies spectrales de transition, principalement due à un élargissement Stark inhomogène, tel que présenté en II.2.3. Ces estimations ont été faites dans l'approximation d'un gradient de champ constant et principalement situé sur la composante F_x . La table II.2 synthétise ces mesures.

Table II.2 Gradient de champ électrique au voisinage de la puce, à différentes distances.

| Distance à la puce μm | $\partial F /\partial x$ (V/cm) ² | $\partial F /\partial z$ (V/cm) ² |
|-------------------------------------|---|---|
| 150 | 1,428 | 21,714 |
| 245 | 1,504 | 9,023 |
| 338 | 2,166 | 11,597 |
| 455 | 1,566 | 9,011 |
| 555 | 0,9 | 5,088 |
| 675 | 0,76 | 4,277 |

Nous pouvons en déduire que la distance à la puce à laquelle nous choisissons de placer les atomes de Rydberg aura une influence déterminante sur leur exposition à un effet Stark inhomogène.

II.2.6 Temps de vie des atomes de Rydberg et température effective

Nous avons calculé, au chapitre I, la durée de vie du niveau $60S$ à différentes températures. La figure II.25 montre une mesure expérimentale du nombre d'atomes de Rydberg détectés dans le nuage atomique, en fonction du délai entre l'excitation et la détection des atomes de Rydberg. L'ajustement exponentiel de cette mesure donne un temps de vie de $\tau_{60S} = 210 \pm 4 \mu\text{s}$, alors que le temps de vie théorique calculé à la température de l'hélium liquide vaut 239,8 μs (cf table I.3). La différence de temps de vie peut s'expliquer par différents effets : les atomes sont exposés au rayonnement du corps noir à température ambiante et à la température de l'azote liquide, qui peut entrer par les hublots d'accès optique. De plus, la géométrie complexe des surfaces conductrices au voisinage des atomes (puce et électrodes) changent la densité de mode du rayonnement électromagnétique par rapport à celle du vide.

Afin de rendre compte simplement de ces effets, nous calculons une température effective. C'est la température pour laquelle le calcul du temps de vie théorique présenté

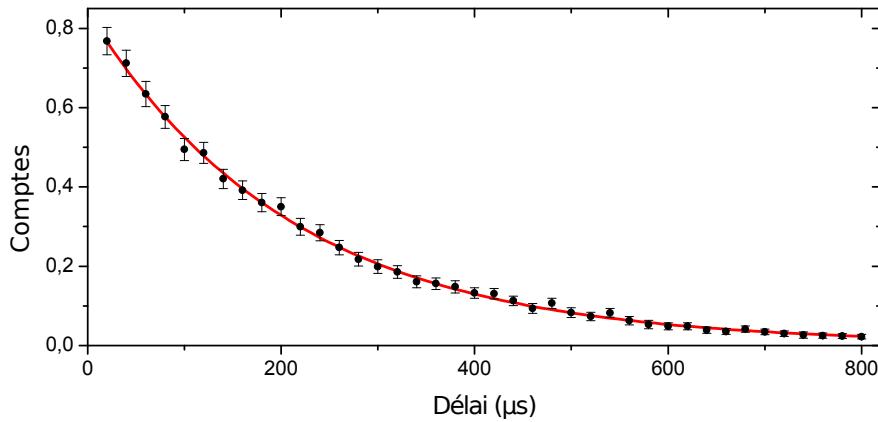


Figure II.25 Nombre d'atomes de Rydberg dans le niveau 60S détectés, en fonction du délai entre l'impulsion laser d'excitation et la rampe d'ionisation servant à leur détection. L'ajustement exponentielle donne un temps de vie de $210 \pm 4 \mu\text{s}$.

au chapitre I donnerait la valeur de temps de vie mesurée. Cette température effective pour le niveau 60S dans notre cryostat est de 36 K.

Conclusion

Nous avons, dans le présent chapitre, décrit le fonctionnement du dispositif expérimental sur lequel nous avons effectué nos travaux. Le dispositif cryogénique et la puce à atomes nous permettent de piéger et refroidir des nuages d'atomes de ^{87}Rb jusqu'à la condensation de Bose-Einstein. Un second aspect du dispositif nous permet d'exciter, manipuler et détecter des atomes de Rydberg au sein de ces nuages d'atomes ultra-froids.

La difficulté particulière que présente la manipulation d'atomes de Rydberg près d'une surface, due à leur très grande sensibilité au champ électromagnétique, a été surmontée par le dépôt contrôlé d'une couche macroscopique de rubidium sur la surface de la puce atomique. Ce dépôt garantit en effet une bonne homogénéité des champs électriques résiduels, mise en évidence par l'étroitesse des raies de transition optique et par la longévité du qubit de Rydberg réalisé entre les niveaux 60S et 61S.

Nous disposons ainsi d'un dispositif performant et prometteur pour l'étude des interactions entre atomes de Rydberg.

Chapitre III

Interaction entre atomes de Rydberg sphériques et excitation de gaz dense

Les premières expériences que nous avons menées sur les interactions entre atomes de Rydberg ont eu lieu dans un nuage dense d'atomes froids au sein duquel sont excités de nombreux atomes vers l'état de Rydberg 60S. Cela permet de mettre en évidence deux aspects différents de l'interaction au sein d'un nuage de Rydberg froid : l'influence des interactions sur la dynamique d'excitation des atomes de Rydberg et le mouvement des atomes en interaction au sein du nuage.

Après un rappel de la forme de l'interaction dipolaire, nous en expliquerons les effets sur la dynamique d'excitation des atomes de Rydberg en nuage dense et sur le mouvement de ces mêmes atomes. Nous présenterons ensuite une expérience de spectroscopie optique mettant en évidence ces effets. Le modèle numérique de simulation que nous avons développé nous permettra de confirmer notre compréhension de ces effets et leur importance. Ces expériences et ce premier modèle de simulation sont décrits en détail dans la thèse de Raul Celistrino Teixeira [21].

Un second modèle numérique, introduisant des équations de taux a été développé et décrit dans la thèse de Thanh Long Nguyen [29]. Nous présenterons ce second modèle, que nous enrichirons d'une prise en compte du chauffage du nuage atomique dû au laser rouge d'excitation (cf II.2.1). Nous pourrons déduire de ce modèle des caractéristiques importantes de l'excitation d'un nuage dense d'atomes de Rydberg.

III.1 Les effets de l'interaction dipolaire en nuage dense

III.1.1 Rappels sur l'interaction dipolaire

L'interaction dipolaire entre deux atomes de Rydberg dans le même état $|a\rangle$ et séparés d'une distance r prend la forme suivante, établie en I.3.2 :

$$\hat{V}_{dd}(r) = \frac{\hbar C_6}{r^6} \cdot |aa\rangle \langle aa|. \quad (\text{III.1})$$

Ce potentiel d'interaction agit comme un simple déplacement de l'énergie de la paire d'atomes par une quantité $E_{int}(r) = hC_6/r^6$. Nous travaillerons dans l'hypothèse que cette interaction de van der Waals est additive pour un ensemble de N atomes. Ainsi, l'atome i subira la somme des interactions de paire avec les autres atomes j de l'ensemble :

$$E_{int}(i) = \sum_{j \neq i} E_{int}(i, j) = \sum_{j \neq i} E_{int}(r_{ij}) = hC_6 \cdot \sum_{j \neq i} \frac{1}{r_{ij}^6}. \quad (\text{III.2})$$

Cette hypothèse d'additivité est valide dès lors que l'on se limite au second ordre du couplage dipôle-dipôle [30, 31]. La figure (III.1) représente un tel ensemble d'atomes en interaction.

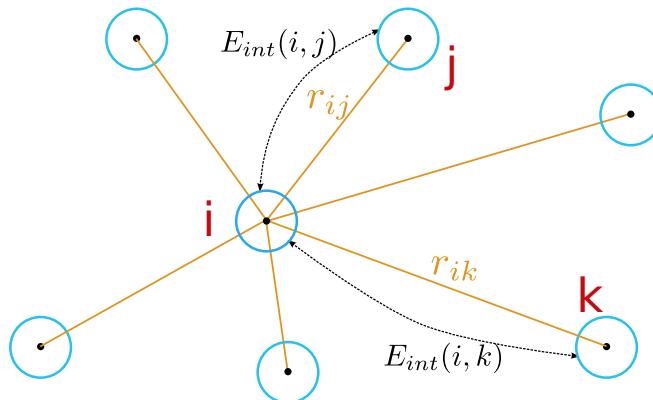


Figure III.1 Ensemble de N atomes de Rydberg en interaction van der Waals. L'énergie d'interaction de chaque atome est la somme de ses énergies d'interaction de paire avec tous les autres.

III.1.2 Deux régimes d'excitation en interaction dipolaire forte

Les interactions dipolaires ont une influence importante sur l'excitation d'un ensemble dense d'atomes de Rydberg. En effet, la présence d'un atome de Rydberg conditionne l'excitation ultérieure d'autres atomes de Rydberg dans son voisinage. Lorsque l'excitation est faite à résonance, cet effet est connu sous le nom de « blocage dipolaire ».

Blocage dipolaire et super-atomes

Le mécanisme du blocage dipolaire est illustré en figure (III.2 a)). Considérons deux atomes dans l'état fondamental $|g\rangle$, séparés d'une distance r . L'état de la paire est alors $|g, g\rangle$. Un laser est accordé à résonance pour exciter l'un quelconque de ces deux atomes vers le niveau de Rydberg $|Ry\rangle$. L'état de la paire devient ainsi $|g, Ry\rangle$. Si l'on souhaite exciter le second atome vers le niveau $|Ry\rangle$, alors il faut considérer l'énergie nécessaire à la transition $|g, Ry\rangle \rightarrow |Ry, Ry\rangle$. Or ce dernier état de paire subit un déplacement d'énergie dû à l'interaction de van der Waals

$$\Delta E_{|Ry, Ry\rangle}(r) = E_{|Ry, Ry\rangle}(r) - E_{|Ry, Ry\rangle}(\infty) = E_{int}(r). \quad (\text{III.3})$$

Le laser, qui était à résonance avec la transition $|g, g\rangle \rightarrow |g, Ry\rangle$, n'est ainsi plus à résonance avec la transition $|g, Ry\rangle \rightarrow |Ry, Ry\rangle$. L'excitation du second atome vers un niveau de Rydberg s'en trouve bloquée.

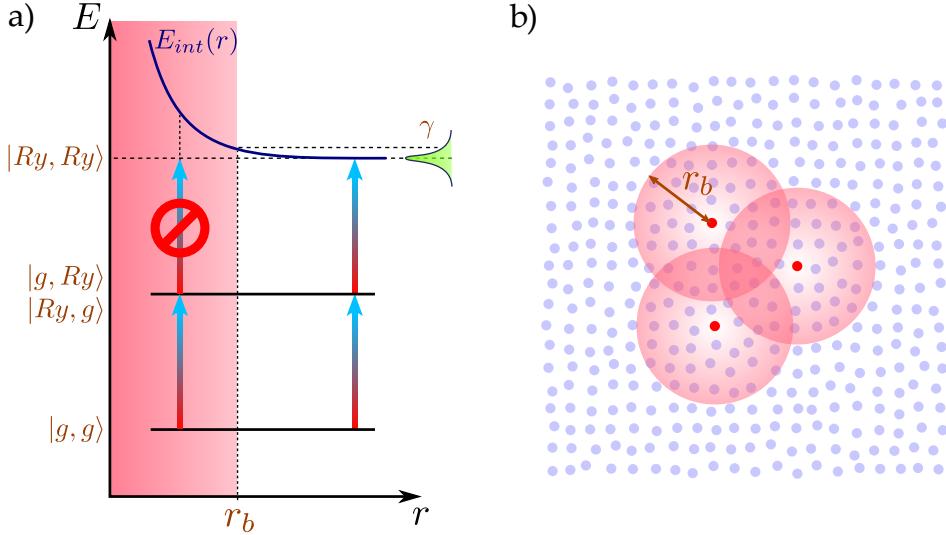


Figure III.2 Illustration du mécanisme de blocage dipolaire. **a)** Diagramme d'énergie des niveaux de paire à zéro, un ou deux atomes excités, en fonction de la distance interatomique r . $|g\rangle$ est le niveau fondamental et $|Ry\rangle$ le niveau de Rydberg considéré. Aux courtes distances, l'interaction dipolaire déplace l'excitation du deuxième atome vers le niveau de Rydberg hors de résonance avec le laser ayant excité le premier atome. Les grandeurs γ , E_{int} et r_b représentent respectivement la largeur spectrale de la raie d'excitation à un atome, l'énergie d'interaction entre deux atomes de Rydberg et le « rayon de blocage ». **b)** Généralisation à un ensemble d'atomes. Les points bleu clair sont des atomes dans l'état fondamental et les points rouges sont des atomes de Rydberg. Le mécanisme de blocage empêche l'excitation de deux atomes de Rydberg dans un même sphère de rayon r_b , représentée par les disques rouges.

La transition n'est pas infiniment fine spectralement et l'effet de blocage dipolaire sera limité par sa largeur spectrale γ , dominée en pratique par la largeur du laser. On peut en effet considérer que le laser est résonant avec la transition dès lors que le désaccord entre eux est inférieur à la demi-largeur spectrale $\gamma/2$ de la raie d'excitation. Nous définirons ainsi le « rayon de blocage » r_b comme étant la distance en-deçà de laquelle le désaccord est supérieur à la demi-largeur spectrale :

$$\Delta E_{int}(r_b) = \gamma/2. \quad (\text{III.4})$$

Dans le cas qui nous intéresse, l'interaction dipolaire a une forme de van der Waals en $1/r^6$, permettant de réécrire l'équation (III.4) sous la forme

$$\frac{C_6}{r^6} = \gamma/2, \text{ soit } r_b = \sqrt[6]{\frac{C_6}{\gamma/2}}. \quad (\text{III.5})$$

Le mécanisme de blocage est donc effectif à l'intérieur d'un « volume de blocage » autour de chaque atome de Rydberg déjà excité. Ce volume de blocage est une sphère de rayon r_b , représentée en figure (III.2 b)).

Revenons au cas de deux atomes : il existe deux états de paire à une excitation, qui sont $|g, Ry\rangle$ et $|Ry, g\rangle$. Ces deux états sont dégénérés et le laser couple le niveau fondamental $|g, g\rangle$ indifféremment à $|g, Ry\rangle$ et à $|Ry, g\rangle$, avec une même fréquence de Rabi Ω . La combinaison symétrique $|D\rangle = (|g, Ry\rangle + |Ry, g\rangle)/\sqrt{2}$, appelée état collectif de Dicke des deux atomes, est alors couplée à l'état fondamental avec une fréquence de Rabi augmentée $\Omega\sqrt{2}$. Ce facteur d'accroissement a été mis en évidence expérimentalement par le groupe de A. Browaeys et P. Grangier [32], en observant deux atomes piégés dans des pinces optiques. La combinaison antisymétrique $(|g, Ry\rangle - |Ry, g\rangle)/\sqrt{2}$ n'est quant à elle pas couplée au niveau fondamental par l'excitation.

L'idée se généralise au cas à N atomes en utilisant encore une fois le modèle de Dicke. Dans un rayon de blocage contenant N_b atomes, l'état du système oscille entre l'état fondamental et l'état de Dicke à une excitation, toute excitation supplémentaire étant interdite par blocage dipolaire. Cette oscillation se fait cette fois avec une fréquence de Rabi $\Omega\sqrt{N_b}$. Un modèle simple de ce phénomène consiste à voir l'ensemble de ces N_b atomes comme un unique « super-atome » ayant un moment de transition dipolaire $\sqrt{N_b}$ plus grand que celui d'un atome isolé. Ce modèle de super-atome a été exploité avec succès pour expliquer des observations expérimentales par les groupes d'I. Bloch [33] et de H. Ott [34].

Excitation facilitée et agrégats de Rydberg

Dans le régime de blocage dipolaire, l'interaction entre atomes de Rydberg désaccorde toute excitation supplémentaire au voisinage d'un premier atome de Rydberg. On peut alors imaginer décaler la fréquence du laser d'excitation de façon à compenser ce désaccord et ainsi retrouver une condition de résonance.

Reprenons le cas de deux atomes présenté ci-dessus en figure (III.2). Considérons cette fois un laser désaccordé de Δ par rapport à la transition $|g, g\rangle \rightarrow |g, Ry\rangle$, tel que représenté en figure (III.3). Le premier atome pourra toujours être excité hors résonance par le laser désaccordé. Le second atome sera ensuite excité, à résonance, si la condition

$$\Delta = E_{int}(r)/h = \frac{C_6}{r^6} > 0 \quad (\text{III.6})$$

est satisfaite. À un désaccord laser Δ fixé correspond ainsi un « rayon de facilitation », défini par

$$r_f = \sqrt[6]{\frac{C_6}{\Delta}}. \quad (\text{III.7})$$

L'excitation du second atome de Rydberg est donc « facilitée » par la présence du premier. En tenant compte de la largeur γ de la raie d'excitation, la condition de facilitation est obtenue dès lors que les deux atomes sont séparés d'une distance $r_f \pm \delta r_f$, où $\delta r_f = \frac{1}{2} \left(\sqrt[6]{C_6/(\Delta - \gamma/2)} - \sqrt[6]{C_6/(\Delta + \gamma/2)} \right)$, soit $\delta r_f \simeq r_f \gamma / (3\Delta)$ au premier ordre en γ/Δ . La figure (III.3 a) représente ce mécanisme d'« excitation facilitée ».

Au sein d'un ensemble d'atomes, chacun a une probabilité égale d'être le premier atome excité, hors résonance, vers un niveau de Rydberg. Dès lors que ce premier atome de Rydberg est excité, l'excitation est facilitée pour les atomes qui sont à une distance

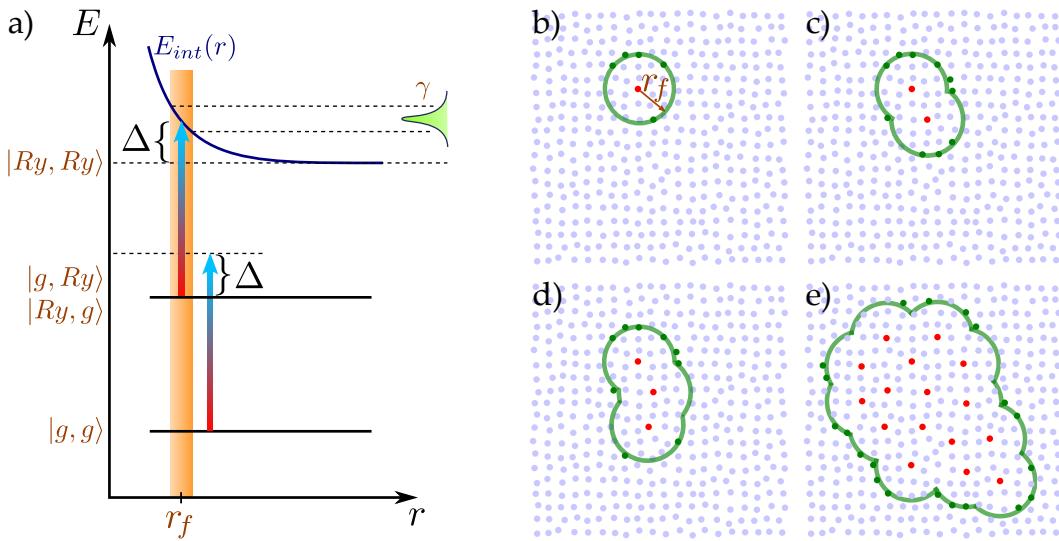


Figure III.3 Mécanisme de d'excitation facilitée. **a)** Diagramme d'énergie des niveaux de paire à zéro, une ou deux atomes excités, en fonction de la distance interatomique r . Le premier atome de Rydberg est excité hors résonance. Le désaccord Δ du laser permet de compenser l'interaction dipolaire à la distance r_f et d'exciter à résonance le second atome. **b) - e)** Évolution dans le temps d'un agrégat de Rydberg. Les points bleu clair représentent l'ensemble de départ d'atomes dans l'état fondamental et les points rouges représentent les atomes de Rydberg. Les bandes vertes représentent les régions « facilitées » définies par l'équation (III.8) où de nouveaux atomes de Rydberg peuvent être excités à résonance.

r_f de celui-ci, vérifiant par-là la condition (III.7). L'excitation facilitée continue ainsi de proche en proche, tant qu'il existe un atome i satisfaisant

$$\Delta = \sum_{j \neq i} \frac{C_6}{r_{ij}}, \quad (\text{III.8})$$

où la somme est faite sur tous les atomes de Rydberg j déjà excités, situés chacun à distance r_{ij} de l'atome i .

Le phénomène de blocage dipolaire est remplacé ici par la formation rapide d'un « agrégat de Rydberg » fortement corrélé, autour du premier atome de Rydberg, la « graine » de cet agrégat. Les distances relatives entre atomes de Rydberg sont déterminées par l'équation (III.8) et donc contrôlées par le désaccord Δ du laser d'excitation. Les figures (III.3 b)-e)) représentent cette excitation séquentielle facilitée d'un agrégat de Rydberg.

III.1.3 Mouvement des atomes au sein d'un gaz dense de Rydberg

Le second effet des interactions dipolaires au sein d'un nuage d'atomes de Rydberg est un effet mécanique. Comme nous l'avons vu en I.3, l'interaction est répulsive entre atomes de Rydberg dans le même niveau $|nS\rangle$. Ainsi, deux atomes de Rydberg en interaction dipolaire subiront chacun une force répulsive, directement dérivée de leur

énergie d'interaction,

$$F = -\frac{dE_{int}}{dr} = +\frac{6hC_6}{r^7}. \quad (\text{III.9})$$

Cela équivaut à un traitement classique de l'effet mécanique de l'interaction dipolaire, bien que le calcul de cette même interaction ne le soit pas. Cela est permis par la forme de l'interaction dipolaire entre deux atomes dans le même état de Rydberg, donnée par l'équation (III.1), qui consiste en un simple déplacement d'énergie du niveau de paire $|aa\rangle$.

Prenons l'exemple de deux atomes dans le niveau 60S, séparés d'une distance de 5 µm : leur énergie d'interaction vaut $hC_6/r^6 = h \cdot 137,6 \text{ GHz } \mu\text{m}^6/(5 \mu\text{m})^6 = h \times 8,8 \text{ MHz}$. Ils se repoussent donc avec une force valant $6hC_6/r^7 = 6,97 \cdot 10^{-21} \text{ N}$. Étant donnée la masse du rubidium, cette force répulsive correspond à une accélération valant $F/m_{Rb87} = 4,83 \cdot 10^4 \text{ m s}^{-2}$, soit 5000 fois plus que l'accélération de la gravité. Une intégration numérique grossière permet d'extraire un ordre de grandeur du déplacement des atomes : en 20 µs, ils auront presque atteint leur vitesse relative maximale de $0,284 \text{ m s}^{-1}$ et en 10 µs seulement la distance qui les sépare aura augmenté de 1,75 µm. Leur énergie d'interaction aura par là chuté d'un facteur 5,77, ce qui constitue une modification considérable de l'interaction.

La généralisation à N atomes se fait en additionnant vectoriellement les forces répulsives dues à chaque interaction de paire :

$$\mathbf{F}(i) = \sum_{j \neq i} -\nabla E_{int}(i, j) = \sum_{j \neq i} \frac{6hC_6}{r_{ij}^7} \cdot \frac{-\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}} = -6hC_6 \cdot \sum_{j \neq i} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^8}. \quad (\text{III.10})$$

Cette force répulsive décroît très vite avec la distance. Le traitement ci-dessus du cas de deux atomes atteste que ceux-ci s'accélèrent mutuellement pendant un temps court, se propageant ensuite balistiquement dans des directions opposées. Il est intéressant de noter qu'au sein d'un nuage de nombreux atomes de Rydberg, les atomes du cœur sont repoussés par les interactions dipolaires de tous les côtés. Les atomes du bord du nuage seront alors expulsés en premier, puis petit à petit les atomes plus au centre pourront commencer à se déplacer. Le nuage subit ainsi une expansion hydrodynamique non triviale, que nous mesurerons expérimentalement et simulerons numériquement.

III.2 Observation expérimentale des interactions

Afin de mettre en évidence les effets des interactions dipolaires, nous avons mené deux expériences complémentaires. En premier lieu, la spectroscopie optique du nuage permet de s'intéresser à l'excitation sous blocage dipolaire fort et à l'excitation facilitée à désaccord positif. Ensuite, la spectroscopie microonde du nuage, à différents délais après l'excitation laser, permet de sonder la distribution des énergies d'interaction au sein du nuage au cours de son expansion. Ces expériences sont discutées en détail dans la thèse de Raul Celistrino Teixeira [21].

III.2.1 Spectroscopie optique du nuage : différents régimes d'excitation

Conditions de l'expérience

L'expérience de spectroscopie optique vise à observer l'excitation des atomes de Rydberg sous l'influence des interactions dipolaires, dans les régimes de blocage et d'excitation facilitée. Cela nécessite, entre autres, un nuage d'atomes dans l'état fondamental suffisamment dense afin que la condition de facilitation (III.8) puisse être satisfaite. Cependant, une forte densité d'atomes dans l'état fondamental risque d'interférer avec l'excitation de Rydberg, indépendamment des interactions dipolaires. En effet, l'électron de Rydberg, qui est presque libre, est sensible à cette densité atomique. En première approximation, l'interaction entre l'électron de Rydberg et les atomes dans l'état fondamental prend la forme d'un déplacement d'énergie V_e proportionnel à la densité atomique moyenne $\bar{\rho}$ [35] :

$$V_e = \frac{2\pi\hbar^2 a_s}{m_e} \bar{\rho}, \quad (\text{III.11})$$

où a_s est la longueur de diffusion caractérisant la force de l'interaction. Le groupe de T. Pfau a mis en évidence cette interaction et obtenu une longueur de diffusion pour le ^{87}Rb valant $a_s = -16,1 a_0$, indépendante du nombre quantique principal n [35]. Dans un condensat de Bose-Einstein avec une densité atomique typique de 10^{13} cm^{-3} , l'énergie d'interaction est de l'ordre de $V_e/h = -1 \text{ MHz}$. Dans ce cas, nous serions en présence de deux interactions antagoniste de même ordre de grandeur : l'interaction dipôle-dipôle répulsive, qui augmente l'énergie des niveaux de Rydberg et l'interaction de l'électron de Rydberg avec les atomes dans l'état fondamental, qui abaisse l'énergie des niveaux de Rydberg. Cela aurait pour effet de réduire le rayon de blocage, qui dépend directement de la largeur spectrale de l'excitation sans interaction dipolaire.

Il nous a fallu trouver une densité atomique permettant l'observation de l'excitation facilitée et du blocage dipolaire, tout en limitant l'effet d'interaction de l'électron de Rydberg avec les atomes dans l'état fondamental. La spectroscopie optique de l'excitation de Rydberg a été faite dans un nuage thermique froid proche de la dégénérence et non dans un condensat de Bose Einstein. Ce nuage comporte $12\,000 \pm 1000$ atomes, piégés magnétiquement à environ $210 \mu\text{m}$ de la puce atomique. Le piège prend une forme très allongée dans la direction x de propagation des lasers et les atomes sont refroidis à une température de $500 \pm 150 \text{ nK}$. Le profil de densité atomique est alors gaussien dans les trois directions, avec des rayons à $e^{-1/2}$ valant respectivement $(\sigma_x; \sigma_y; \sigma_z) = (23,2; 4,5; 4,2) \mu\text{m}$. La densité au centre vaut ici $n_0 = 1,7 \pm 0,15 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Cela limite l'interaction de l'électron de Rydberg avec les atomes dans l'état fondamental à une énergie $V_e = -h \times 168 \text{ kHz}$, très inférieure à la largeur spectrale d'excitation à un atome, estimée* à $\gamma = 626 \text{ kHz}$. La contribution de cette interaction pourra ainsi être négligée dans la suite de notre discussion.

*. Cette valeur est extraite de l'ajustement gaussien d'un spectre d'excitation optique dans un piège dilué et à faible excitation, donc sans interactions dipolaires. Ce spectre est présenté comme référence en figure (III.4).

Résultats expérimentaux

Les spectres d'excitation du niveau de Rydberg 60S depuis le niveau fondamental 5S, obtenus pour différentes durées d'impulsion laser, sont représentés en figure (III.4). Le graphe représente aussi un spectre d'excitation dans un nuage dilué et à faible taux d'excitation, servant de spectre de référence sans interactions. Un élargissement vers les

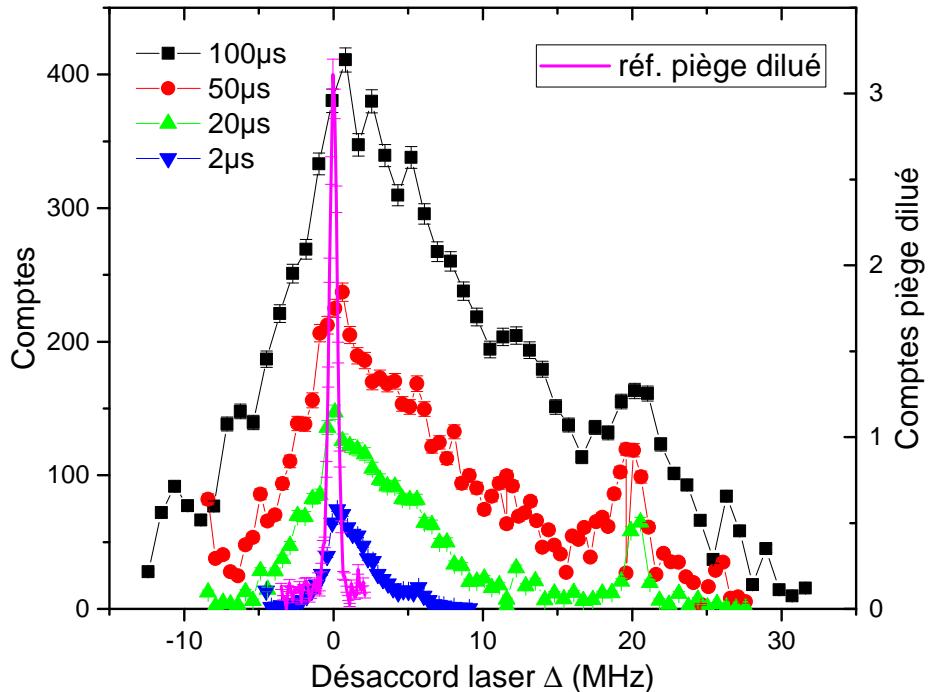


Figure III.4 Spectres optiques d'excitation en régime d'interaction dipolaire forte. L'excitation est réalisée à différentes durées d'impulsion laser : 2, 20, 50 et 100 μ s. La courbe magenta en trait plein est un spectre de référence sans interaction, représenté avec une échelle différente (échelle de droite). Les pics d'excitation autour de $\Delta = 20$ MHz sont dûs à la modulation en fréquence du laser, nécessaire à sa stabilisation par un dispositif Pound-Drever-Hall.

hautes fréquences apparaît très clairement dès les faibles temps d'excitation. Cet élargissement est caractéristique de l'excitation facilitée par interaction : une fois le premier atome de Rydberg excité, un agrégat se forme rapidement autour et permet d'amplifier largement l'excitation à désaccord positif. Plus le désaccord est élevé cependant, plus longtemps se fera attendre cette première excitation, ce qui explique l'élargissement de plus en plus prononcé aux temps d'impulsion longs.

Cela se voit très bien sur les graphes de la figure (III.5), qui représente l'évolution du nombre d'atomes de Rydberg excité en fonction de la durée d'impulsion laser, pour différents désaccords. On y remarque effectivement qu'à grand désaccord, le nombre d'atome de Rydberg présente un effet de seuil correspondant à l'excitation non résonante de la « graine ».

Le comportement à résonance montre une croissance rapide du nombre d'atomes excités dans les premiers instants, puis une augmentation plus lente. En effet, le centre du nuage est saturé de super-atomes en régime de blocage fort dès les premières microsecondes. Ensuite, de nouveaux atomes de Rydberg sont excités dans les ailes peu

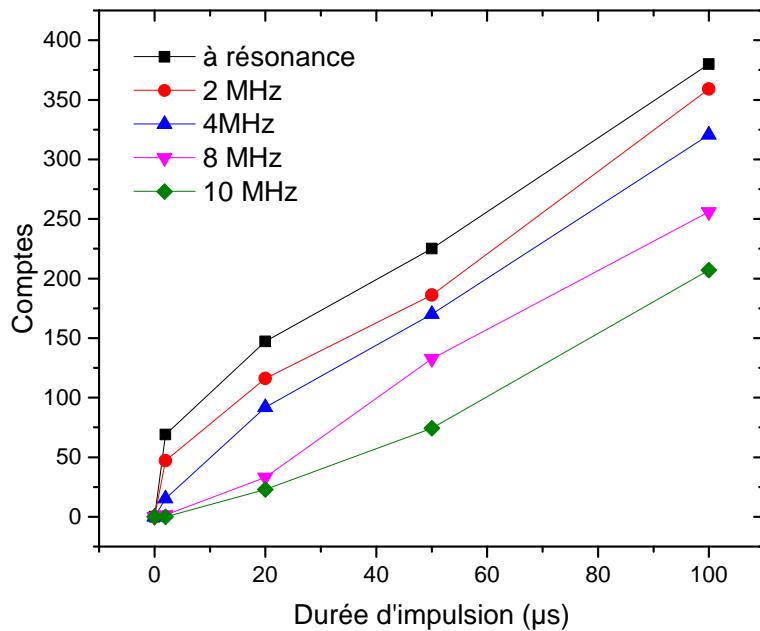


Figure III.5 Saturation de l'excitation optique en régime d'interaction dipolaire forte. Évolution du nombre d'atomes de Rydberg en fonction de la durée d'impulsion laser, pour différents désaccords : 0, 2, 4, 8 et 10 MHz. Les données sont extraites des spectres de la figure (III.4).

denses du nuage. Celles-ci contiennent beaucoup moins d'atomes dans l'état fondamental d'une part, et le laser bleu, dont le col gaussien vaut $22 \mu\text{m}$, y est un peu moins intense d'autre part. Ces deux facteurs contribuent à ralentir fortement la dynamique d'excitation dans ces régions-là. Enfin, le mouvement d'expansion du nuage de Rydberg dû aux interactions éloigne les super-atomes les uns des autres au centre du nuage, où de nouvelles excitations deviennent possibles après quelques dizaines de microsecondes. Cela explique pourquoi le nombre d'atomes de Rydberg continue d'augmenter, contrairement aux prédictions de l'approximation du « gaz gelé ».

III.2.2 Spectroscopie microonde : une sonde pour l'énergie d'interaction

Afin de mieux comprendre le mouvement au sein du nuage de Rydberg, nous avons réalisé la spectroscopie de la transition $60S \rightarrow 57S$ dans différentes conditions. Nous présentons ici le principe de cet outil de spectroscopie microonde comme sonde des énergies d'interaction dans le nuage, et les expériences que nous avons menées.

Principe de la spectroscopie microonde et choix de la transition

Comme nous l'avons vu au chapitre I, les différents niveaux de Rydberg sont affectés différemment par les interactions dipolaires. En particulier, dans le régime de van der Waals, cela se traduit par des coefficients de van der Waals C_6 différents. Ainsi, le niveau nS et le niveau $n'S$ verront leur énergie déplacée de quantités différentes pour une même distance inter-atomique. En conséquences, les fréquences de transition entre niveaux de Rydberg seront décalées. Sonder ces décalages de fréquence, c'est-à-dire faire

la spectroscopie de telles transitions, nous renseignera sur la distribution des énergies d'interaction au sein du nuage. Idéalement, un seul atome du nuage sera transféré vers un autre niveau de Rydberg, et la fréquence de cette transition nous renseignera sur l'énergie d'interaction de cet atome avec tous ses voisins.

Cela requiert cependant un choix attentif du niveau vers lequel seront transférés les atomes de Rydberg. En premier lieu, les niveaux P sont à éviter. La branche attractive de l'interaction $nS - n'P$ mène à une ionisation de Penning des atomes de Rydberg : l'atome dans le niveau nS et l'atome dans le niveau $n'P$ s'attirent l'un l'autre, et s'ionisent mutuellement lorsqu'ils sont trop proches. Nous restreindrons donc notre choix aux niveaux $n'S$ voisins du $60S$, accessibles par des transitions à deux photons.

Pour une paire d'atomes séparés de r , l'interaction $60S - n'S$ prend la forme de l'équation (I.33) :

$$V_{eff}/h = \frac{\langle 60S - n'S |}{\langle n'S - 60S |} \begin{pmatrix} C_{6,60S-n'S} & A_{6,60S-n'S} \\ A_{6,60S-n'S} & C_{6,60S-n'S} \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{r^6}, \quad (\text{III.12})$$

où C_6 et A_6 sont les coefficients de van der Waals pour l'interaction directe et pour l'interaction d'échange respectivement. Les états $|60S - n'S\rangle$ et $|n'S - 60S\rangle$ sont dégénérés et séparés en leurs combinaisons symétrique et antisymétrique, $(|60S - n'S\rangle \pm |n'S - 60S\rangle)/\sqrt{2}$. Ces deux états propres sont déplacés d'une énergie $h \cdot (C_{6,60S-n'S} \pm A_{6,60S-n'S})/r^6$. Cette structure de niveaux est représentée en figure (III.6 a)). La levée

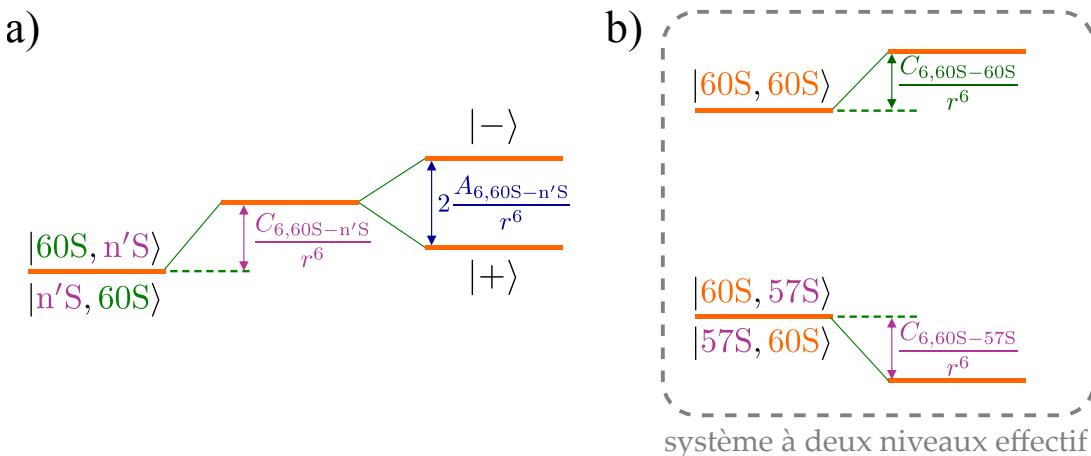


Figure III.6 Structure de niveau $60S - nS$ sous interaction dipolaire **a)** La paire $60S - nS$ est déplacée en énergie par le terme d'interaction directe $C_{6,60Sns}/r^6$ et ses deux états dégénérés sont séparés par l'interaction d'échange, avec un écart d'énergie de $2A_{6,60Sns}/r^6$. **b)** Diagramme d'énergie d'une paire dans les niveaux $60S - 60S$ et $60S - 57S$. Le terme d'échange $A_{6,60S-57S}$ étant quasi-nul, la dégénérence des niveaux de paire $|60S, 57S\rangle$ et $|57S, 60S\rangle$ n'est pas levée et la paire se comporte comme un système à deux niveaux. La transition entre ces deux niveaux est déplacée par les interactions dipolaires.

de dégénérence des niveaux de paire engendre des spectres à deux raies de transition, séparées en fréquence de $2A_{6,60S-nS}/r^6$. Si l'on y ajoute un troisième atome de Rydberg, il y a alors trois paires en interaction, ce qui complexifie d'autant plus la structure de niveaux et le spectre de la transition. Au sein d'un ensemble de N atomes de Rydberg,

les états propres du hamiltonien à une excitation formeront une base très différente de la base séparable $\{|i\rangle = |60S\rangle_1 \otimes \cdots \otimes |n'S\rangle_i \otimes \cdots \otimes |60S\rangle_N\}$. L'excitation de niveau $n'S$ sera ainsi délocalisée sur plusieurs atomes. On ne peut alors plus directement déduire, du spectre des déplacements d'énergie de cette excitation, la distribution des énergies d'interaction au sein du nuage.

Le niveau $n'S$ idéal serait donc celui pour lequel les états propres à une excitation sont ceux où l'excitation est localisée sur un atome. Pour cela, le terme d'échange A_6 , responsable de la délocalisation de l'excitation, doit être le plus petit possible, c'est-à-dire très petit devant C_6 . La table (III.1) répertorie les coefficients de van der Waals $C_{6,60S-n'S}$ et $A_{6,60S-n'S}$ pour les niveaux $n'S$ proches du 60S. On y trouve les

Table III.1 Coefficients de van der Waals pour différents niveaux $60S - n'S$

| | $C_{6,60S-n'S}$ (GHz μm^6) | $A_{6,60S-n'S}$ (GHz μm^6) |
|---------|---|---|
| 60S-63S | -89,26 | 0,61 |
| 60S-62S | -411,36 | 14,96 |
| 60S-61S | 292,25 | 248,60 |
| 60S-60S | 137,62 | |
| 60S-59S | 245,13 | 209,55 |
| 60S-58S | -209,26 | 7,77 |
| 60S-57S | -43,67 | 0,30 |

niveaux 63S et 57S, qui présentent des termes d'échanges avec le 60S petits devant les termes d'interaction directe ($C_6/A_6 \sim 150$). Étant donné le caractère attractif de l'interaction directe pour les paires 60S – 57S et 60S – 63S, il est préférable de choisir la plus petite de ces interactions afin de limiter le processus d'ionisation de Penning que nous décrivions pour les paires $nS - n'P$.

Nous choisirons donc, pour faire la spectroscopie microonde du nuage de Rydberg, la transition 60S – 57. Nous disposerons ainsi d'un diagramme de niveaux simple, représenté pour deux atomes en figure (III.6 b)), fournissant un système effectif à deux niveaux. Lorsque les deux atomes n'interagissent pas, la transition à deux photons du niveau de paire $|60S, 60S\rangle$ vers les niveaux de paire dégénérés $|57S, 60S\rangle$ et $|60S, 57S\rangle$ se fait à une fréquence $\nu_0 = 2 \times 58,229 \text{ GHz}$. En présence d'interactions, la transition est déplacée d'une quantité

$$\Delta\nu(r) = \frac{C_{6,60S60S} - C_{6,60S-57S}}{r^6} = \eta \frac{C_{6,60S60S}}{r^6}, \quad (\text{III.13})$$

avec $\eta = 1,317$.

La généralisation à un ensemble de N atomes de Rydberg se fait dans l'hypothèse d'additivité des interactions de van der Waals. Ils sont initialement tous dans l'état 60S, et l'on suppose que l'impulsion microonde de spectroscopie ne crée qu'une seule excitation 57S. Grâce à la faiblesse du terme d'échange $A_{6,60S57S}$, nous pouvons supposer que cette excitation sera localisée sur un atome de l'ensemble, l'atome i , cependant que tous les autres resteront dans l'état 60S. L'énergie d'interaction de l'atome i avant

excitation est, comme à l'équation (III.2), de

$$E_{int}(i, 60S) = hC_{6,60S} \sum_{j \neq i} \frac{1}{r_{ij}^6}. \quad (\text{III.14})$$

Lorsque l'atome i est transféré dans l'état $57S$, son énergie d'interaction devient

$$E_{int}(i, 57S) = hC_{6,60S} \sum_{j \neq i} \frac{1}{r_{ij}^6}. \quad (\text{III.15})$$

Le déplacement en fréquence de la transition $60S - 57S$ de l'atome i , dû aux interactions dipolaires, vaut donc

$$\Delta\nu(i) = \frac{1}{h}(E_{int}(i, 60S) - E_{int}(i, 57S)) = \eta \frac{E_{int}(i, 60S)}{h}. \quad (\text{III.16})$$

Ce système à N atomes est représenté en figure (III.7). On peut ainsi sonder la distri-

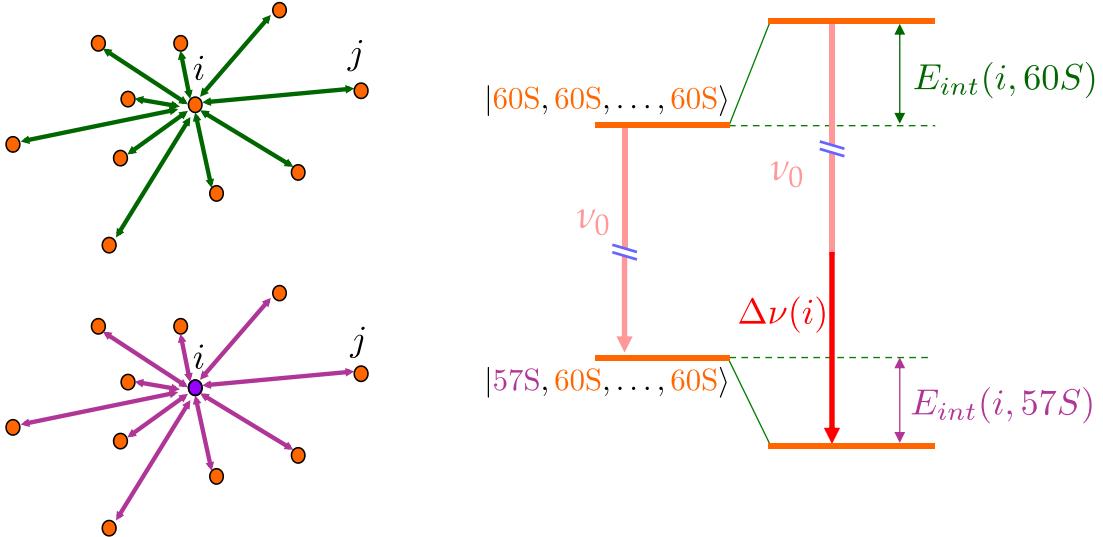


Figure III.7 Structure de niveaux d'un nuage de $60S$ contenant une excitation $57S$. La faiblesse du terme d'échange dans l'interaction $60S - 57S$ permet que cette excitation soit localisée sur un atome i . La transition microonde permettant de transférer l'atome i est décalée en fréquence d'une quantité $\Delta\nu(i)$ par les interactions dipolaires.

bution des énergies d'interaction au sein du nuage. En effet, la probabilité qu'un atome i voie sa fréquence de transition déplacée de $\Delta\nu(i) = \Delta\nu$ est égale à la probabilité que son énergie d'interaction ait été de $E_{int}(i, 60S) = h\Delta\nu/\eta$:

$$P(\Delta\nu(i) = \Delta\nu) = P\left(\eta \frac{E_{int}(i, 60S)}{h} = \Delta\nu\right) = P\left(E_{int}(i, 60S) = \frac{h\Delta\nu}{\eta} = E_{int}\right). \quad (\text{III.17})$$

Du spectre microonde de la transition, qui représente la distribution $P(\Delta\nu)$, on déduit directement la distribution $P(E_{int})$ des énergies d'interaction dans le nuage par la

transformation $\Delta\nu = \eta E_{int}/h$.

Spectres des énergies d'interaction

Cet outil de spectroscopie microonde nous a servi à sonder les énergies d'interaction au sein de différents nuages de Rydberg. À partir d'une excitation laser d'une durée de $2\ \mu\text{s}$, telle que décrite en III.2.1, nous sélectionnons différents désaccords. Nous sondrons ainsi un nuage excité à résonance, un nuage excité avec un désaccord $\Delta = 1\ \text{MHz}$ et un nuage excité avec un désaccord $\Delta = 2\ \text{MHz}$. Une impulsion microonde π sur la transition $57\text{S} - 60\text{S}$ est envoyée immédiatement après l'impulsion laser d'excitation. La fréquence de cette impulsion est balayée de façon à obtenir la distribution $P(h\Delta\nu/\eta)$ des énergies d'interaction. Nous en obtiendrons la distribution des énergies d'interaction dans trois cas : sous blocage dipolaire fort ($\Delta = 0$), sous excitation facilitée ($\Delta = 2\ \text{MHz}$), et dans un régime intermédiaire ($\Delta = 1\ \text{MHz}$). La séquence expérimentale et les spectres obtenus sont représentés en figure (III.8). La fraction

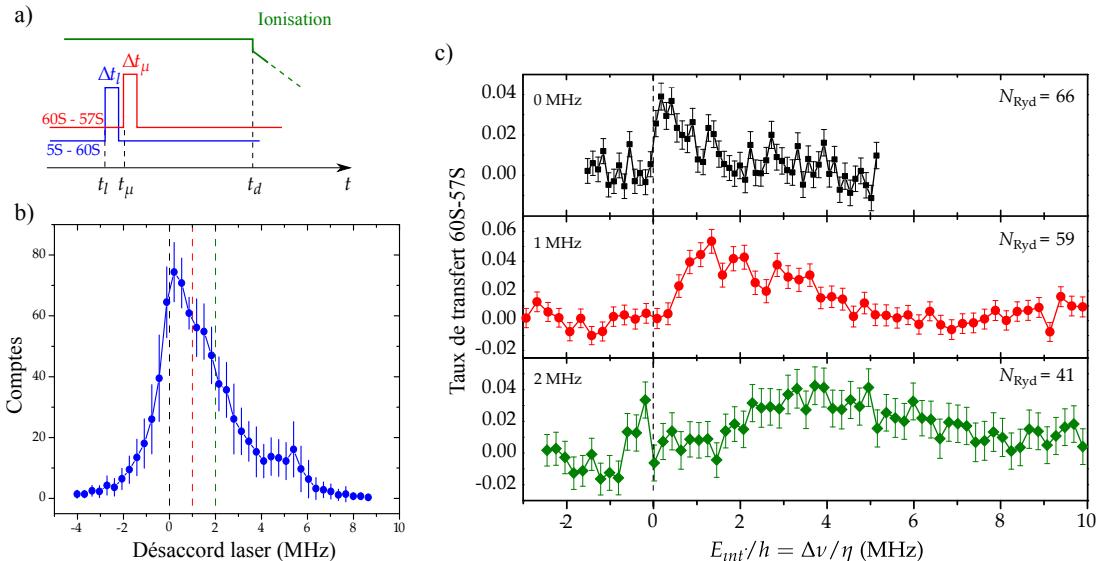


Figure III.8 Spectroscopie microonde du nuage avant expansion. **a)** Séquence expérimentale de la spectroscopie : une impulsion laser envoyée à l'instant t_l et d'une durée de Δt_l est suivie d'une impulsion microonde, envoyée à l'instant t_μ et durant Δt_μ . La détection est effectuée par une rampe d'ionisation déclenchée à l'instant t_d . **b)** Spectre laser de la transition $5\text{S} - 60\text{S}$. Les lignes pointillées marquent les désaccord choisis de 0, 1 et 2 MHz. **c)** Spectres microonde de la transition $60\text{S} - 57\text{S}$ pour différents désaccords laser $\Delta = 0, 1, 2\ \text{MHz}$.

atomique transférée vers le niveau 57S est tracée comme fonction de l'énergie d'interaction, c'est-à-dire du déplacement en fréquence de la transition renormalisé $\Delta\nu/\eta$. Le faible nombre d'excitations vers le 57S (toujours < 3) permet de confirmer l'hypothèse d'atome unique qui justifie la méthode de spectroscopie par l'équation (III.16). On peut redouter une ionisation de Penning entre les atomes dans le niveau 57S et les atomes dans le niveau 60S en raison de l'attractivité de leur interaction. Cependant, cette interaction est suffisamment faible pour estimer que les atomes sont détectés avant que

cela ne se produise[†].

En figure (III.8 c)), l'axe des abscisses donne directement l'énergie d'interaction E_{int} des atomes. Or, d'après l'équation (III.14), le plus proche voisin d'un atome ayant une énergie d'interaction E_{int} ne peut être à une distance de celui-ci inférieure à $r_E(E_{int}) = (hC_{6,60S}-60S/E_{int})^{1/6}$. À désaccord laser nul $\Delta = 0$, le spectre microonde est déplacé d'environ la largeur laser $\gamma/2$, ce qui tend à confirmer le fait que le nuage est saturé de super-atomes. En effet dans ce cas, chaque atome de Rydberg a au moins un voisin à une distance d'un rayon de blocage r_b et donc avec une interaction d'énergie $E_{int}(r_b) = \gamma/2$. Chaque voisin supplémentaire augmente l'énergie d'interaction d'au maximum $\gamma/2$, expliquant la queue du spectre jusqu'à 2 MHz pour les atomes ayant le plus de voisins. Enfin, l'absence de signal au-delà de $E_{int} = 2$ MHz indique l'absence de paires atomiques séparées de moins de $r_E(2 \text{ MHz}) = 6,4 \mu\text{m}$, en raison du blocage dipolaire.

Aux désaccords laser positifs $\Delta > 0$, le mécanisme de facilitation excite le nuage de Rydberg avec, pour chaque nouvel atome, une énergie d'interaction égale à Δ . Cela décale le spectre vers les hautes énergies, en excitant des atomes de Rydberg de plus en plus proches les uns des autres à mesure qu'augmente le désaccord Δ . Le désaccord positif du laser produit ainsi un agrégat de Rydberg. Au cœur de cet agrégat, chaque atome de Rydberg a plusieurs voisins, qui contribuent tous à augmenter son énergie d'interaction. De même que dans le cas $\Delta = 0$ du blocage dipolaire fort, les queues à haute fréquence des spectres sont attribuées à ces atomes du centre du nuage. La figure (III.9) représente la formation d'un tel agrégat de Rydberg et l'accumulation de l'énergie d'interaction qui s'en suit.

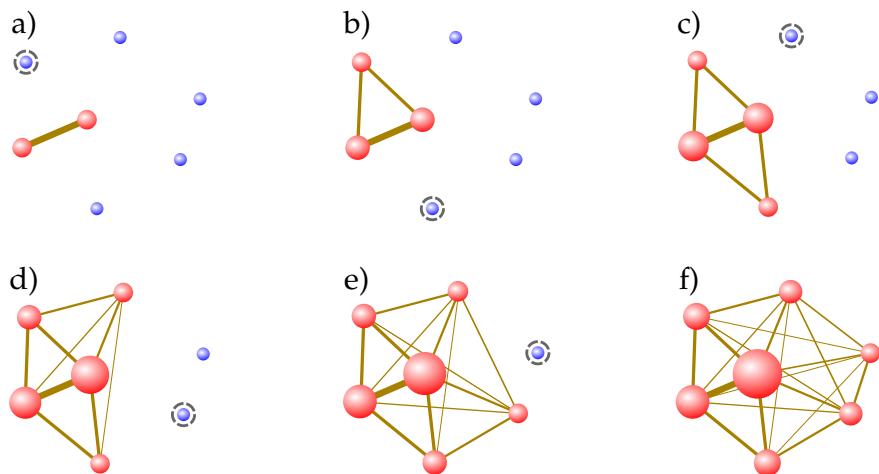


Figure III.9 Formation d'un agrégat de Rydberg et accumulation de l'énergie d'interaction, de a) à e). Les sphères bleues représentent des atomes dans l'état fondamental et les sphères rouges des atomes de Rydberg. Les cercles pointillés autour des sphères bleues signalent quel atome sera excité à l'étape suivante. L'épaisseur de la ligne joignant deux atomes de Rydberg représente la force de l'interaction entre ces deux atomes. La taille de chaque sphère rouge représente l'énergie d'interaction totale de l'atome de Rydberg correspondant.

†. Nous pouvons confirmer cela à l'étude des signaux d'ionisation, qui montrent l'absence d'ions préexistants à la rampe de détection.

Évolution au cours du temps : explosion du nuage

Après excitation, le nuage de Rydberg explose sous l'effet des interactions dipolaires répulsives entre atomes de Rydberg dans le niveau 60S. La spectroscopie microonde nous permet, de la même façon que précédemment, de mesurer les énergies d'interaction dans le nuage au cours de cette explosion. Il suffit pour cela d'introduire un délai variable Δt entre l'excitation laser et l'impulsion microonde de sonde.

Les spectres ainsi obtenus sont représentés en figure III.10, pour des désaccords laser de $\Delta = 0, 1$ et 2 MHz. À mesure que le temps avance, les distributions d'énergie

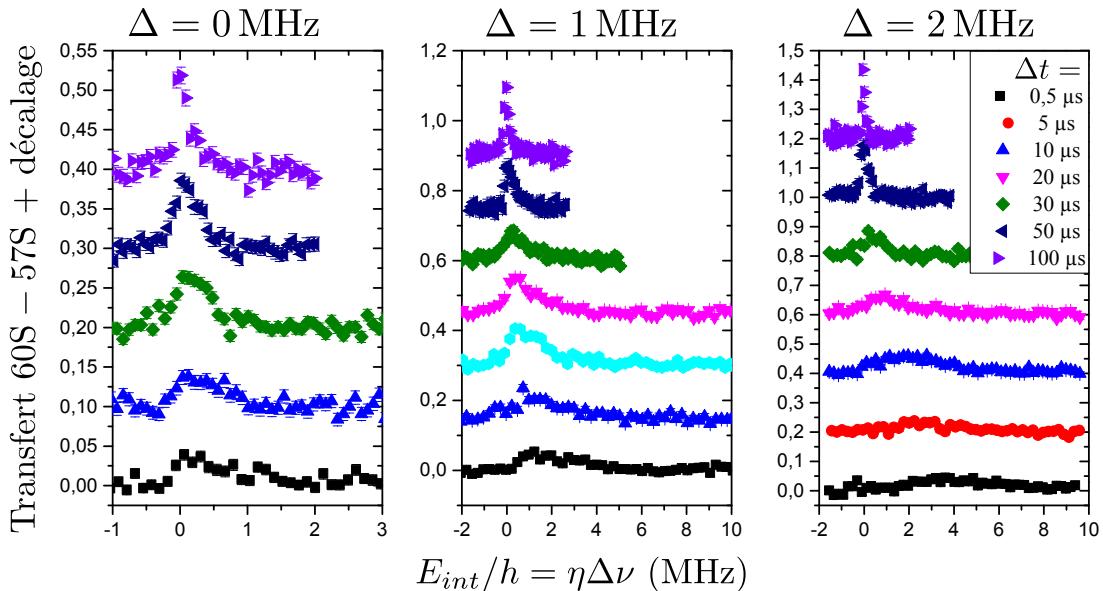


Figure III.10 Spectres microonde de la transition 60S – 57S au cours de l'évolution d'un nuage de Rydberg excité par un laser désaccordé à $\Delta = 0$ (gauche), 1 (centre) et 2 MHz (droite). L'origine des axes verticaux de chacun des spectres est décalée et l'échelle des abscisses et des ordonnées de chacun des graphes est différente, par souci de visibilité.

d'interaction s'affinent et tendent vers celle d'un nuage dilué sans interaction. Cette énergie d'interaction est convertie en énergie cinétique au cours de l'explosion du nuage de Rydberg. La figure (III.11) représente l'énergie moyenne d'un nuage au cours du temps, pour les trois mêmes désaccords laser. L'énergie moyenne initiale est de l'ordre de 1 MHz à 10 MHz dans les trois cas. En comparaison, l'énergie cinétique des atomes dans le niveau fondamental, refroidis à 500 nK est de l'ordre de 10 kHz, donc négligeable. L'évolution des spectres microonde peut être entièrement attribuée à l'explosion du nuage de Rydberg en interaction.

Le mouvement des atomes de Rydberg devient important dès lors qu'il modifie sensiblement la distribution des énergies d'interaction, donc les spectres microonde mesurés. Ainsi nous pouvons affirmer qu'après un délai aussi court que $\Delta t \sim 5$ à 10 μ s, le mouvement a modifié la configuration énergétique du nuage, y compris lorsque celui-ci a été excité à résonance. L'approximation du « gaz gelé » ne peut donc être considérée comme valide au delà de quelques microsecondes dans un nuage dense d'atomes de Rydberg.

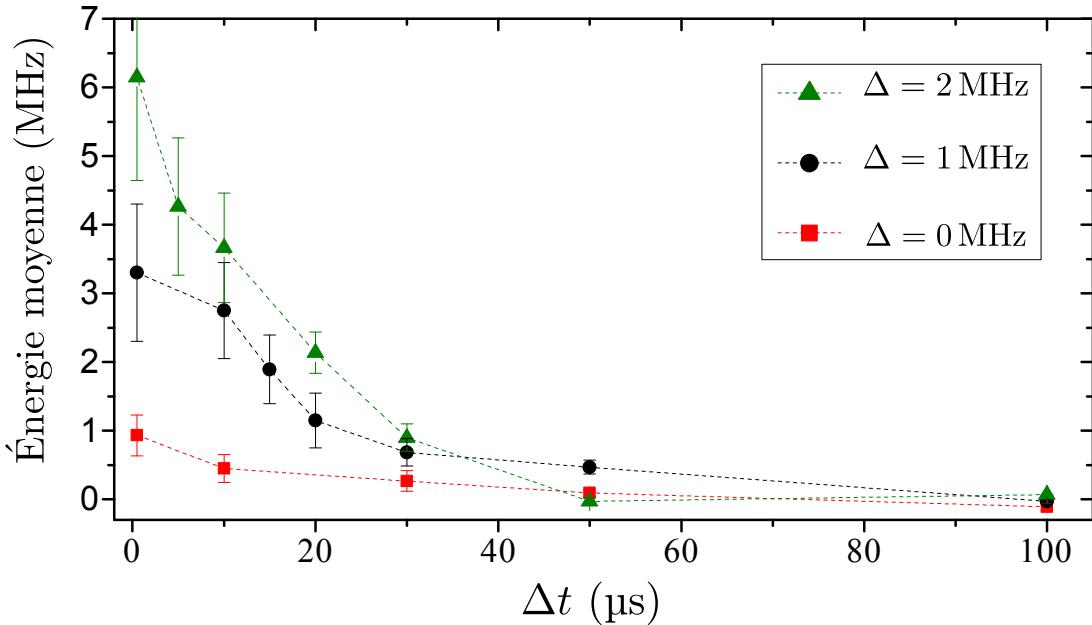


Figure III.11 Énergie moyenne d’interaction (énergie totale rapportée au nombre d’atomes) de nuages de Rydberg excités à différents désaccords laser, en fonction du temps après excitation Δt . Les données sont calculées à partir des spectres de la figure (III.10).

III.3 Premier modèle numérique et accord qualitatif

Afin d’affiner notre compréhension de ces phénomènes dûs aux interactions, nous avons développé un modèle numérique de nos expériences. L’intégration numérique de l’équation de Schrödinger dépendante du temps pour un nuage de 12 000 atomes corrélés étant irréaliste, nous avons établi un modèle Monte Carlo.

Le calcul numérique est effectué en deux phases distinctes : la première simule la dynamique d’excitation du nuage de Rydberg à partir des atomes dans l’état fondamental. Une fois l’excitation terminée, l’explosion du nuage de Rydberg est calculée comme un problème classique à N corps, par une routine d’intégration de Runge-Kutta d’ordre 4.

Nous donnons ici une description fonctionnelle de l’algorithme et comparons ses résultats aux résultats expérimentaux.

III.3.1 Au cœur du modèle numérique

Le premier modèle de l’excitation que nous avons mis en œuvre est présenté en détail dans le chapitre IV de la thèse de Raul Celistrino Teixeira [21]. Il fonctionne de la manière suivante :

- i. Un nuage de N atomes dans l’état fondamental est tirée au sort selon une distribution gaussienne, dont les paramètres sont l’extension spatiale du piège selon chaque direction, $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$.
- ii. Le profil gaussien de l’intensité laser est spécifié, paramétrés par les cols des faisceaux bleus et rouges.

- iii. Le profil de la raie d'excitation à un atome est donné, correspondant au spectre « référence piège dilué » de la figure (III.4).
- iv. À chaque itération, un atome i de l'état fondamental est tiré au sort. Son énergie d'interaction totale $E_{int}(i)$ avec les atomes de Rydberg déjà présents est calculée comme s'il était excité. La probabilité d'excitation $p(i)$ de l'atome est calculée d'après le profil de raie laser, en fonction de l'intensité et du désaccord Δ du laser et de l'énergie d'interaction $E_{int}(i)$.
- v. La probabilité $p(i)$ est comparée à un nombre aléatoire t entre 0 et 1. Si $p(i) > t$, la simulation passe à l'itération suivante. Si $p(i) \leq t$, alors l'atome i est excité au niveau de Rydberg et ajouté à la liste de ceux-ci.

Dans ce modèle, l'excitation d'un atome se fait sous la forme d'un « saut » de l'état fondamental à l'état de Rydberg. Cela exclut de fait tout processus cohérent au cours duquel une superposition d'état serait créée. L'algorithme ici présenté ne peut d'ailleurs rendre compte que d'une excitation séquentielle des atomes de Rydberg les uns après les autres. De plus, le nuage d'atomes de Rydberg est considéré comme gelé lors de l'excitation. Bien que cette hypothèse puisse être raisonnable pour une durée d'impulsion laser de 2 µs, les résultats expérimentaux nous apprennent qu'elle ne le sera plus pour des durées d'excitation supérieures à 10 µs.

Enfin, notons que ce modèle ne comporte aucune échelle de temps durant l'excitation. Un critère sera donc nécessaire pour déterminer la fin du calcul. Pour simuler les spectres d'énergie d'interaction et leur évolution dans le temps, le désaccord laser Δ et la durée d'impulsion sont fixés. Les spectres laser expérimentaux nous renseignent alors sur le nombre N_{Ryd} d'atomes de Rydberg que contient le nuage au terme de l'excitation. C'est ce nombre N_{Ryd} qui sert de critère à l'arrêt du calcul : une fois celui-ci atteint, l'excitation est terminée et le calcul de l'explosion du nuage commence.

Le calcul de l'expansion du nuage se déroule de la manière suivante :

- i. Les données de départ sont les positions et quantités de mouvement des atomes de Rydberg excités à l'étape précédente de la simulations. À partir de ces positions, les énergies d'interaction sont calculées pour chaque paire d'atomes de Rydberg.
- ii. Ces énergies d'interaction sont dérivées d'après l'équation (III.9), puis sommées pour chaque atome d'après l'équation (III.10). La force mécanique appliquée à chaque atome de Rydberg par le reste du nuage est ainsi obtenue.
- iii. Un routine Runge-Kutta d'ordre 4 permet de calculer les positions et quantités de mouvement des atomes de Rydberg après un pas de temps dt .
- iv. l'algorithme retourne à l'étape i et réitère le calcul avec les positions et quantités de mouvement actualisées.

Lorsque le temps total d'évolution est atteint, les énergies d'interaction totales de chaque atomes sont calculées et compilées sous forme d'un spectre que l'on pourra comparer aux spectres microonde de la figure (III.10). Le temps de vie des atomes de Rydberg est pris en compte au cours de ce calcul, en permettant la désexcitation de chaque atome avec un taux de probabilité $e^{-t/\tau}$, où t est le temps écoulé depuis l'excitation, et $\tau = 210 \mu\text{s}$ le temps de vie du niveau 60S mesuré expérimentalement (cf II.2.6). Enfin, les spectres expérimentaux sont limités par transformée de Fourier en raison de la durée finie de l'impulsion microonde de sonde. Les spectres simulés seront

donc convolués avec la transformée de Fourier de l'impulsion microonde, et pourront être confrontés aux spectres expérimentaux.

III.3.2 Comparaison aux spectres microonde expérimentaux

Étant donnée que le modèle présenté ci-dessus ne tient pas compte du mouvement des atomes de Rydberg durant l'excitation, sa validité est *a priori* restreinte aux durées d'impulsion laser courtes. De même, choisir comme critère d'arrêt le nombre d'atomes de Rydberg final empêche d'utiliser ce modèle pour simuler les spectres d'excitation optique présentés en III.2.1. Nous nous limiterons pour le moment à comparer les simulations aux spectres microonde présentés en III.2.2.

La première étape de cette comparaison consiste à vérifier l'accord entre les spectres simulés et les distributions d'énergie d'interaction immédiatement après excitation, qui sont présentées en figure (III.8). La figure (III.12) présente ces mêmes spectres comparés aux simulations. Malgré la simplicité du modèle numérique, l'accord avec l'expérience

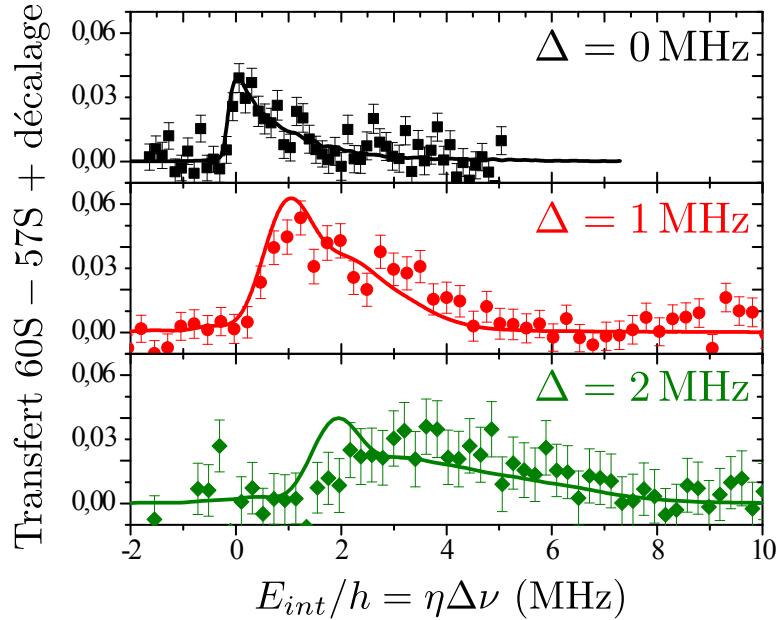


Figure III.12 Comparaison des simulations aux spectres microonde immédiatement après excitation laser. Les spectres expérimentaux sont ceux de la figure III.8. Les lignes pleines sont les résultats de la simulation.

est raisonnable à ce stade. Cela nous encourage à pousser plus loin la comparaison, en confrontant les simulations aux spectres microonde enregistrés au cours de l'explosion du nuage.

La figure (III.13) présente ces spectres, pour trois désaccords laser différents, comparés avec les simulations. L'accord est ici aussi bon, confirmant la pertinence de notre modèle simple pour simuler l'explosion d'un nuage de Rydberg sous interaction.

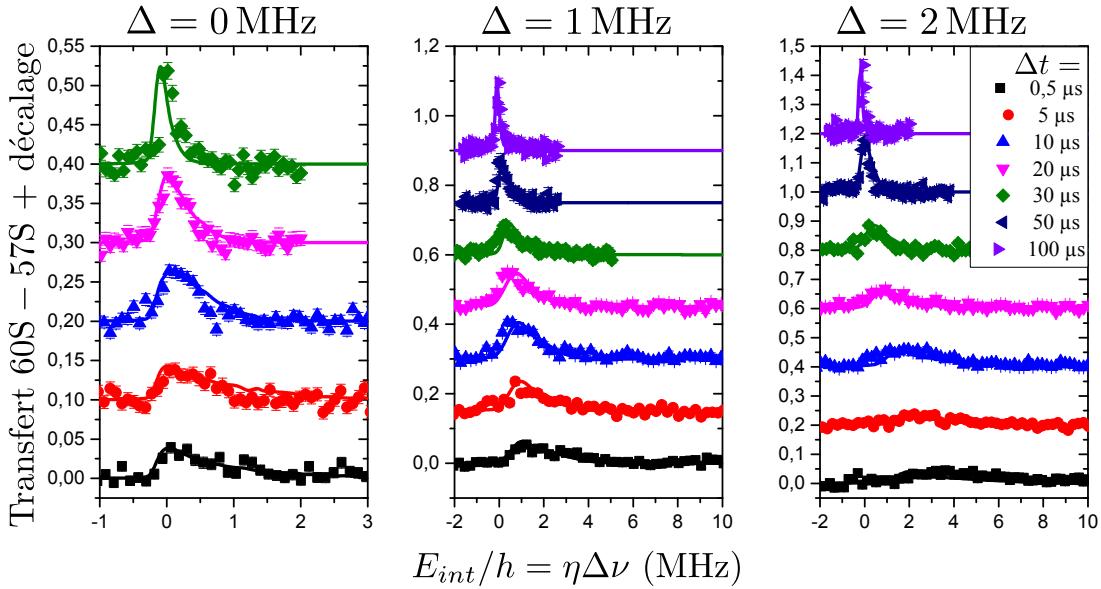


Figure III.13 Comparaison des simulations aux spectres microonde lors de l’explosion du nuage, pour trois désaccords laser d’excitation $\Delta = 0, 1, 2$ MHz. Les spectres expérimentaux sont ceux de la figure III.10. Les lignes pleines sont les résultats de la simulation. L’origine des axes verticaux de chacun des spectres est décalée et l’échelle des abscisses et des ordonnées de chacun des graphes est différente, par souci de visibilité.

III.3.3 La limite du modèle : l’absence de temps

Comme nous l’avons évoqué en III.3.1, ce modèle n’incorpore pas d’échelle de temps pour le processus d’excitation. Cela pose la question de savoir comment simuler les spectres d’excitation laser. En effet, on ne peut se permettre de fixer un nombre final d’atomes de Rydberg ici, car la simulation n’aurait plus de sens. Nous avons tenté pour remédier à cela de faire correspondre un nombre d’itérations à la durée d’excitation. Une approche naïve de cette correspondance supposerait une relation linéaire, où le nombre d’atomes dont on teste la probabilité d’excitation serait proportionnel à la durée de l’impulsion laser. Cette hypothèse permet d’intégrer le mouvement des atomes de Rydberg au cours même de l’excitation, ce qui est essentiel pour des durées d’impulsion supérieures à 5 ou 10 μ s. Pour cela, après chaque tirage au sort d’un atome, le mouvement du nuage de Rydberg est calculé sur la durée correspondant à une itération.

Les nombres d’itérations correspondant à chaque durée d’impulsion ont été choisis pour reproduire au mieux la queue à haute énergie des spectres, qui est due à une excitation facilitée à désaccord laser important. La figure III.14 présente les résultats des simulations ainsi menées, superposés aux résultats expérimentaux. La relation linéaire supposée entre le temps et le nombre d’itérations semble raisonnablement vérifiée. Un ajustement linéaire donne un rapport de 198 ± 5 itérations/ μ s. En revanche, notre modèle sans échelle de temps explicite pendant l’excitation se montre incapable de rendre compte de la dynamique d’excitation à faible désaccord. Il ne pourra ainsi pas être utilisé pour prédire les spectres d’excitation sous différentes conditions, si l’on souhaitait faire varier la densité atomique ou les paramètres d’impulsion laser.

Une seconde limite de ce modèle est l’absence de désexcitation stimulée des atomes

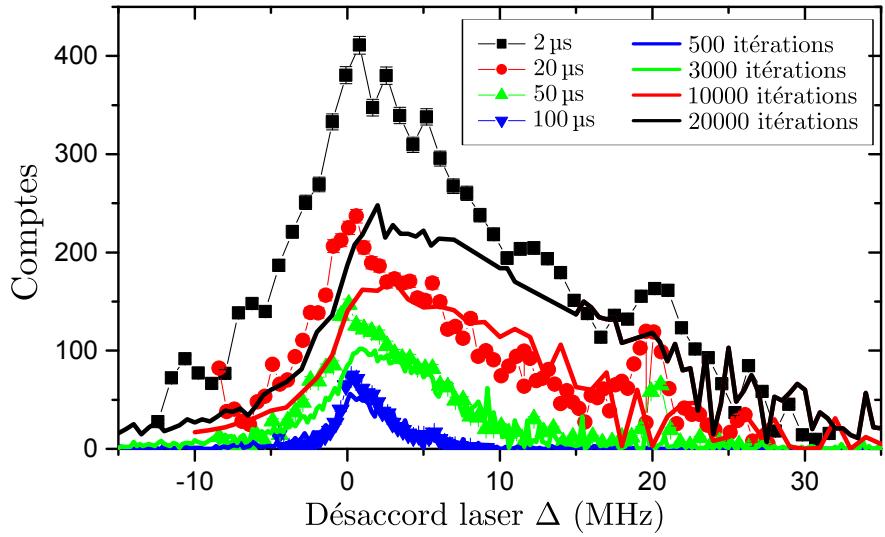


Figure III.14 Comparaison des spectres optiques aux simulations, pour différentes durées d’impulsion laser : 2, 20, 50 et 100 μ s. Les spectres expérimentaux sont ceux de la figure III.4. Les lignes pleines sont les résultats de la simulation. Le nombre d’itérations de chaque simulation est choisi pour reproduire au mieux la queue à haute énergie des spectres expérimentaux. Le calcul tient compte du mouvement des atomes de Rydberg durant l’excitation.

de Rydberg sous l’effet du laser. S’il y a suffisamment d’atomes dans l’état fondamental en résonance avec l’excitation, une telle désexcitation serait très vite compensée par une nouvelle excitation, ce qui autoriserait à omettre les processus de désexcitation. Cependant à désaccord laser important, les régions résonantes d’excitation facilitée sont très proches des atomes de Rydberg déjà excités et le nombre d’atomes dans l’état fondamental que ces régions contiennent est limité par la densité atomique. Les désexcitations d’atomes de Rydberg deviennent donc significatives dans le calcul du nombre final d’atomes de Rydberg et dans la configuration finale du nuage.

III.4 Raffinement du modèle : équations de taux pour la dynamique d’excitation et chauffage du nuage

Face à l’incapacité de notre premier modèle à simuler l’excitation laser de façon satisfaisante, nous y avons introduit une échelle de temps. Pour cela, la dynamique d’excitation est mise sous forme d’équations de taux pour chacun des atomes du nuage. Un tel modèle a été proposé par l’équipe de M. Weidemüller [36] pour simuler des spectres optiques similaires à ceux que nous avons obtenus. Nous avons ainsi établi un modèle combinant les deux aspects des équations de taux et de la prise en compte du mouvement des atomes de Rydberg durant l’excitation. Le détail des équations de taux et de notre modèle numérique est discuté dans le chapitre 4 de la thèse de Thanh Long Nguyen [29]. Nous en ferons ici une présentation succincte, et comparerons les résultats obtenus aux spectres laser expérimentaux.

III.4.1 Modèle d'équation de taux et adaptation de l'algorithme

Notre modèle d'équation de taux repose sur les équations de Bloch optiques, prises dans la limite de grand déphasage. Commençons par rappeler ces équations.

Équations de Bloch optiques à grand déphasage

Les équations de Bloch optiques portent sur la matrice densité d'un atome à deux niveaux soumis à un champ laser. Cette matrice densité peut s'écrire

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} |g\rangle & |Ry\rangle \\ \langle g| & \langle Ry| \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_{g,g} & \rho_{g,Ry} \\ \rho_{Ry,g} & \rho_{Ry,Ry} \end{pmatrix} \quad (\text{III.18})$$

où $|g\rangle$ représente l'état fondamental et $|Ry\rangle$ l'état excité de l'atome. Les populations dans ces deux états sont respectivement $\rho_{g,g}$ et $\rho_{Ry,Ry}$. La quantité $\rho_{g,Ry} = \rho_{Ry,g}^*$ représente la cohérence entre les états $|g\rangle$ et $|Ry\rangle$.

Les deux états atomiques sont distants en énergie d'une quantité $E_{Ry} - E_g = \hbar\nu_0 = \hbar\omega_0$. La fréquence du laser sera notée $\nu = \omega/2\pi$. En passant dans le référentiel tournant à la fréquence $\omega/2\pi$, par l'intermédiaire de l'opérateur d'évolution unitaire $\mathcal{U} = e^{i\omega t|r\rangle\langle r|}$, les termes de populations restent inchangés et les termes de cohérence deviennent $\tilde{\rho}_{g,Ry} = \tilde{\rho}_{Ry,g}^* = \rho_{g,Ry} e^{i\omega t}$. Dans ce référentiel, l'approximation séculaire permet de négliger les termes d'oscillation rapide en $\omega + \omega_0$, pour ne garder que les termes en $\omega - \omega_0 = \Delta$. On obtient ainsi les équations suivantes d'évolution

$$\begin{cases} \partial_t \rho_{Ry,Ry} = i\frac{\Omega}{2} (\tilde{\rho}_{Ry,g} - \tilde{\rho}_{g,Ry}) - \frac{1}{\tau} \rho_{Ry,Ry} \\ \partial_t \tilde{\rho}_{g,Ry} = -\left(\frac{\gamma}{2} - i\Delta\right) \tilde{\rho}_{Ry,g} + i\frac{\Omega}{2} (\rho_{Ry,Ry} - \rho_{g,g}), \end{cases} \quad (\text{III.19})$$

où Ω est la fréquence de Rabi, τ la durée de vie de l'état excité et γ le taux de déphasage des cohérences.

La limite de grand déphasage consiste à considérer que

$$\gamma \gg \Omega \gg 1/\tau, \quad (\text{III.20})$$

en se situant à des temps $t > \gamma^{-1}$. Alors les cohérences atteignent leurs valeurs stationnaires et ainsi $\partial_t \tilde{\rho}_{g,Ry} \approx 0$. En reprenant le système d'équations (III.19) sous ces conditions, on obtient

$$\partial_t \rho_{Ry,Ry} = -\frac{(\Omega/2)^2 \gamma}{(\gamma/2)^2 + \Delta^2} (\rho_{Ry,Ry} - \rho_{g,g}) - \frac{1}{\tau} \rho_{Ry,Ry}. \quad (\text{III.21})$$

On reconnaîtra ici une équation de taux équivalente au modèle des coefficients d'Einstein pour l'absorption, l'émission stimulée et l'émission spontanée de photons par un atome. Le problème quantique de l'excitation de l'atome est réduit ici un problème stochastique classique avec un taux d'excitation Γ_{exc} et de désexcitation Γ_{de-exc} de

l'atome valant

$$\Gamma_{exc} = \frac{(\Omega/2)^2\gamma}{(\gamma/2)^2 + \Delta^2} \quad \text{et} \quad \Gamma_{de-exc} = \Gamma_{exc} + \frac{1}{\tau}. \quad (\text{III.22})$$

La généralisation à N atomes de Rydberg se fait en tenant compte des interactions entre eux. Pour chaque atome de Rydberg i , il conviendra de déduire du désaccord laser son énergie d'interaction $E_{int}(i)$ avec les atomes de Rydberg déjà présents. Le taux d'excitation pour l'atome i deviennent :

$$\Gamma_{exc}(i) = \frac{(\Omega/2)^2\gamma}{(\gamma/2)^2 + (\Delta - E_{int}(i))^2} \quad \text{et} \quad \Gamma_{de-exc}(i) = \Gamma_{exc}(i) + \frac{1}{\tau}, \quad (\text{III.23})$$

où $E_{int}(i) = \sum_{j \neq i} C_6/r_{ij}^6$, la somme portant sur tous les atomes de Rydberg j déjà présents.

Afin d'appliquer ces équations de taux à notre système, il est nécessaire d'estimer le taux de déphasage γ . L'équation (III.21), établie pour un atome unique, reste valide dans le cas d'un nuage de Rydberg dilué, où les interactions dipolaires sont négligeables. L'approximation (III.20) permet de vérifier la condition $\Gamma_{exc} \gg 1/\tau$, donc de négliger la désexcitation spontanée aux temps courts. La résolution de l'équation (III.21) dans ces conditions et avec tous les atomes initialement dans l'état fondamental donne la solution

$$\rho_{Ry,Ry}(t) = \frac{1}{2} (1 - e^{-2\Gamma_{exc}t}) \underset{\Gamma t \ll 1}{\sim} \Gamma_{exc}t = \frac{(\Omega/2)^2\gamma}{(\gamma/2)^2 + \Delta^2} \cdot t. \quad (\text{III.24})$$

La population dans l'état excité est donc répartie sur un spectre lorentzien de largeur à mi-hauteur γ . Cela nous permet d'identifier le taux de déphasage des équations de Bloch à la largeur de raie $\gamma = 626$ kHz du spectre de référence en nuage dilué de la figure (III.4).

Fonctionnement de l'algorithme

Il nous est désormais possible d'inclure une échelle de temps à notre algorithme de simulation, sous la forme des taux d'excitation et de désexcitation donnés par l'équation (III.23). Au lieu de tirer au sort un atome à chaque étape, le calcul de l'excitation nécessite désormais de calculer les taux $\Gamma_{exc}(i)$ et $\Gamma_{de-exc}(i)$ à chaque pas de temps et pour chaque atome du nuage, qu'il soit dans l'état fondamental ou dans l'état excité. Le détail de l'algorithme est expliqué dans la thèse de Thanh Long Nguyen [29] et présenté en annexe B.

Quelques spécificités de cette nouvelle version méritent d'être discutées ici. En premier lieu, le choix d'exciter ou non un nouvel atome de Rydberg ne peut se faire uniquement d'après le calcul de son taux d'excitation $\Gamma_{exc}(i)$. En effet, cela amènerait à exciter plusieurs atomes de Rydberg lors du même pas de temps, qui ne respecteraient pas la dynamique d'excitation imposée par les interactions dipolaires. Par exemple, à désaccord laser nul, deux atomes pourraient être excités dans la même sphère de blocage, contrairement au mécanisme de blocage dipolaire. Les atomes sélectionnés d'après leur taux d'excitation sont ainsi placés dans une liste de « candidats ». Pour chaque atome i de cette liste, parcourue dans un ordre aléatoire, un nouveau taux d'excitation

est calculé, en fonction des interactions avec les candidats qui ont été effectivement excités. L'excitation de l'atome i sera décidée en fonction de ce nouveau taux. Cette étape permet de respecter les contraintes interactionnelles de l'excitation à l'intérieur d'un même pas de temps.

Ensuite, certains paramètres de simulation sont désormais exprimés différemment. La puissance des laser est prise en compte par un paramètre Ω_0 de fréquence de Rabi au centre des faisceaux laser, de même que la largeur spectrale γ d'excitation à un atome. L'extension spatiale du piège dans chacune des trois directions est calculée à partir de la fréquence de piégeage dans cette direction, elle-même mesurée expérimentalement, et de la température du piège. Nous pourrons ainsi utiliser la température du nuage atomique comme paramètre explicite de simulation et intégrer au calcul un processus de chauffage dû au laser rouge, tel qu'évoqué en II.2.1.

III.4.2 Estimation et prise en compte du chauffage du nuage atomique

Lors de l'excitation à deux photons du niveau de Rydberg 60S, les atomes du nuage absorbent des photons rouges à 780 nm. Si l'atome qui a absorbé un photon rouge n'absorbe pas de photon bleu, c'est-à-dire s'il n'est pas excité au niveau de Rydberg, alors il réémettra le photon rouge. Cela mène à un chauffage du nuage atomique, caractérisé par deux grandeurs : le taux d'émission spontanée Γ_{sp} des photons rouges par les atomes et la variation de température $\Delta T_{1\text{photon}}$ causée par l'émission spontanée d'un photon.

Le calcul du taux d'émission spontanée est discuté en II.2.1 et aboutit à l'équation (II.10) :

$$\Gamma_{sp} \simeq \frac{\Omega_r^2}{2\delta^2} \Gamma, \quad (\text{III.25})$$

où Ω_r et δ sont respectivement la fréquence de Rabi et le désaccord du laser rouge sur la transition $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = +2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3, m'_F = +3\rangle$, et Γ est la largeur naturelle de celle-ci.

Le processus d'émission spontanée de photons rouges induit une variation de la quantité de mouvement des atomes du nuage, qui parcourt une marche aléatoire. Cette marche aléatoire a pour paramètres la taille Δp d'un pas dans l'espace des quantités de mouvement et le taux de répétition de ces pas, qui vaut Γ_{sp} . L'effet de la marche aléatoire est une augmentation au cours du temps de la variance $\langle p^2 \rangle$. Chaque pas de la marche fait croître cette variance d'une quantité $(\Delta p)^2$, où $\Delta p = \hbar k$ est la quantité de mouvement du photon émis, avec k la norme de son vecteur d'onde. En supposant une distribution de Maxwell-Boltzmann des vitesses au sein du nuage atomique, on en déduit que l'émission d'un photon cause une augmentation de température pour un atome de

$$\Delta T_{1\text{photon}} = \frac{(\Delta p)^2}{3mk_B} = \frac{(\hbar k)^2}{3mk_B} \quad (\text{III.26})$$

Ce processus étant répété avec un taux Γ_{sp} , on peut exprimer la variance de la

quantité de mouvement en fonction du temps t par

$$\langle p^2(t) \rangle = \langle p^2(t=0) \rangle + (\hbar k)^2 \cdot \Gamma_{sp} t \quad (\text{III.27})$$

ou, de façon équivalente, une température qui varie comme

$$T(t) = T(t=0) + \Delta T_{\text{1photon}} \Gamma_{sp} t = \frac{\langle p^2(t) \rangle}{3m k_B} = T(t=0) + \frac{(\hbar k)^2}{3m k_B} \Gamma_{sp} t. \quad (\text{III.28})$$

En fin de compte, nous pouvons rendre compte du processus de chauffage du nuage atomique par un taux de chauffage

$$\partial_t T = \frac{(\hbar k)^2}{3m k_B} \cdot \frac{\Omega_r^2}{2\delta^2} \cdot \Gamma. \quad (\text{III.29})$$

Dans les conditions de nos expériences, avec un laser à 780 nm, une largeur de raie $\Gamma = 2\pi \times 6,065 \text{ MHz}$, une fréquence de Rabi du rouge $\Omega_r = 2\pi \times 40 \text{ MHz}$ et un désaccord de $\delta = 2\pi \times 540 \text{ MHz}$, nous obtenons un taux de chauffage estimé, comme en II.2.1, à

$$\partial_t T \simeq 12,6 \text{ nK}/\mu\text{s}. \quad (\text{III.30})$$

Conséquences du chauffage et implémentation dans le modèle de simulation

La conséquence de ce chauffage pour la dynamique d'excitation réside dans l'accroissement de la taille du nuage atomique au cours du temps. En effet, l'effet Doppler dû à une température de l'ordre de $1 \mu\text{K}$ est au maximum de $\Delta\nu_{max} \sim 42 \text{ kHz}$ sur la transition $5S - 60S$. Cela étant très inférieur à la largeur de raie γ , l'effet Doppler est tout à fait négligeable malgré le chauffage.

Le nuage atomique piégé dans un piège harmonique présente une distribution gaussienne de densité. Son extension est directement liée à la température par l'intermédiaire des fréquences de piégeage $f_{x,y,z}$ dans chaque direction :

$$\sigma_{x,y,z} = \sqrt{\frac{m k_B T}{(2\pi f_{x,y,z})^2}}. \quad (\text{III.31})$$

Il faut donc, pour prendre en compte le chauffage dans la simulation, recalculer la distribution des atomes dans le nuage à chaque pas de temps, selon l'évolution de la température. La façon la plus directe d'implémenter cela est de multiplier, à chaque pas de temps dt , le vecteur position de chaque atome par un facteur $\sqrt{T(t+dt)/T(t)}$. En effet, une distribution gaussienne de largeur σ dont on multiplie l'axe des abscisses par un facteur α devient une distribution gaussienne de largeur $\alpha\sigma$. On obtient de cette façon un nuage atomique dont l'extension suit la variation de température tout au long du calcul de l'excitation.

Notons que l'adaptation des quantités de mouvement des atomes n'est pas nécessaire. D'une part, les interactions dipolaires accélèrent les atomes de Rydberg à des vitesses très grandes devant les vitesses thermiques des atomes. Cela peut se mesurer en termes énergétiques : les énergies d'interaction entre atomes de Rydberg sont de l'ordre du MHz alors que l'énergie cinétique thermique d'un atome à $1 \mu\text{K}$ est de l'ordre de $\hbar \times 30 \text{ kHz}$. D'autre part, les vitesses atteintes par les atomes à $1 \mu\text{K}$ sont de l'ordre

III.4. Raffinement du modèle : équations de taux pour la dynamique d'excitation et chauffage du nuage

de $v \sim 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ } \mu\text{m}/\mu\text{s}$. La densité atomique au centre du nuage étant de $1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, la distance inter-atomique minimale est de l'ordre de $0,6 \text{ }\mu\text{m}$. En $100 \mu\text{s}$, les atomes se seront déplacés au maximum de deux fois la distance inter-atomique minimale, ce qui justifie de négliger l'effet de la vitesse sur la configuration à petite échelle du nuage.

III.4.3 Simulations

résultats de simulations comparés aux manips
paramètres de simulation correspondant
discussion

III.4.4 Caractéristiques des nuages simulés

on est content du modèle => on en déduit des infos sur la dynamique d'excitation, en particulier la configuration spatiale du nuage de Rydberg.

Conclusion

il faut prendre en compte le mouvement et le chauffage, mais aussi (peut-être ?) les transferts thermiques vers les niveaux p
Le gaz gelé ne marche pas !

Chapitre IV

Les atomes de Rydberg circulaires en interaction : vers un simulateur quantique

La bonne compréhension des interactions entre atomes de Rydberg sphériques permet d'imaginer leur utilisation comme plateforme de simulation quantique. Un premier obstacle majeur s'oppose à cette idée. La préparation d'une chaîne régulière d'atomes de Rydberg dans le niveau 60S en s'appuyant sur le mécanisme d'excitation facilitée paraît difficile [29].

Nous présentons ici une proposition de simulateur quantique fondé sur des atomes de Rydberg circulaires piégés par laser. Cette proposition est ébauchée dans la thèse de Thanh Long Nguyen [29] et l'article [37] en discute les points essentiels.

Le simulateur proposé repose sur les interactions entre atomes de Rydberg circulaires. Après avoir présenté le principe général du simulateur, nous dirons quelques mots des interactions entre atomes de Rydberg circulaires en présence d'un champ électrique et d'un champ magnétique externe, en complément de I.3.5. Ces interactions permettent de simuler le hamiltonien « XXZ » d'une chaîne de spins 1/2, que nous présenterons. Nous terminerons ce chapitre avec une discussion des points techniques nécessaires à la réalisation d'un tel simulateur : le piégeage laser des atomes de Rydberg circulaires, l'allongement de leur durée de vie par inhibition de l'émission spontanée et la préparation déterministe d'une chaîne de tels atomes.

IV.1 Principe général du simulateur

Le simulateur quantique que nous proposons est schématisé en figure IV.1. Des atomes de Rydberg circulaires sont piégés par un potentiel pondéro-moteur créé par des faisceaux laser de longueur d'onde $\lambda = 1064\text{ nm}$. Le confinement radial sur l'axe Ox est assuré par un faisceau « creux » présentant un profil d'intensité de Laguerre-Gauss. Le confinement longitudinal est assuré par un réseau unidimensionnel ajustable, formé par l'interférence de deux faisceaux se propageant dans le plan xOy , présentant des angles petits et opposés par rapport à l'axe Oy . La variation de cet angle peut mener à un pas de réseau de $r = 5$ ou $7\text{ }\mu\text{m}$ par exemple, ces deux valeurs correspondant respectivement à un régime d'interaction dipôle-dipôle forte ou modérée. Le principe

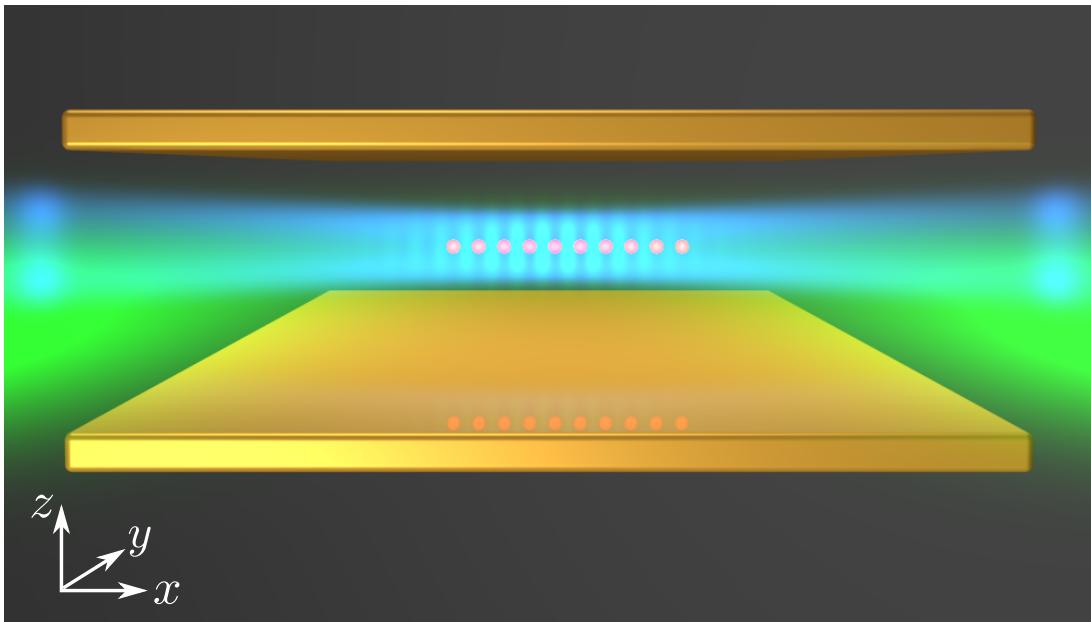


Figure IV.1 Schéma de principe du simulateur quantique proposé. Les atomes de Rydberg circulaires, représentés par les sphères rouges, sont placés dans un condensateur et piégés dans des faisceaux laser : un faisceau « creux » selon l'axe Ox , représenté en bleu, et un réseau ajustable créé par l'interférence de deux faisceaux quasi-parallèles, représentés en vert.

du piégeage pondéro-moteur des atomes de Rydberg circulaires, ainsi que la géométrie des lasers de piégeage, seront discutés en IV.4.1.

Les atomes de Rydberg circulaires piégés sont placés à l'intérieur d'un condensateur formé par deux électrodes planes parallèles au plan xOy . En premier lieu, cela inhibe l'émission spontanée σ^+ du niveau circulaire nC vers le niveau circulaire $(n - 1)C$. Comme nous l'avons vu en I.2.2, ce canal d'émission est largement responsable de la durée de vie finie des niveaux circulaires. L'inhibition de ce canal par le condensateur permettra d'accroître significativement la durée de vie des niveaux de Rydberg, jusqu'à des temps de l'ordre de la centaine de secondes. Le temps de vie des atomes circulaires dans un tel condensateur sera discuté en IV.4.2. Le condensateur permet en second lieu, d'imposer un champ électrique statique homogène selon l'axe Oz .

Une technique analogue au refroidissement évaporatif, reposant sur les interactions répulsives entre atomes de Rydberg, permet de préparer de façon déterministe une chaîne régulière de plusieurs dizaines d'atomes de Rydberg circulaires. À la fin d'une simulation, les atomes de Rydberg pourront être détectés un par un grâce à cette même technique, qui sera discutée en IV.4.3.

Les états de spin $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ sont encodés sur les états de Rydberg circulaires $50C$ et $48C$ respectivement. Ces deux états sont couplés par une transition microonde à deux photons. L'interaction dipôle-dipôle est alors analogue à un hamiltonien XXZ pour une chaîne de spins $1/2$ en interaction avec leurs plus proches voisins. Le contrôle des champs électrique et magnétique ainsi que de la source microonde couplant les deux niveaux de Rydberg autorisent un contrôle précis et rapide du hamiltonien simulé, sur une large gamme de paramètres. Cette analogie entre atomes de Rydberg circulaires

et spins 1/2 est établie en IV.2, où nous discuterons le choix des niveaux 50C et 48C ainsi que le contrôle du hamiltonien et le diagramme de phase qui en découle.

IV.2 Les interactions dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg circulaires

Les interactions dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg circulaires sont au cœur de notre proposition de simulateur. Comme nous l'avons mentionné en I.3.5, la présence d'un champ électrique externe permet de fixer un axe de quantification, et donc de fixer l'orientation des orbites de grand moment cinétique. Dans la présente discussion, nous considérerons que les atomes de Rydberg circulaires sont placés sur un axe Ox , perpendiculaire au champ directeur selon Oz , tels que représentés en figure (I.14).

IV.2.1 Les niveaux circulaires en présence de champs électrique et magnétique

En présence d'un champ électrique, les niveaux à grand moment cinétique d'une même multiplicité voient leur dégénérescence partiellement levée. Le diagramme d'énergie de ces niveaux est représenté en figure (IV.2a)). Le niveau circulaire est noté $|nC\rangle$ et les deux niveaux « elliptiques » voisins sont notés $|nE^\pm\rangle = |n, m = n - 2, k = \pm 1\rangle$. De la même façon, les niveaux de $m = n - 3$ sont notés $|nEE^0\rangle = |n, m = n - 3, k = 0\rangle$ et $|nEE^\pm\rangle = |n, m = n - 3, k = \pm 2\rangle$.

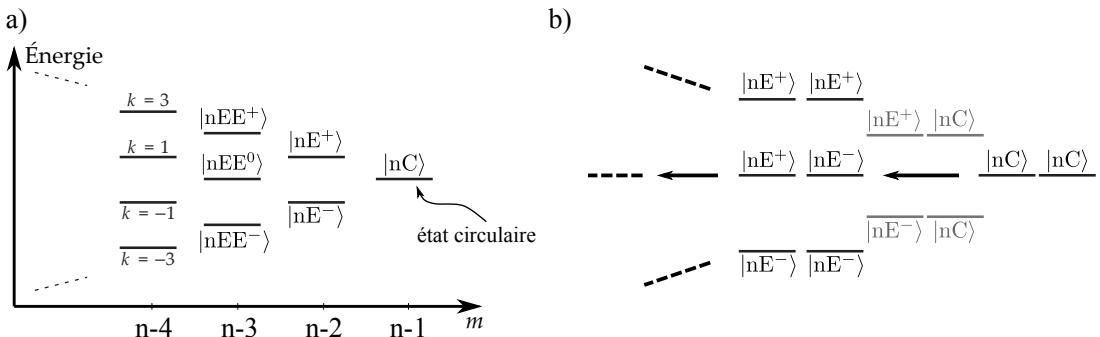


Figure IV.2 a) Diagramme d'énergie des niveaux proches de nC , en présence d'un champ électrique. b) Diagramme d'énergie des niveaux de paire proches de $|nC\rangle|nC\rangle$ en présence d'un champ électrique. Le champ électrique est dirigé selon Oz , perpendiculaire au vecteur qui sépare les deux atomes de la paire, dirigé selon Ox .

Il s'agit maintenant de comprendre quelle forme prend l'interaction dipôle-dipôle dans le cas présent. Replaçons nous dans le cas de deux atomes séparés d'une distance r . En I.3 nous avions exprimé, en l'absence de champ électrique extérieur, le hamiltonien de couplage dans la base des harmoniques sphériques (cf. équation (I.27)). De plus, l'axe de quantification était alors déterminé par le vecteur séparant la paire d'atomes en interaction. Ici au contraire, l'axe de quantification est déterminé par le champ électrique extérieur, selon Oz donc, et le vecteur séparant les atomes sont situés sur l'axe Ox , à des positions $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ respectivement. Le hamiltonien d'interaction dipôle-

dipôle prend alors la forme

$$\hat{V}_{dd} = -\frac{q^2 \hat{r}_1 \hat{r}_2}{3\epsilon_0 r^3} \left[Y_1^0 Y_1^0 + \frac{1}{2} (Y_1^{+1} Y_1^{-1} + Y_1^{-1} Y_1^{+1}) - \frac{3}{2} (Y_1^{+1} Y_1^{+1} + Y_1^{-1} Y_1^{-1}) \right], \quad (\text{IV.1})$$

où les Y_l^m sont les harmoniques sphériques. On remarque ici que le moment magnétique total de la paire atomique n'est plus nécessairement conservé par l'interaction dipôle-dipôle. Ainsi le niveau de paire $|nC, nC\rangle$ se trouve couplé de façon quasi résonante avec le niveau de paire $|nE^+, nE^-\rangle$, lui-même couplé aux niveaux de paire $|nEE^+, nEE^-\rangle$ et $|nEE^0, nEE^0\rangle$, et ainsi de suite. La figure (IV.2 b) représente les niveaux de paire proches du niveau $|nC, nC\rangle$ en présence d'un champ électrique.

Ces couplages quasi résonants, dès lors que la distance entre les atomes est suffisamment petite, perturbent le niveau $|nC, nC\rangle$ en mélangeant aux niveaux de paires d'énergie suffisamment proche. C'est ce que nous avions vu en I.3.5 : en figure (I.15), lorsque les deux atomes de la paire sont plus proches que $10\mu\text{m}$, l'état propre du hamiltonien complet s'éloigne du niveau non perturbé $|50C, 50C\rangle$. Cet effet de mélange a plusieurs conséquences néfastes. Tout d'abord, l'interaction dipôle-dipôle ne peut plus être simplement représentée par un déplacement d'énergie en $1/r^6$ entre deux atomes dans un niveau de paire $|n, k, m\rangle |n, k, m\rangle$. De plus, le mélange avec les niveaux elliptiques réduit le temps de vie du niveau de paire à deux atomes circulaires. En effet, les niveaux elliptiques peuvent être désexcités par des transitions π vers la multiplicité inférieure alors que le niveau circulaire ne peut être désexcité que par une transition σ^+ . Or le dispositif d'inhibition de l'émission spontanée que nous proposons, qui sera discuté en IV.4.2, ne peut inhiber que l'émission spontanée σ^+ . Ainsi donc, le gain de temps de vie permis par ce dispositif est perdu dès lors que des transitions π sont accessibles.

Afin de contourner cette difficulté, il faut trouver un moyen de lever la dégénérence des niveaux de paire non perturbés représentés en figure (IV.2 b). Deux paramètres sont à notre disposition pour ce faire. Le premier est la valeur du champ électrique. Les niveaux de paire non perturbés sont d'autant plus distants en énergie que le champ électrique est élevé. Cependant, la variation du champ électrique nous servira à faire varier l'interaction elle-même comme nous l'expliquerons en ???. Le second moyen dont nous disposons est l'imposition d'un champ magnétique extérieur B_z , orienté selon Oz , qui déplacera les niveaux par effet Zeeman.

Le hamiltonien Zeeman pour un état circulaire prend la forme

$$\hat{H}_Z = \mu_B g_l \hat{\mathbf{L}} \cdot \mathbf{B} = \mu_B g_l \hat{L}_z B_z, \quad (\text{IV.2})$$

où μ_B est le magnéton de Bohr et g_l le facteur de Landé pour le nombre quantique orbital l . Dans la mesure où l'on néglige le spin de l'électron, qui est très petit devant l ($s = 1/2 \ll l \simeq 50$), le facteur de Landé peut être approximé à $g_l \simeq -1$. Ce hamiltonien conserve le nombre quantique magnétique m , qui n'est autre que la valeur propre de l'opérateur \hat{L}_z ^{*}. Tant que le champ magnétique B_z reste suffisamment petit, l'effet Zeeman agit comme une perturbation au premier ordre du hamiltonien (I.8) de l'atome dans un champ électrique. La seule conséquence de l'effet Zeeman sur le niveau $|n, m, k\rangle$

*. Si le champ magnétique avait des composantes non nulles selon Ox et Oy , celles-ci coupleraient des états de m différents.

sera un déplacement d'énergie

$$\Delta E_Z(n, m, k) = \langle n, m, k | g_l \hat{L}_z | n, m, k \rangle \cdot \mu_B B_z \simeq m \cdot \mu_B B_z = \Delta E_Z(m). \quad (\text{IV.3})$$

Le niveau de paire $|n, m, k; n, m', k'\rangle$ sera déplacé de la somme du déplacement d'énergie de $|n, m, k\rangle$ et $|n, m', k'\rangle$, soit $(m + m')\mu_B B_z$.

En tenant compte de l'effet Stark (cf. équation (I.23)) et de l'effet Zeeman perturbatif, on obtient les énergies suivantes pour les niveaux circulaires et elliptiques de la multiplicité n :

$$\begin{aligned} E_{nC}/2E_I &= -\frac{1}{2n^2} - \frac{1}{16}n^4(8n^2 + 18n + 10)|\mathbf{F}|^2 \left(\frac{ea_0}{2E_I}\right)^2 + (n-1)\mu_B B_z \\ &= -\frac{1}{2n^2} - \alpha_{nC}|\mathbf{F}|^2 + (n-1)\mu_B B_z, \\ E_{nE^\pm}/2E_I &= -\frac{1}{2n^2} \pm \frac{3n}{2}|\mathbf{F}|\frac{ea_0}{2E_I} - \frac{1}{16}n^4(8n^2 + 36n - 20)|\mathbf{F}|^2 \left(\frac{ea_0}{2E_I}\right)^2 + (n-2)\mu_B B_z \\ &= -\frac{1}{2n^2} \pm \frac{ea_0}{2E_I} \frac{3n}{2}|\mathbf{F}| + \alpha_{nE^\pm}|\mathbf{F}|^2 + (n-2)\mu_B B_z, \end{aligned} \quad (\text{IV.4})$$

où les coefficients α d'effet Stark quadratique sont introduits pour simplifier l'écriture.

Appliquons les équations (IV.4) à l'exemple des états de paire non perturbés $|50C, 50C\rangle$ et $|50E^+, 50E^-\rangle$. Dans les conditions du paragraphe I.3.5, c'est-à-dire sous 1 V/cm et sans champ magnétique, la distance en énergie entre ces deux états de paire est de $\Delta_E = h \times 169$ kHz. Si l'on ajoute un champ magnétique B_z de 10 G = 1 mT, la distance en énergie devient $\Delta_E = h \times 28,17$ MHz, soit presque 200 fois plus. Un faible champ magnétique nous permet ainsi de lever la dégénérescence entre les niveaux de paire voisins de $|nC, nC\rangle$.

IV.2.2 L'interaction circulaire-circulaire en présence de champs électrique et magnétique extérieurs

Dans les conditions que nous venons d'établir il nous est possible de calculer l'interaction dipôle-dipôle entre deux atomes circulaires, tout en limitant la perturbation de ces niveaux qui serait due à un couplage résonant. Ce calcul s'effectue de la même façon qu'en I.3, en diagonalisant le hamiltonien complet de la paire atomique[†]. Ce hamiltonien complet s'écrit

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{V}_{dd}(\mathbf{r}) \\ &= \hat{H}_{0,1} + \hat{H}_{0,2} + \hat{H}_{S,1} + \hat{H}_{S,2} + \hat{H}_{Z,1} + \hat{H}_{Z,2} + \hat{V}_{dd}(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (\text{IV.5})$$

où $\hat{H}_{0,i}, \hat{H}_{S,i}, \hat{H}_{Z,i}$ sont respectivement les hamiltoniens libre, Stark et Zeeman de l'atome i et \hat{H}_i le hamiltonien total de l'atome i isolé.

Nous pouvons, ici encore, écrire l'interaction entre un atome dans le niveau nC et

[†]. La même méthode permet tout aussi bien de calculer l'interaction entre deux atomes dans des niveaux différents, de même qu'en I.3.

un atome dans le niveau $n'C$ comme un hamiltonien effectif

$$V_{eff}/\hbar = \begin{pmatrix} C_{nC,n'C} & A_{nC,n'C} \\ A_{nC,n'C} & C_{nC,n'C} \end{pmatrix} \quad (\text{IV.6})$$

où $C_{nC,n'C}$ et $A_{nC,n'C}$ sont respectivement les termes d'interaction directe et d'échange entre les niveaux nC et $n'C$. De manière générale, ces termes se décomposent en une composante « van der Waals » en $1/r^6$ et une composante de couplage direct en $1/r^3$. De plus, ils dépendent désormais fortement des champs électrique et magnétique imposés.

Reprenons l'exemple d'une paire $|50C, 50C\rangle$. Les deux atomes étant dans le même état, l'interaction se limitera aux termes diagonaux du hamiltonien (IV.6) et aucune interaction d'échange n'aura lieu. Dans le paragraphe I.3.5, sans champ magnétique extérieur et sous 1 V/cm , le niveau de paire se mélangeait dès que la distance entre les deux atomes était inférieure à $10 \mu\text{m}$. Le résultat de ce calcul est à nouveau présenté en figure (IV.3 a). En refaisant le calcul avec un champ magnétique $B_z = 10 \text{ G}$, on obtient la courbe d'énergie présentée en figure (IV.3 b). Alors qu'en l'absence de champ

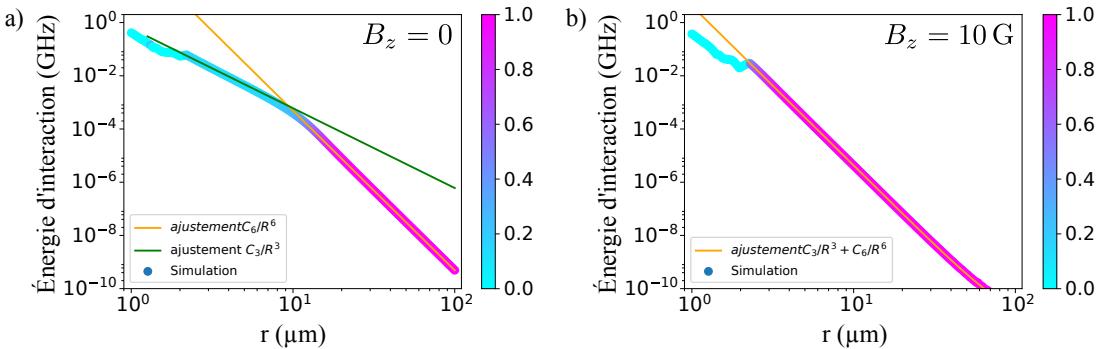


Figure IV.3 Déplacement en énergie de la paire $50C-50C$ par interaction dipolaire. Les deux atomes sont placés côté à côté sur l'axe Ox , sous un champ électrique de 1 V/cm selon l'axe Oz . L'échelle de couleur représente le carré de la projection sur l'état non perturbé $|50C, 50C\rangle$ de l'état propre du hamiltonien qui le suit adiabatiquement. **a)** Sans champ magnétique extérieur et **b)** avec un champ magnétique $B_z = 10 \text{ G}$ selon Oz .

magnétique le niveau de paire circulaire-circulaire était perturbé dès que la distance entre les deux atomes était inférieure à $10 \mu\text{m}$, un champ magnétique de 10 G selon Oz permet d'éviter cet effet. L'énergie d'interaction évolue ainsi en $1/r^6$ pour les distances supérieures à $2 \mu\text{m}$. Cependant, l'interaction est rendue moins forte. En effet, un ajustement en $1/r^6$ donne un coefficient de van der Waals $C_{6,50C-50C}(10 \text{ G}) = 4,45 \text{ GHz } \mu\text{m}^6$ au lieu de $489,18 \text{ GHz } \mu\text{m}^6$ en champ magnétique nul. Cela s'explique par le fait que le couplage dipolaire second de ordre varie comme l'inverse des distances en énergie entre le niveau de paire considéré et les niveaux médiateurs du couplage. Le champ magnétique ayant pour effet de déplacer les niveaux de paire de façon à supprimer les couplages quasi résonants, il s'en suit que les distances en énergie entre niveaux de paire sont augmentées et l'interaction d'autant diminuée.

En raison de cette réduction du coefficient de van der Waals C_6 , l'interaction à grande distance n'est plus dominée par les couplages de second ordre en $1/r^6$, mais par des couplages de premier ordre en $1/r^3$. Il devient donc nécessaire, afin de bien décrire l'évolution de l'énergie d'interaction à grande distance, de l'ajuster à une forme mixte en

$C_3/r^3 + C_6/r^6$. Un tel ajustement est présenté en figure (IV.3 b). Il donne les coefficients $C_{6,50C-50C}(10\text{ G}) = 4,23 \text{ GHz } \mu\text{m}^6$ et $C_{3,50C-50C}(10\text{ G}) = 1,02 \cdot 10^{-5} \text{ GHz } \mu\text{m}^3$. Dans les discussions qui suivent, nous nous limiterons à des distances inter-atomiques de l'ordre de $5 \mu\text{m}$, et omettrons par conséquent d'indiquer cette composante en $1/r^3$ de l'interaction, qui n'est importante qu'à grande distance.

Dans le cas d'une paire d'atomes dans l'état $|nC, n'C\rangle$ avec $n' \neq n$, une interaction d'échange décrite par le coefficient $A_{nC, n'C}$ aura lieu, en plus de l'interaction directe décrite par le coefficient $C_{nC, n'C}$. Celle-ci permet d'envisager la simulation d'un ensemble de spins $1/2$.

IV.3 Le hamiltonien XXZ simulé

IV.3.1 Équivalence avec une paire de spins $1/2$

Étant donné que nous souhaitons simuler une chaîne de spins $1/2$, il nous faut étendre la base des états accessibles. L'état d'un spin $1/2$ est décrit sur la base $\{|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle\}$ et l'état d'une paire de spins $1/2$ est décrit sur la base $\{|\uparrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\downarrow\downarrow\rangle\}$. Ainsi en encodant le spin sur des états de Rydberg circulaires par l'équivalence $|\uparrow\rangle = |nC\rangle, |\downarrow\rangle = |n'C\rangle$, le hamiltonien d'interaction de la paire de spin doit être étendu à la base $\{|nC, nC\rangle, |nC, n'C\rangle, |n'C, nC\rangle, |n'C, n'C\rangle\}$. Sur cette base, le hamiltonien d'interaction prend la forme

$$\hat{V}_{eff}/h = \begin{pmatrix} |nC, nC\rangle & |nC, n'C\rangle & |n'C, nC\rangle & |n'C, n'C\rangle \\ \langle nC, nC| & C_{nC, nC} & 0 & 0 \\ \langle nC, n'C| & 0 & C_{nC, n'C} & A_{nC, n'C} \\ \langle n'C, nC| & 0 & A_{nC, n'C} & C_{nC, n'C} \\ \langle n'C, n'C| & 0 & 0 & C_{n'C, n'C} \end{pmatrix} \quad (\text{IV.7})$$

Nous souhaitons écrire ce hamiltonien sur la base des opérateurs de spin. Pour chacun des spins, ces opérateurs sont décrits sur la base de l'identité et des matrices de Pauli $\{\mathbb{1}, \sigma^\alpha\}_{\alpha=x,y,z}$. Afin d'agir sur l'espace produit tensoriel de deux spins, il nous faut définir les opérateurs suivants

$$\begin{aligned} \sigma_1^\alpha &= \sigma^\alpha \otimes \mathbb{1} \\ \sigma_2^\alpha &= \mathbb{1} \otimes \sigma^\alpha, \end{aligned} \quad (\text{IV.8})$$

où l'indice 1 ou 2 indique sur quel atome agit l'opérateur. La famille formée par les produits matriciels deux à deux de ces opérateurs $\mathbb{1}^\ddagger$ et σ_i^α permet de générer tous les opérateurs agissant sur la paire de spins. Nous pouvons ainsi réécrire le hamiltonien

[‡]. Nous omettons délibérément la dimension de l'espace sur lequel agit l'opérateur d'identité. Celui-ci devrait en toute rigueur s'écrire $\mathbb{1} \otimes \mathbb{1} = \mathbb{1}^{\otimes 2}$.

d'interaction (IV.7) sous la forme

$$\begin{aligned}\hat{V}_{eff}/h &= \delta E \mathbb{1} + \frac{\delta\zeta}{2} (\sigma_1^z + \sigma_2^z) + J_z (\sigma_1^z \sigma_2^z) + J (\sigma_1^x \sigma_2^x + \sigma_1^y \sigma_2^y) \\ &= \begin{pmatrix} \delta E + \delta\zeta + J_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta E - J_z & 2J & 0 \\ 0 & 2J & \delta E - J_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta E - \delta\zeta + J_z \end{pmatrix},\end{aligned}\quad (\text{IV.9})$$

où l'on identifie :

$$\begin{cases} \delta E = (C_{nC,nC} + 2C_{nC,n'C} + C_{n'C,n'C}) / 4, \\ \delta\zeta = (C_{nC,nC} - C_{n'C,n'C}) / 2, \\ J_z = (C_{nC,nC} - 2C_{nC,n'C} + C_{n'C,n'C}) / 4, \\ J = A_{nC,n'C} / 2. \end{cases}\quad (\text{IV.10})$$

Notons que le terme $\delta E \mathbb{1}$ ne fait que redéfinir l'origine des énergies, et peut donc être ignoré. Le hamiltonien d'interaction de la paire devient ainsi

$$\hat{V}_{eff,2 \text{ atomes}}/h = \frac{\delta\zeta}{2} (\sigma_1^z + \sigma_2^z) + J_z (\sigma_1^z \sigma_2^z) + J (\sigma_1^x \sigma_2^x + \sigma_1^y \sigma_2^y). \quad (\text{IV.11})$$

IV.3.2 Extension à une chaîne de N atomes et habillage microonde

Le hamiltonien d'interaction à deux atomes s'étend facilement à une chaîne de N atomes régulièrement espacés d'une distance r et numérotés de 1 à N . Nous pouvons ici négliger les interactions au-delà du premier voisin. En effet, dès lors que les termes d'interaction évoluent en $1/r^6$, la contribution d'un second voisin est 64 fois plus petite que celle des premiers voisins. Le hamiltonien d'interaction d'une telle chaîne de spin s'écrit alors, en généralisant le hamiltonien à deux atomes (IV.11),

$$\hat{V}_{eff,N}/h = \frac{\delta\zeta}{2} (\sigma_1^z + \sigma_N^z) + \delta\zeta \sum_{i=2}^{N-1} \sigma_i^z + J_z \sum_{i=1}^{N-1} \sigma_i^z \sigma_{i+1}^z + J \sum_{i=1}^{N-1} (\sigma_i^x \sigma_{i+1}^x + \sigma_i^y \sigma_{i+1}^y), \quad (\text{IV.12})$$

où les opérateurs de spin σ_i^α agissant sur l'atome i sont définis par

$$\sigma_i^\alpha = \mathbb{1} \downarrow \otimes \cdots \otimes \overset{i}{\sigma^\alpha} \otimes \cdots \otimes \mathbb{1} \downarrow^N. \quad (\text{IV.13})$$

Le premier terme du hamiltonien (IV.15) provient d'un effet de bord : les atomes à chaque bout de la chaîne n'ont chacun qu'un seul voisin, cependant que les autres atomes en ont chacun deux. L'énergie d'interaction des atomes 1 et N est donc deux fois inférieure à celle des atomes du « cœur » de la chaîne, numérotés de 2 à $N - 1$.

Le hamiltonien d'interaction (IV.15) ne décrit que l'interaction dipôle-dipôle entre ces atomes. Or l'évolution de la chaîne de spin dépend également du hamiltonien libre \hat{H}_0 de chaque atome, qui induit une différence d'énergie $\hbar\nu_0$ entre les niveaux $|nC\rangle = |\uparrow\rangle$ et $|n'C\rangle = |\downarrow\rangle$. Cette contribution s'écrit sous la forme d'un hamiltonien libre à N

atomes $\hat{H}_{0,N}/h = \frac{\nu_0}{2} \sum_{i=1}^N \sigma_i^z$. De plus, un champ microonde peut coupler les deux niveaux de atomiques avec une pulsation de Rabi Ω et un désaccord $\delta\nu$ par rapport à la transition atomique. En se plaçant dans le référentiel tournant à la fréquence du champ microonde et sous l'approximation séculaire, ce champ microonde agit sur chaque atome par le hamiltonien $\hat{H}_{\mu o}/h = \frac{\Omega}{2}\sigma_i^x + \frac{\delta\nu}{2}\sigma_i^z$.

Ces deux contributions s'ajoutent au hamiltonien d'interaction, et nous aboutissons à un hamiltonien total

$$\begin{aligned} \hat{H}/h &= \hat{H}_{0,N}/h + \hat{H}_{\mu o,N}/h + \hat{V}_{eff,N}/h \\ &= \frac{\nu_0}{2} \sum_{i=1}^N \sigma_i^z + \frac{\Omega}{2} \sum_{i=1}^N \sigma_i^x + \frac{\delta\nu - \nu_0}{2} \sum_{i=1}^N \sigma_i^z + \frac{\delta\zeta}{2} (\sigma_1^z + \sigma_N^z) + \delta\zeta \sum_{i=2}^{N-1} \sigma_i^z \\ &\quad + J_z \sum_{i=1}^{N-1} \sigma_i^z \sigma_{i+1}^z + J \sum_{i=1}^{N-1} (\sigma_i^x \sigma_{i+1}^x + \sigma_i^y \sigma_{i+1}^y). \end{aligned} \quad (\text{IV.14})$$

La factorisation de cette expression amène finalement au hamiltonien « XXZ » d'une chaîne de spins couplés :

$$\begin{aligned} \hat{H}_{XXZ,N} &= J \cdot \left[\sum_{i=1}^{N-1} \left(\sigma_i^x \sigma_{i+1}^x + \sigma_i^y \sigma_{i+1}^y + \frac{J_z}{J} \sigma_i^z \sigma_{i+1}^z \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\Delta}{2J} \sum_{i=1}^N \sigma_i^z + \frac{\Omega}{2J} \sum_{i=1}^N \sigma_i^x \right] - \frac{\delta\zeta}{2} (\sigma_1^z + \sigma_N^z), \end{aligned} \quad (\text{IV.15})$$

où $\Delta = \delta\nu + \delta\zeta$. Sous cette forme, le couplage transverse entre les spins de la chaîne est réglé par le paramètre J et le couplage longitudinal par le paramètre J_z . Le paramètre d'anisotropie du couplage est donné directement par le rapport J_z/J . Le couplage microonde entre les niveaux atomiques est équivalent, pour des spins, à la présence d'un champ magnétique externe. La composante longitudinale de ce « champ » est représentée par le terme $\Delta/(2J)$ et sa composante transverse par le terme $\Omega/(2J)$. Le dernier terme du hamiltonien représente l'effet de bord de la chaîne évoqué plus haut, qui déplace l'énergie des atomes à chaque bout de la chaîne.

Les paramètres permettant l'exploration de différents régimes d'interaction et d'évolution de la chaîne se réduisent en fin de compte aux trois rapports J_z/J , Ω/J et Δ/J .

IV.3.3 Contrôle du hamiltonien et choix des niveaux 50C et 48C

Le niveau de contrôle du hamiltonien (IV.15) est limité par la gamme accessible au rapport J_z/J . Les rapports Ω/J et Δ/J sont en effet facilement contrôlables par les paramètres du champ microonde utilisé, alors que J_z/J dépend des niveaux atomiques choisis et des champs électrique et magnétique extérieurs.

Le rapport J_z/J dépend tout particulièrement de la différence de nombre quantique principal entre les deux niveaux atomiques choisis. La dépendance des termes d'échange et d'interaction directe en fonction des niveaux atoïques est discutée en détail dans la thèse de Thanh Long Nugyen [29]. Les calculs d'interaction montrent que pour une paire $|nC, n'C\rangle$, si $|n - n'| = 1$, le terme d'échange est très grand et varie en $1/r^3$. On se trouve alors dans une situation où J_z/J est toujours petit devant 1 et

dépend de la distance inter-atomique. Au contraire, si $|n - n'| > 2$ alors le terme d'échange devient vite négligeable et J_z/J est toujours grand devant 1. On se trouve dans une situation quasi classique où l'interaction entre les particules se limite à un déplacement d'énergie répulsif. Enfin, la situation $|n - n'| = 2$ permet d'obtenir des termes d'échange et d'interaction directe qui sont comparables et évoluent tous deux en $1/r^6$. Le rapport J_z/J ne dépend pas que de la différence $|n - n'|$, mais aussi du nombre quantique principal n lui-même. En effet, les termes d'interaction directe et d'échange entre les niveaux $|nC\rangle$ et $|(n-2)C\rangle$ ne varient pas de la même façon avec n . Le choix $n = 50, n' = 48$ permet de se situer dans un domaine propice à la flexibilité du simulateur, où J_z et J sont comparables, tout en laissant la possibilité de contrôler la valeur de J_z/J en faisant varier les champs électrique et magnétique extérieurs. La figure (IV.4) représente les valeurs accessibles de J_z/J pour les niveaux $|50C\rangle$ et $|48C\rangle$, en fonction du champ électrique imposé, pour différents champs magnétiques.

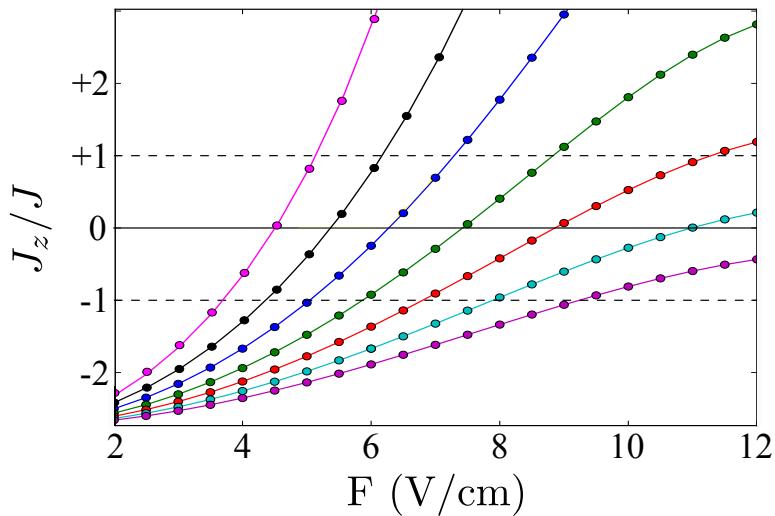


Figure IV.4 Variation de J_z/J pour une paire d'atomes dans les niveaux $|50C\rangle$ et $|48C\rangle$, en fonction du champ électrique F . Le champ électrique est dirigé selon Oz et les atomes sont séparés d'une distance $r = 5 \mu\text{m}$ selon l'axe Ox . Les points sont obtenus par diagonalisation du hamiltonien de paire complet pour différentes valeurs de champ magnétique $B_z = 9, 10, 11, 12, 13, 14$ et 15 G , de gauche à droite (points de couleur magenta, noir, bleu, vert, rouge, cyan et violet respectivement). Les lignes qui les relient sont des guides visuels.

Les niveaux atomiques choisis permettent de varier facilement le rapport J_z/J sur une large gamme allant de -3 à $+3$, en balayant le champ électrique F . Le contrôle de la source microonde couplant les niveaux atomiques $50C$ et $48C$ permet de varier facilement les termes Ω et Δ du hamiltonien (IV.15). Le contrôle du champ électrique comme de la source microonde sont rapides, de l'ordre de la nano-seconde. Le hamiltonien est ainsi sous contrôle expérimental intégral, à des échelles temporelles très inférieures au temps caractéristique de l'évolution du système, dominé par le terme d'échange dans l'interaction. Ce temps d'échange est donné par $\tau_{\text{éch}} = 1/(4J) = 14,7 \mu\text{s}$ si les atomes sont séparés de $r = 5 \mu\text{m}$ et $108 \mu\text{s}$ si les atomes sont séparés de $r = 7 \mu\text{m}$.

Grâce à ce très bon niveau de contrôle du hamiltonien, il est possible d'explorer à volonté le diagramme de phase présenté en figure (IV.5), extrait des résultats de [38] et détaillé dans [37]. Ce diagramme présente une grande richesse de phases et de transitions

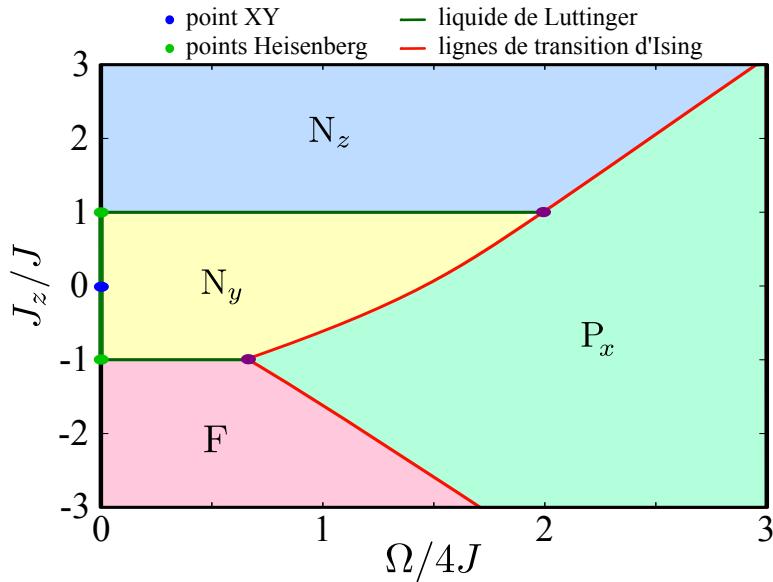


Figure IV.5 Schéma du diagramme de phase du hamiltonien (IV.15) pour $\Delta = 0$ et en négligeant le terme d'effet de bord $\delta\zeta$. Les différentes phases représentées sont : une phase P_x dans laquelle les spins suivent un ordre ferromagnétique selon la direction x , une phase F ferromagnétique selon la direction z , deux phases de Néel N_y et N_z selon les axes y et z respectivement. La phase P_x est séparée des autres par des lignes « de transition d'Ising », le long desquelles le système se réduit au modèle d'Ising. Le long des frontières entre les phases N_z et N_y et entre les phases N_y et F , le système se comporte comme un « liquide de Luttinger », généralisation en présence d'un champ magnétique des « points de Heisenberg ». Le point singulier XY marque la situation où le terme J_z est nul.

de phase. Une approche statique permettrait de calibrer le simulateur sur des phases connues, puis de simuler une évolution adiabatique passant par des transitions de phase quantiques. Le rapidité de contrôle du hamiltonien permettrait ensuite de simuler des trempe : des changements de paramètres brusques induisant des états hors-équilibre.

IV.4 Principes techniques du simulateur

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous discutons les techniques nécessaires à la réalisation du simulateur quantique proposé : le piégeage laser des atomes de Rydberg circulaire, l'accroissement de leur durée de vie par inhibition de l'émission spontanée et la méthode d'« évaporation van der Waals » permettant la préparation déterministe d'une chaîne régulière d'atomes de Rydberg.

IV.4.1 Piégeage laser des Rydberg circulaires

Les atomes de Rydberg circulaires peuvent être piégés grâce au potentiel pondéromoteur créé, pour l'électron de valence, par un faisceau laser. Cet électron de valence, quasi libre, se comporte comme une particule chargée dans un champ électrique rapidement oscillant. Il subit ainsi un déplacement d'énergie positif, proportionnel à l'intensité

lumineuse I_L [39] :

$$\mathcal{E} = \frac{q^2}{2m_e\epsilon_0 c \omega_L^2} I_L = \frac{\hbar\alpha}{m_e \omega_L^2} I_L, \quad (\text{IV.16})$$

où $\omega_L/2\pi$ est la fréquence du laser et $\alpha = q^2/(4\pi\hbar\epsilon_0 c)$ est la constante de structure fine. Le cœur positif de l'atome de Rydberg subit un déplacement d'énergie négatif $\mathcal{E}_{\text{coeur}} = -h\alpha I_L/(M\omega_l^2)$, où M est la masse du cœur atomique. Celle-ci étant très grande devant la masse m_e de l'électron, l'effet du laser sur le cœur atomique peut être négligé. En fin de compte, le potentiel pondéro-moteur (IV.16) agit sur l'atome de Rydberg de sorte que celui-ci recherche les basses intensités lumineuses.

La géométrie que nous cherchons à obtenir est une chaîne unidimensionnelle. Le confinement radial selon l'axe Ox est assuré par un faisceau « creux » de longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm, présentant un profil d'intensité de Laguerre-Gauss d'ordre $(0, 1)$. Ce profil d'intensité LG_0^1 est proportionnel à $(2\rho^2/w^4) \cdot e^{-2\rho^2/w^2}$, où ρ est la distance à l'axe optique et w le col du faisceau[§]. La figure (IV.6 a) représente le potentiel créé par ce faisceau dans le plan $x = 0$, pour une puissance laser de 0,5 W focalisée sur un col $w = 7$ μm. Dans ces conditions, les atomes sont piégés transversalement à l'axe Ox avec des fréquences de piégeage $\omega_y = \omega_z = 2\pi \times 12$ kHz.

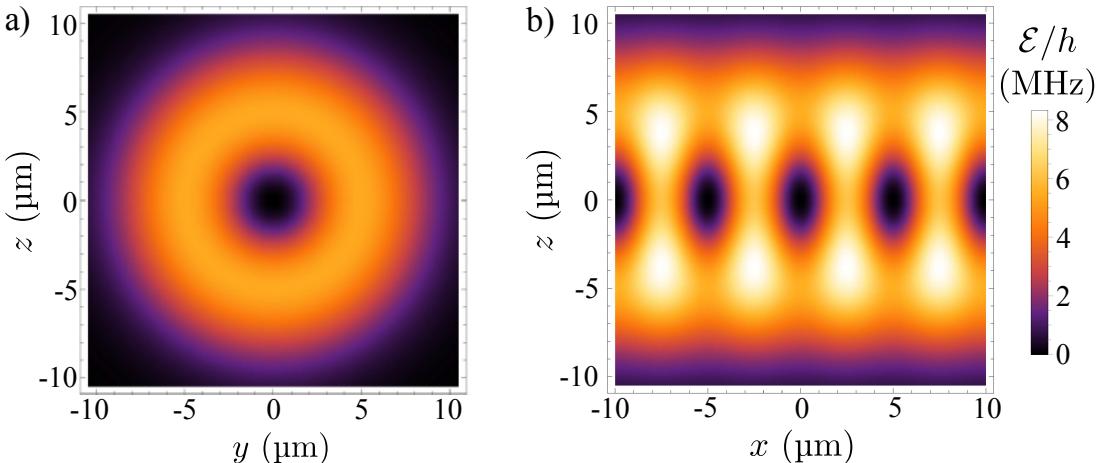


Figure IV.6 **a)** Coupe dans le plan yOz du potentiel pondéro-moteur créé par le faisceau Laguerre-Gauss se propageant selon l'axe Ox . **b)** Coupe dans le plan xOz du potentiel de piégeage pondéro-moteur créé par le faisceau Laguerre-Gauss et les deux faisceaux gaussiens en interférence. Le potentiel est exprimé en unités de fréquence. L'échelle de couleur est commune aux deux graphes.

Le confinement longitudinal doit permettre de fixer la distance séparant les atomes de la chaîne. Ce piégeage doit donc être périodique. En effet, l'interaction de van der Waals répulsive les atomes de Rydberg entraînerait un mouvement important des atomes le long de l'axe Ox en l'absence de piégeage périodique longitudinal. Afin de réaliser ce confinement, nous proposons d'utiliser un réseau lumineux d'un pas ajustable de l'ordre de $d = 5$ à 7 μm. Ce réseau est créé par l'interférence à petit angle

[§]. La définition du col pour un profil de Laguerre-Gauss découle directement de celle pour un faisceau gaussien.

de deux faisceaux gaussiens. Ceux-ci sont décalés en fréquence de quelques dizaines de MHz par rapport au faisceau Laguerre-Gauss afin de ne pas interférer avec lui. Les deux faisceaux gaussiens se propagent dans le plan xOy avec un angle $\pm\theta$ par rapport à l'axe Oy . Pour obtenir un pas de réseau de $d = 5$ ou $7 \mu\text{m}$, cet angle doit prendre respectivement les valeurs $\theta = 5,7^\circ$ ou $\theta = 4,1^\circ$. Ces deux faisceaux gaussiens sont allongés selon l'axe Ox afin que le réseau créé puisse recouvrir toute la longueur de la chaîne atomique. Ainsi, leur col selon x vaut $w_x = 200 \mu\text{m}$ alors que leur col selon z vaut $w_z = 7 \mu\text{m}$. Dans ces conditions, et avec une puissance totale par faisceau de 1,45 W pour $d = 5 \mu\text{m}$, ou de 2,8 W pour $d = 7 \mu\text{m}$, les atomes sont piégés dans la direction x avec une fréquence $\omega_x = 2\pi \times 24 \text{ kHz}$ et une profondeur de piège proche de 4 MHz, soit environ 200 μK .

Le potentiel créé dans le plan xOz par la superposition du faisceau Laguerre-Gauss et de ces deux faisceaux gaussiens est représenté en figure (IV.6 b), pour un pas de réseau de $5 \mu\text{m}$. Nous disposons ainsi d'une chaîne de pièges profonds régulièrement espacés sur l'axe Ox .

IV.4.2 Préservation des états de Rydberg

Le piégeage laser présenté ci-dessus permet de fixer les positions des atomes de Rydberg circulaires au sein d'une chaîne unidimensionnelle. Si l'on en reste au calcul de I.2.2, chaque atome dans le niveau 50C a une durée de vie de 8,36 ms. Une chaîne de quarante atomes a ainsi une durée de vie de $8,36/40 = 0,21 \text{ ms}$. Avec des atomes séparés de $d = 5 \mu\text{m}$ et donc un temps d'échange $\tau_{\text{éch}} = 14,7 \mu\text{s}$, la chaîne d'atomes vit le temps d'une quinzaine d'échanges. C'est-à-dire qu'une excitation placée à un bout de la chaîne n'aurait pas le temps de se propager jusqu'au milieu de la chaîne. La solution la plus évidente pour rallonger la durée de vie d'un niveau de Rydberg consiste à refroidir l'environnement. Cependant, cela ne permettrait ici de l'améliorer que d'un facteur $8,36/28,65 \simeq 3,5$.

Comme nous l'avons vu en I.2.2, le seul processus limitant la durée de vie à température nulle d'un niveau de Rydberg circulaire nC est la désexcitation spontanée vers le niveau $(n - 1)C$ par une transition σ^+ . Inhiber cette transition pourrait ainsi permettre d'augmenter significativement le temps de vie d'un niveau circulaire. Mais comment inhiber l'émission spontanée ? L'effet Purcell, observé en 1946 [40], consiste à augmenter le taux d'émission spontanée en plaçant le système émetteur dans une cavité résonante avec la transition considérée. Cet effet repose sur l'augmentation des fluctuations du vide électromagnétique dans le mode d'émission. Au contraire, il s'agit pour nous de réduire le plus possible ces fluctuations afin d'inhiber l'émission. Pour cela, il suffit que la cavité soit de dimensions plus petites que la longueur d'onde du rayonnement que l'on souhaite inhiber [41, 42]. Plus précisément, dans le cas d'un condensateur formé de deux plans parallèles, la distance D entre ces deux plans doit être inférieure à la moitié de la longueur d'onde λ du rayonnement :

$$D < \lambda/2. \quad (\text{IV.17})$$

Les transitions $50C \rightarrow 49C$ et $48C \rightarrow 47C$ ont des fréquences respectives de 54,249 GHz et 61,407 GHz, correspondant à des longueurs d'onde de 5,525 mm et 4,882 mm. La condition (IV.17) nous impose donc de placer les atomes de Rydberg circulaires dans

un condensateur dont les deux plaques sont distantes de $D < 2,4$ mm. Dans le cas d'un condensateur infini idéal, cela suffirait à inhiber complètement le rayonnement à ces fréquences, et ainsi à rendre la durée de vie des niveaux circulaires infinie.

En pratique, il est nécessaire de tenir compte de la taille et de la conductivité finies du condensateur dans lequel nous placerons les atomes. Une simulation effectuée avec la suite logicielle CST Studio permet de calculer numériquement le taux d'émission spontanée résiduelle Γ des atomes à l'intérieur d'un condensateur formé de deux plaques d'or carrées de côté a , refroidies à une température d'1 K et distantes de D . La figure (IV.7) représente le rapport Γ/Γ_{48C} en fonction de a et D , où Γ_{48C} est le taux d'émission spontanée depuis le niveau circulaire 48C dans l'espace libre. Nous choisissons les

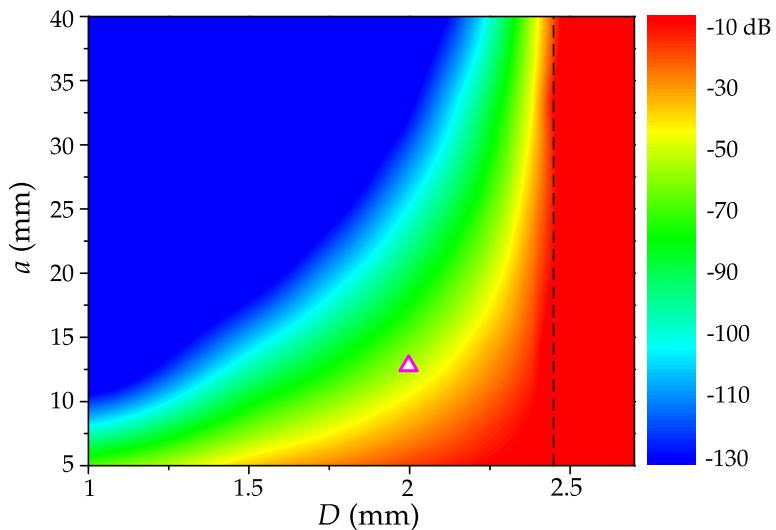


Figure IV.7 Rapport d'inhibition de l'émission spontanée Γ/Γ_{48C} en échelle log, en fonction de l'espacement D et de la taille a du condensateur. La ligne pointillée se situe à $D = \lambda/2$ et le triangle rouge représente les paramètres choisis $D = 2$ mm et $a = 13$ mm. L'émission spontanée y est inhibée de 50 dB.

paramètres $D = 2$ mm et $a = 13$ mm, où l'émission spontanée depuis le niveau 48C est inhibée d'un facteur 50 dB. Cela amène la durée de vie du niveau 48C à environ 2500 s. L'effet d'inhibition est encore meilleur pour le niveau 50C puisque l'émission spontanée depuis celui-ci se fait à une longueur d'onde plus grande.

Dès lors que l'on presque supprimé le facteur principal limitant la durée de vie des niveaux de Rydberg, il devient nécessaire de prendre en compte des facteurs qui paraissaient auparavant négligeables : la présence de photons thermiques à température finie, les collisions avec le gaz résiduel, la photo-ionisation due au laser de piégeage ainsi que la diffusion élastique des photons de ce même laser, la relaxation dipolaire, et le mélange des niveaux circulaires avec des niveaux elliptiques.

Le premier de ces facteurs est la température finie de l'environnement. Celle-ci induit des photons thermiques dans le domaine microonde qui stimulent la transition π depuis le niveau nC vers l'un des deux niveau elliptiques $(n+1)E^\pm$ de la multiplicité du dessus. Ces transitions ne sont pas inhibées par le condensateur. Au contraire, elles sont favorisées par le grand nombre de modes électromagnétiques qui peuvent se propager entre les deux plaques et parallèlement à celles-ci. Le taux d'émission de ces transitions

est augmenté d'un facteur ≈ 2 . Il est donc important de refroidir l'environnement expérimental le mieux possible, et nous proposons une température de 0,4 K, accessible avec un cryostat à ^3He sans dilution. Un deuxième facteur de réduction de la durée de vie provient des collisions des atomes avec le gaz résiduel dans l'enceinte à vide.

En environnement cryogénique, des pressions de l'ordre de 10^{-14} mbar sont accessibles sans trop de difficulté [43, 44], limitant cet effet. La photo-ionisation des atomes de Rydberg due au laser de piégeage doit aussi être prise en compte. Heureusement, cet effet reste petit pour les niveaux circulaires, en raison du mauvais recouvrement entre leur fonction d'onde et les fonctions d'onde des électrons dans le continuum ¶. Les photons du laser de piégeage peuvent également être élastiquement diffusés par les électrons de Rydberg. L'électron recevrait alors une importante quantité de mouvement causant une transition vers un niveau elliptique. La contribution de cet effet peut être calculée dans un modèle classique de diffusion Thomson. Les processus de relaxation dipolaire peuvent limiter la durée de vie : une paire d'atomes dans le niveau $|nC, nC\rangle$ est transférée dans le niveau de paire $|nE^-, nE^-\rangle$, et l'énergie libérée par cette transition est convertie en énergie cinétique. Les deux atomes elliptiques concernés seraient alors expulsés à grande vitesse. Cependant, l'élément de matrice de transition entre l'état initial piégé et l'état final, qui est une onde plane d'énergie élevée, est faible.

Enfin, en raison des interactions dipôle-dipôle, les niveaux de paire circulaire-circulaire sont perturbés et mélangés avec des niveaux de paires elliptiques, comme nous l'avons évoqué en IV.2.1. Or les niveaux elliptiques nE^\pm peuvent se désexciter spontanément par d'autres transitions que le niveau circulaire nC , en particulier vers le niveau $(n-1)C$ par une transition π et vers le niveau $(n-2)C$ par une transition σ^+ de plus petite longueur d'onde. Aucune de ces deux transitions, représentées en figure IV.8, n'étant inhibée par le condensateur, il est important de limiter au mieux le mélange des niveaux de paire, en imposant un champ électrique et un champ magnétique qui permettent de lever les dégénérescences entre niveaux de paire.

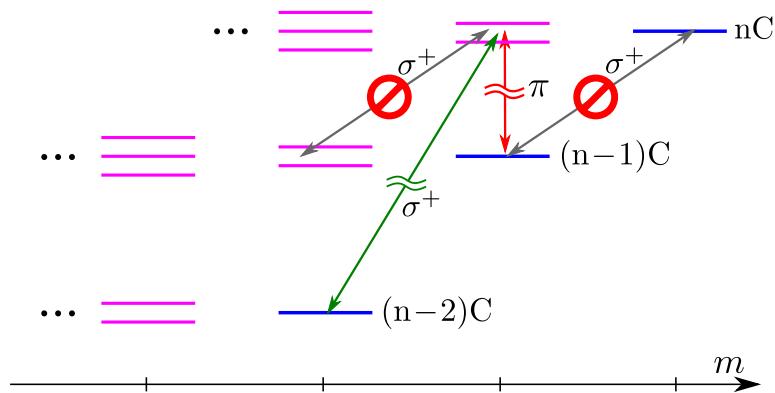


Figure IV.8 Transitions spontanées depuis le niveau circulaire nC et les niveaux elliptiques nE^\pm . Les transitions σ^+ de la multiplicité n vers la multiplicité $n - 1$ sont inhibées par le condensateur. Les transitions π et σ^+ depuis les niveaux nE^\pm vers les niveaux $(n - 1)C$ et $(n - 2)C$ respectivement ne sont pas inhibées.

¶. Les fonctions d'onde électroniques dans le continuum oscillent rapidement, alors que la fonction d'onde de l'électron dans un niveau circulaire varie lentement avec la distance au noyau.

Les contributions de chacun de ces effets sont discutées dans la thèse de Thanh Long Nguyen [29] et dans [37]. Le tableau IV.1 en fait la synthèse En tenant compte

Table IV.1 Contributions des différents effets limitant le temps de vie des atomes circulaires, pour une paire d'atomes dans le niveau 48C, séparés d'une distance $d = 5 \mu\text{m}$, sous un champ électrique $F = 6 \text{ V/cm}$ et un champ magnétique $B_z = 13 \text{ G}$. Les atomes sont placés dans un condensateur de taille $a = 13 \text{ mm}$ et d'écartement $D = 2 \text{ mm}$ et l'environnement est refroidi à $0,4 \text{ K}$ sous une pression de 10^{-14} mbar .

| Phénomène | Temps de vie (s) |
|---|------------------|
| Émission spontanée résiduelle | 2500 |
| Émission stimulée par rayonnement du corps noir | 630 |
| Collisions avec le gaz résiduel à 10^{-14} mbar | 400 |
| Photo-ionisation | ∞ |
| Diffusion élastique des photons du piège | >180 |
| Relaxation dipolaire | ∞ |
| Mélange des niveaux de paire | 88 |
| Temps de vie total | 47 |

de tous ces effets, nous estimons la durée de vie d'un atome individuel à 47 s. La durée de vie d'une chaîne de 40 atomes est alors supérieure à la seconde. Cette borne inférieure est vérifiée dans l'ensemble du domaine de champs électrique et magnétique représenté en figure IV.4 permettant le contrôle du paramètre J_z/J . Cette durée de vie supérieure à une seconde représente de l'ordre de 80 000 temps d'échange $\tau_{\text{éch}}$ à $d = 5 \mu\text{m}$. Le simulateur quantique pourra ainsi évoluer sur des temps très longs et permettre d'observer des dynamiques lentes telles que des rétablissements d'équilibre ou des processus de thermalisation.

IV.4.3 Préparation déterministe d'une chaîne

Chapitre V

Des atomes de Rydberg circulaires sur puce

V.1 Modifications du dispositif expérimental

V.1.1 Contrôle du champ perpendiculaire à la puce

Toutes les expériences que nous décrirons dans la suite de cette thèse ayant trait au niveau 60S ont été réalisées à l'aide de ce circuit. Une particularité de son fonctionnement réside dans le fait que la phase d'excitation des atomes de Rydberg se fait à tension constante, et que le contrôle dynamique de la tension n'est permis que lors de la phase de détection, qui nécessite une rampe de tension comme évoqué en II.2.2. Cette limitation sera corrigée plus tard par l'introduction d'un second circuit de contrôle, représenté en figure (V.1) et son fonctionnement est détaillé ci-après. Ce second circuit, qui permet l'application de deux rampes de tensions indépendantes pour l'excitation et la détection, a été utilisé dans toutes les expériences que nous décrirons ayant trait au niveau circulaire 50C.

Dans ce second circuit de contrôle de tension, l'ordinateur de contrôle permet de programmer une rampe arbitraire sur chacun des générateurs. La tension fournie par le générateur « détection » est amplifiée 50 fois et devient « V_{ion} ». V_{ion} est introduite dans la voie haute tension du circuit de contrôle. La tension fournie par le générateur « Stark » n'est pas amplifiée et est appelée « V_{Stark} ». V_{Stark} est introduite dans la voie basse tension du circuit de contrôle. Pendant la phase d'excitation, le signal TTL est éteint. L'optocoupleur de la voie haute tension est alors bloquant, et les deux optocoupleurs de la voie basse tension sont passants. L'optocoupleur du haut sert à faire passer les tension négatives et celui du bas les tensions positives. Chacun est isolé par une diode à sa sortie, adaptée au sens de circulation du courant dans chaque voie. La tension V_{Stark} est alors directement appliquée aux électrodes. Pendant la phase de détection, le signal TTL est allumé. Les optocoupleurs de la voie basse tension deviennent bloquants et celui de la voie haute tension devient passant. La tension V_{ion} est alors directement appliquée aux électrodes. Les tensions en fin de rampe de détection peuvent aller de -150 V pour les niveaux voisins du 60S, et jusqu'à -500 V pour les niveaux voisins du 50C. Nous avons donc conçu ce circuit de contrôle en conséquence, en utilisant des optocoupleurs MOC8204M capables de bloquer des tensions élevées.

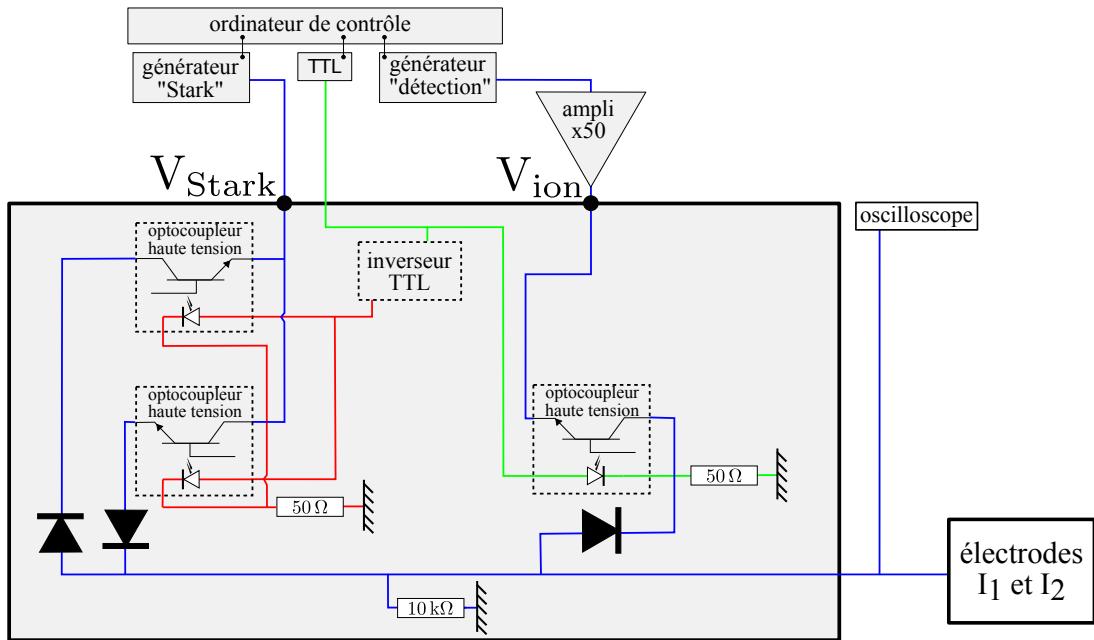


Figure V.1 Second circuit de contrôle de la tension des électrodes d'ionisation. Les tensions sont fournies par deux générateurs de fonctions arbitraires indépendants et appliquées directement aux électrodes par deux voies séparées (voie basse tension à gauche et voie haute tension à droite).

V.1.2 Contrôle du champ parallèle à la puce

Les dispositifs de contrôle des champs électriques que nous venons de présenter ont une lacune majeure : ils ne permettent de varier le champ électrique que perpendiculairement à la puce, soit dans la direction y . Lorsque nous avons commencé à travailler dans l'optique d'obtenir des atomes de Rydberg circulaires, nous avons souhaité pouvoir contrôler le champ électrique parallèlement à la puce. Cela a deux conséquences. En premier lieu, nous serons en mesure de compenser les champs résiduels dans les directions x et z . En second lieu, cela permettra d'appliquer un champ électrique radio-fréquence polarisé, nécessaire à la circularisation des niveaux de Rydberg, qui sera discutée au chapitre V.

Notre dispositif de contrôle du champ parallèle à la puce consiste en quatre électrodes cylindriques (« électrodes RF »), disposées en carré autour de la zone de piégeage des atomes. En appliquant des tensions arbitraires sur ces électrodes, nous pourrons compenser les champs résiduels dans les directions x et z , et espérer compenser même les gradients de champ dans ces directions. En leur appliquant des tensions oscillant à une fréquence de 230 MHz avec des phases bien optimisées, nous pourrons générer un champ électrique radio-fréquence arbitrairement polarisé au niveau des atomes.

La figure V.2 montre la disposition de ces électrodes au cœur du dispositif expérimental.

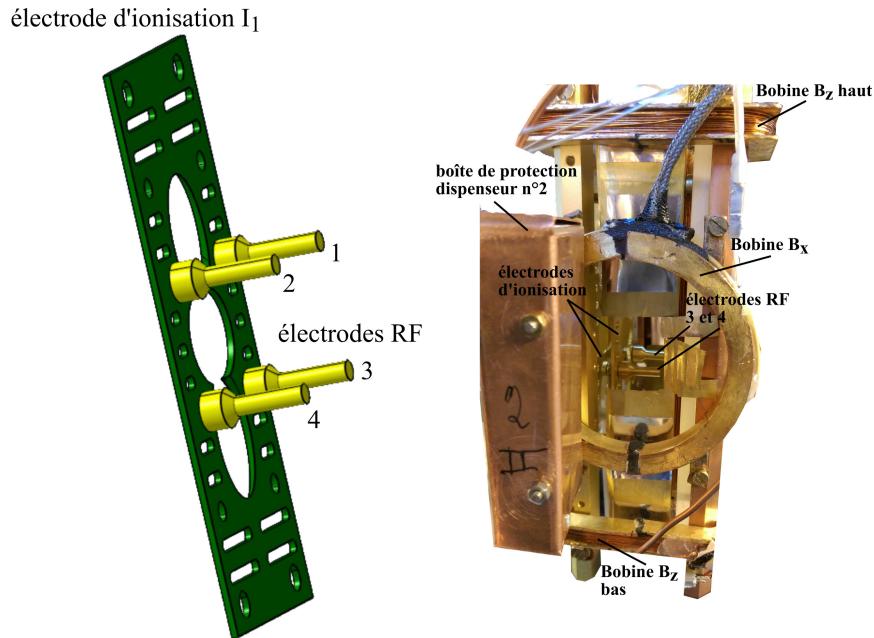


Figure V.2 Électrodes « RF » de circularisation et de contrôle du champ parallèle à la puce. À gauche, schéma représentant les électrodes RF, fixées sur l'électrode d'ionisation I_1 , et numérotées de 1 à 4. À droite, photographie du cœur de l'expérience. On y voit la « boîte » de protection de l'un des dispenseurs de rubidium, les bobines de biais B_z et l'une des bobines de biais B_x , les deux électrodes d'ionisation, et les deux électrodes RF du bas (3 et 4).

Description technique du dispositif

Chaque électrode RF est un cylindre de 6 mm de diamètre et de 12 mm de long, en cuivre doré. Les quatre cylindres sont disposés perpendiculairement à la puce en un carré de 30 mm de côté. Afin de fixer les cylindres au sein du dispositif, nous avons percé des trous dans l'électrode d'ionisation I_1 . Chaque électrode est fixée par une tige filetée traversant l'un de ces trous et maintenue par un écrou. Or les électrodes RF doivent être isolées de l'électrode I_1 . Les écrous de fixation sont ainsi isolés de I_1 par des rondelles en nylon. Les tiges filetées sont quant à elles isolées par des espaces en céramique MACOR, logés dans la base élargie et évidée de chaque cylindre et traversant l'électrode I_1 . Le recouvrement de ces pièces diélectriques par les électrodes elles-mêmes est crucial, afin de limiter au maximum l'exposition des atomes à des surfaces non-conductrices susceptibles d'emmagasiner des charges électriques et de créer ainsi des champs parasites. La longueur des cylindres en cuivre et l'épaisseur des espaces en céramique sont calculés pour que le bout de chaque cylindre arrive à une distance d'environ 2 mm de la surface de la puce.

La tension appliquée à chacune des électrodes RF est amenée *via* des câbles coaxiaux, permettant de propager des signaux radio-fréquence aussi bien que des tensions constantes. Ces câbles coaxiaux semi-rigides fins traversent le cryostat, sont thermalisés à 4,2 K au fond de la jupe hélium. À l'approche du cœur de l'expérience, ils sont terminées par des connecteurs SMA, auxquels viennent se brancher des câbles plus courts et plus épais. Cette deuxième section de câblage a deux intérêts. Premièrement,

la connexion des câbles aux cosses qui sont en contact avec les électrodes est facilitée par l'épaisseur et la solidité de ces deuxièmes câbles. Ces cosses sont intercalées entre l'écrou de fixation de chaque électrode et un second écrou de blocage, qui garantit le contact électrique avec la tige filetée et ainsi avec l'électrode. Deuxièmement, cela nous permet, au prix d'une simple déconnexion de connecteurs SMA, de démonter ou ajuster indépendamment les câbles coaxiaux semi-rigides et le porte-puce assorti de ses électrodes.

Les tensions constantes appliquées aux électrodes sont fournies par une source analogique contrôlée par ordinateur, dont les sorties sont filtrées par un circuit RC de temps caractéristique $\tau = 1 \mu\text{s}$. Cela permet de réduire le bruit électrique de cette source à une amplitude inférieure à 5 mV_{pp} .

Simulation du champ créé par les électrodes RF

Il était important, afin de bien concevoir la géométrie de ces électrodes RF, de savoir quel serait l'effet des tensions appliquées dessus en termes de champ électrique au niveau des atomes. L'estimation du champ créé ne peut pas se faire simplement par les approximations de conducteurs infinis pour lesquels il suffirait de diviser la différence de potentiel entre eux par la distance les séparant. En effet, la géométrie des électrodes est assez éloignée de ce genre de modèle et limite ainsi déjà la validité qu'aurait une telle approximation. De plus, la région où nous souhaitons créer du champ électrique est très proche de la puce, entre 0,5 et 2 mm de celle-ci. C'est-à-dire que d'une part cette région est située en dehors du volume délimité par les quatre électrodes, et d'autre part que la présence proche d'une surface conductrice considérée comme infinie (la puce) perturbera grandement les lignes de champ dans cette région.

Afin d'estimer le champ créé par les électrodes, nous avons utilisé le logiciel SIMION, destiné au calcul de potentiels et champs électriques et de trajectoires de particules chargées dans des structures arbitraires. Les éléments que nous y avons programmés sont les suivants : la surface de la puce, les électrodes RF et les électrodes d'ionisation. Cette structure simplifiée est représentée en figure (V.3).

Nous présentons ci-dessous un exemple de simulation où l'on impose les potentiels suivants : 10 V aux deux électrodes RF du haut (1 et 2), -10 V aux deux électrodes RF du bas (3 et 4), et 0 V à la puce et aux électrodes d'ionisation. On espère alors appliquer un champ électrique vertical dirigé vers le bas au niveau des atomes.

La figure (V.4) présente le résultat de la simulation. Les deux graphes à grande échelle (en haut), permettent de confirmer que le champ créé est largement selon z . En effet, la composante F_z varie de 3 V/cm à -5 V/cm lorsque la composante F_x varie de -0,08 V/cm à 0,08 V/cm. L'on retrouve le comportement idéal des conducteurs infinis dans la zone au centre des électrodes RF, autour du point ($y = 8 \text{ mm}, z = 0$) : le champ y est homogène avec des valeurs de $F_z = -5 \text{ V/cm}$ et $F_x = 0$. Malheureusement, nous piégeons habituellement les atomes bien plus près de la puce, à des distances comprises entre $y = 0,3 \text{ mm}$ et $y = 1,5 \text{ mm}$. Il est donc important de vérifier que, dans nos régions habituelles de piégeage, notre dispositif sera suffisamment performant. Les deux graphes à petite échelle (en bas), nous confirment cela : nous serons capables de créer un champ de l'ordre de $F_z = -0,5 \text{ V/cm}$ à $-1,5 \text{ V/cm}$, avec une composante F_x quasi-nulle, de l'ordre du mV/cm.

La symétrie de la structure en x et en z est un argument suffisant pour affirmer que

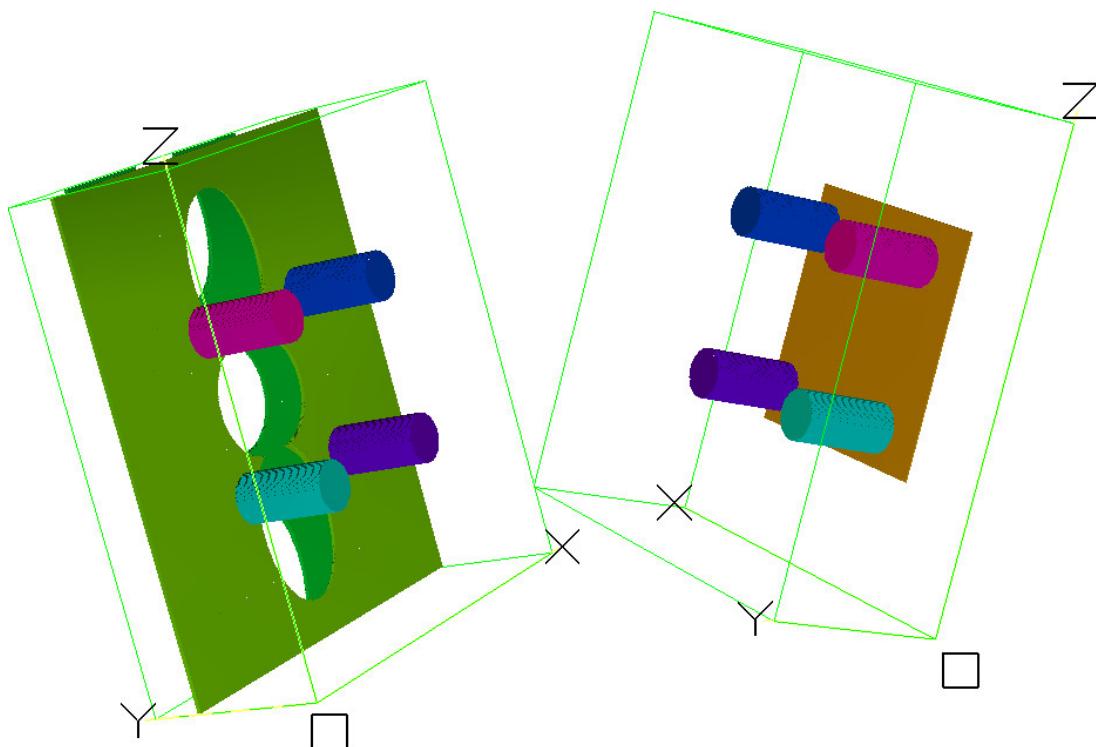


Figure V.3 Électrodes « RF » et leur environnement tels que programmés dans nos simulations SIMION. Les quatre électrodes RF sont représentées, dans l'ordre de leur numérotation, en bleu foncé (1), rose (2), violet (3) et bleu turquoise (4). La puce est représentée par une surface jaune, et les électrodes d'ionisation en vert clair (I_1) et vert foncé (I_2). Les axes indiqués par les lettres X , Y et Z sont les axes que nous utilisons habituellement, bien que l'origine O du repère ne soit pas la même. Par souci de clarté visuelle, la figure de gauche représente les électrodes RF et d'ionisation sans la puce, et la figure de droite représente les électrodes RF et la puce, sans les électrodes d'ionisation.

nous pourrons tout aussi bien créer un champ opposé à celui-ci, c'est-à-dire avec une composant F_z positive, ou encore un champ très largement orienté selon x . Nous avons néanmoins occulté dans notre description un effet indésirable : les électrodes RF créent également un champ selon y dans la région qui les sépare de la puce. Les atomes étant piégés dans cette région, délimitée par $0 < y \leq 2$ mm, ils subiront un champ F_y dû à ces électrodes. Dans les mêmes conditions de tensions appliquées, le champ F_y varie selon z , dans un intervalle compris entre $-0,4$ V/cm en $z = 0,4$ mm et $0,4$ V/cm en $z = -0,5$ mm. Fort heureusement le champ F_y reste suffisamment homogène à l'échelle de taille des nuages atomiques de diamètre $\Delta z < 300$ μm , une taille qui est atteinte dès le stade de mélasse optique. De plus, nous pouvons compenser sa valeur moyenne grâce aux électrodes d'ionisation, comme nous l'avons expliqué en II.2.4.

Enfin, la simulation confirme que nous pourrons appliquer un champ radio-fréquence tournant dans le plan (xOz) perpendiculaire à la puce, en vue de la circularisation des atomes de Rydberg sous un champ statique selon y . En effet, une différence de potentiel entre les électrodes du haut (1 et 2) et celles du bas (3 et 4) crée un champ F_z quasi-pur et une différence de potentiel entre les électrodes de gauche (1 et 3) et celles de droite (2 et 4) crée un champ F_x quasi-pur. Le détail des champs tournants pour la

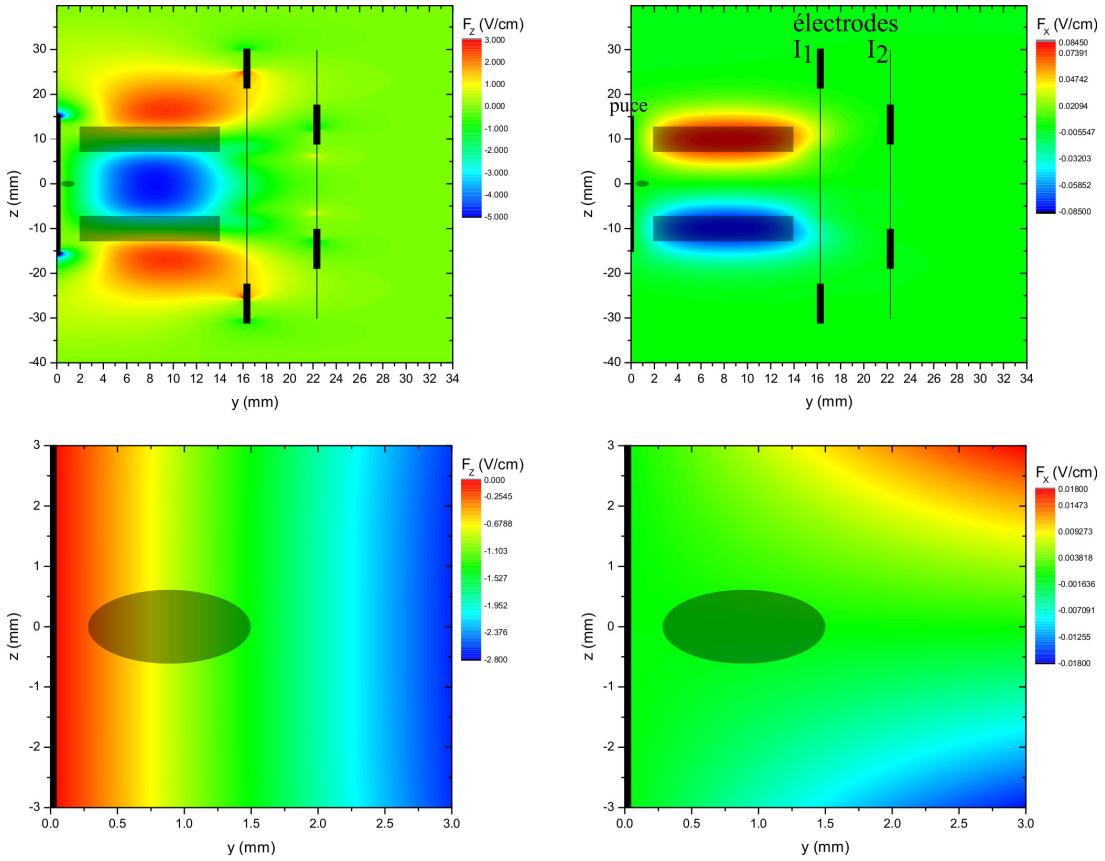


Figure V.4 Champ électrique créé par les électrodes RF, dans le plan (yOz), $x = 0$. Les échelles de longueur en y et en z sont différentes. À gauche la composante F_z , à droite la composante F_x . En haut, une grande région est représentée, sur laquelle sont marquées la puce et les électrodes d'ionisation (les traits épais sont les endroits où ces électrodes sont dans le plan ($x = 0$) et les traits fins sont la projection des électrodes entières sur ce plan). Les projections des électrodes RF sur le plan ($x = 0$) sont représentées en filigrane gris (rectangles), de même que la zone de piégeage des atomes (petit ovale proche de la puce). En bas, une région beaucoup plus petite est représentée, englobant la région typique de piégeage des atomes, représentée en filigrane gris. À des fins de lisibilité, les échelles de couleur sont différentes sur chacun des graphes.

circularisation sera discuté au chapitre V.

Nous disposons ainsi d'un outil de contrôle du champ électrique dans toutes les directions, grâce aux électrodes d'ionisation et aux électrodes RF.

V.2 Comment exciter des atomes de Rydberg circulaires

V.2.1 Les niveaux atomiques du fondamental au Rydberg circulaire schéma de niveaux et Stark maps

V.2.2 Spectroscopie 5s-50d

en champ nul et en champ non-nul -> choix de m_j

V.2.3 Spectroscopie 50d-50f

en champ nul et en champ non-nul -> choix de m_l et problème d'élargissement Stark

Le passage adiabatique

présenter le principe du passage adiabatique (cf Jay, Brian, Eva) et le dispositif radiofréquence tel qu'il est chez nous

V.3 Comment caractériser les atomes de Rydberg circulaires

V.3.1 Spectroscopie microonde vers les niveaux voisins

50c-51c et optimisation de la RF

50c-49c ?

V.3.2 Temps de vie

temps de vie théorique, temps de vie mesuré, température effective

V.3.3 Temps de cohérence

franges de Ramsey

V.4 Éjectable : Première évidence du piégeage des atomes circulaires

V.4.1 Dispositif laser de piégeage

description de l'optique de mise en forme
et caractérisation du faisceau de piégeage

V.4.2 Comment observer le piégeage des atomes circulaires

problème du temps de vie qui empêche d'observer l'absence de chute libre
comment observer un piégeage de niveaux qui ne vivent pas longtemps ? propositions envisagées
premiers signaux s'ils existent

Conclusion

Annexes

Annexe A

Système de lock

Annexe B

Algorithme de simulation

References

- [1] P. GOY, J.-M. RAIMOND, M. GROSS et S. HAROCHE, « Observation of Cavity-Enhanced Single Atom Spontaneous Emission », Phys. Rev. Lett. **50**, 1903 (1983).
- [2] T. F. GALLAGHER, *Rydberg Atoms* (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
- [3] P. J. MOHR, D. B. NEWELL et B. N. TAYLOR, « CODATA recommended values of the fundamental physical constants : 2014 », Rev. Mod. Phys. **88**, 035009 (2016).
- [4] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU et F. LALOË, *Mécanique Quantique*, t. 1 (Hermann, Paris, France, 1977).
- [5] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU et F. LALOË, *Mécanique Quantique*, t. 2 (Hermann, Paris, France, 1977).
- [6] 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 (2003).
- [7] 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 (2006).
- [8] M. MACK, F. KARLEWSKI, H. HATTERMANN, S. HÖCKH, F. JESSEN, D. CANO et J. FORTÁGH, « Measurement of absolute transition frequencies of ⁸⁷Rb to nS and nD Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency », Phys. Rev. A **83**, 052515 (2011).
- [9] C. FABRE, S. HAROCHE et P. GOY, « Millimeter Spectroscopy in Sodium Rydberg states :Quantum Defects, Fine Structure and PolarisabilityMeasurements », **18**, 229 (1978).
- [10] P. GOY, J.-M. RAIMOND, G. VITRANT et S. HAROCHE, « Millimeter-Wave Spectroscopy in Cesium Rydberg states.Quantum Defects, Fine- and Hyperfine Structure Measurements », **26**, 2733 (1982).
- [11] D. MESCHEDE, « Centimeter-Wave Spectroscopy of Highly Excited Rubidium Atoms », J. opt. Soc. Am. B **4**, 413 (1987).
- [12] W. C. MARTIN, « Series formulas for the spectrum of atomic sodium (Na i) », J. Opt. Soc. Am. **70**, 784 (1980).
- [13] T. F. GALLAGHER et W. E. COOKE, « Interactions of Blackbody Radiation with Atoms », Phys. Rev. Lett. **42**, 835 (1979).

- [14] E. BELORIZKY et W. GORECKI, *Introduction à la mécanique statistique* (Presses universitaires de Grenoble, BIBLMH, 1992).
- [15] H. A. BETHE et E. E. SALPETER, *Quantum mechanics of one-and two-electron atoms* (Springer Science & Business Media, 2012).
- [16] J. D. JACKSON, *Classical Electrodynamics*, 2^e éd. (Wiley, New York, 1975).
- [17] S. RAVETS, H. LABUHN, D. BARREDO, L. BEGUIN, T. LAHAYE et A. BRO-WAEYS, « Coherent dipole-dipole coupling between two single Rydberg atoms at an electrically-tuned Förster resonance », *Nat. Phys.* **10**, 914 (2014).
- [18] T. NIRRENGARTEN, « Piégeage magnétique d'atomes de Rubidium au voisinage d'une surface supraconductrice », thèse de doct. (Université Paris VI, 2007).
- [19] C. ROUX, « Condensation de Bose-Einstein sur une puce à atomes supraconductrice », thèse de doct. (Université Paris VI, 2008).
- [20] A. EMMERT, « Puce à atomes supraconductrice : Atomes froids dans un environnement cryogénique et excitation d'atomes de Rydberg », thèse de doct. (Université Paris VI, 2009).
- [21] R. CELISTRINO TEIXEIRA, « Effets mécaniques de l'interaction dipolaire des atomes de Rydberg sondés par spectroscopie microonde », thèse de doct. (Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, sept. 2014).
- [22] W. MEISSNER et R. OCHSENFELD, « Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit », German, *Naturwissenschaften* **21**, 787 (1933).
- [23] A. EMMERT, A. LUPAŞCU, G. NOGUES, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, « Measurement of the trapping lifetime close to a cold metallic surface on a cryogenic atom-chip », *The European Physical Journal D* **51**, 173 (2009).
- [24] D. A. STECK, *Rubidium 87 D line data*, 2001.
- [25] G. REINAUDI, T. LAHAYE, Z. WANG et D. GUÉRY-ODELIN, « Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms », *Opt. Lett.* **32**, 3143 (2007).
- [26] C. F. OCKELOEN, A. F. TAUSCHINSKY, R. J. C. SPREEUW et S. WHITLOCK, « Detection of small atom numbers through image processing », *Phys. Rev. A* **82**, 061606 (2010).
- [27] G. GRYNBERG, A. ASPECT et C. FABRE, *Introduction to quantum optics : from the semi-classical approach to quantized light* (Cambridge university press, 2010).
- [28] C. HERMANN-AVIGLIANO, « Towards deterministic preparation of single Rydberg atoms and applications to quantum information processing », thèse de doct. (Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, nov. 2014).
- [29] T. L. NGUYEN, « Study of dipole-dipole interaction between Rydberg atoms : toward quantum simulation with Rydberg atoms », Theses (Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, nov. 2016).
- [30] R. C. TEIXEIRA, C. HERMANN-AVIGLIANO, T. L. NGUYEN, T. CANTAT-MOLTRECHT, J. M. RAIMOND, S. HAROCHE, S. GLEYZES et M. BRUNE, « Microwaves Probe Dipole Blockade and van der Waals Forces in a Cold Rydberg Gas », *Phys. Rev. Lett.* **115**, 013001 (2015).

- [31] B. M. AXILROD et E. TELLER, « Interaction of the van der Waals Type Between Three Atoms », *The Journal of Chemical Physics* **11**, 299 (1943).
- [32] A. GAETAN, 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 », *Nat Phys* **5**, 115 (2009).
- [33] J. ZEIHER, P. SCHAUSS, S. HILD, T. MACRÌ, I. BLOCH et C. GROSS, « Microscopic Characterization of Scalable Coherent Rydberg Superatoms », *Phys. Rev. X* **5**, 031015 (2015).
- [34] T. M. WEBER, M. HÖNING, T. NIEDERPRÜM, T. MANTHEY, O. THOMAS, V. GUARRERA, M. FLEISCHHAUER, G. BARONTINI et H. OTT, « Mesoscopic Rydberg-blockaded ensembles in the superatom regime and beyond », *Nat Phys* **11**, 157 (2015).
- [35] J. B. BALEWSKI, A. T. KRUPP, A. GAJ, D. PETER, H. P. BUCHLER, R. LOW, S. HOFFERBERTH et T. PFAU, « Coupling a single electron to a Bose-Einstein condensate », *Nature* **502**, 664 (2013).
- [36] H. SCHEMPP, G. GÜNTER, M. ROBERT-DE-SAINT-VINCENT, C. S. HOFMANN, D. BREYEL, A. KOMNIK, D. W. SCHÖNLEBER, M. GÄRTTNER, J. EVERAERT, S. WHITLOCK et M. WEIDEMÜLLER, « Full Counting Statistics of Laser Excited Rydberg Aggregates in a One-Dimensional Geometry », *Phys. Rev. Lett.* **112**, 013002 (2014).
- [37] T. L. NGUYEN, J.-M. RAIMOND, C. SAYRIN, R. CORTINAS, T. CANTAT-MOLTRECHT, F. ASSEMAT, I. DOTSENKO, S. GLEYZES, S. HAROCHE, G. ROUX et al., « Towards quantum simulation with circular Rydberg atoms », arXiv preprint arXiv :1707.04397 (2017).
- [38] D. V. DMITRIEV, V. Y. KRIVNOV, A. A. OVCHINNIKOV et A. LANGARI, « One-dimensional anisotropic Heisenberg model in the transverse magnetic field », *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **95**, 538 (2002).
- [39] P. AVAN, C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC et C. FABRE, « Effect of high-frequency irradiation on the dynamical Properties of weakly bound Electrons », *Journal de Physique* **37**, 993 (1976).
- [40] E. M. PURCELL, « Proceedings of the American Physical Society », *Phys. Rev.* **69**, 681 (1946).
- [41] D. KLEPPNER, « Inhibited Spontaneous Emission », *Phys. Rev. Lett.* **47**, 233 (1981).
- [42] R. G. HULET, E. S. HILFER et D. KLEPPNER, « Inhibited Spontaneous Emission by a Rydberg Atom », *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2137 (1985).
- [43] G. GABRIELSE, X. FEI, L. A. OROZCO, R. L. TJOELKER, J. HAAS, H. KALINOWSKY, T. A. TRAINOR et W. KELLS, « Thousandfold improvement in the measured antiproton mass », *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1317 (1990).
- [44] M. DIEDERICH, H. HÄFFNER, N. HERMANSPAHN, M. IMMEL, H. KLUGE, R. LEY, R. MANN, W. QUINT, S. STAHL et G. WERTH, « Observing a single hydrogen-like ion in a Penning trap at T= 4 K », *Hyperfine Interactions* **115**, 185 (1998).

English title

Abstract: English abstract

Keywords: English keywords

titre en français

Résumé : résumé en français

Mots-clés : mots clé en français