Département de Physique
de l'École Normale Supérieure

Laboratoire Kastler Brossel



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité : **Physique Quantique**

présentée par

Adrien SIGNOLES

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris VI

Sujet :

Manipulations cohérentes d'états de Rydberg elliptiques par dynamique Zénon quantique

Soutenue le 11/12/2014 devant le jury composé de :

Dr.	M. Brune	Directeur de thèse
Dr.	S. Gleyzes	Co-directeur de thèse
Pr.	S. Pascazio	Examinateur
Dr.	S. Tanzilli	Rapporteur
Pr.	J. Tignon	Examinateur
Pr.	M. Weidemüller	Rapporteur

On ne peut pas vivre dans un monde
où l'on croit que l'élégance exquise du plumage de la pintade est inutile.

Jean Giono, *Un roi sans divertissement*

Remerciements

La thèse, c'est comme le handball : du travail, de la pratique, du suspens, de l'adrénaline, des défaites, mais on n'en savoure que plus les victoires. C'est surtout un vrai travail collectif et je voudrais remercier tous ceux qui ont permis son accomplissement.

La saison a commencé pour moi lorsque j'ai intégré le groupe d'électrodynamique quantique en cavité et je remercie à ce titre Serge Haroche, Jean-Michel Raimond et Michel Brune de m'avoir accueilli dans l'équipe. Par son prix Nobel, Serge nous a donné la chance de vivre un événement exceptionnel au sein d'un groupe de recherche, gage d'un héritage scientifique remarquable. Il nous a aussi transmis un savoir précieux au travers de ses enseignements au Collège de France. Jean-Michel Raimond et Michel Brune, les deux entraîneurs de l'équipe, ont toujours été là pour nous faire avancer par une suggestion pertinente en réunion de groupe, une intervention fulgurante en salle de manip ou un calcul à la volée devant la machine à café. Mais il me semble inutile d'insister encore sur leurs qualités scientifiques, connues et reconnues de tous. Je tiens à les remercier ici de m'avoir accordé leur confiance et leur soutien en toutes circonstances.

Sur le terrain, le capitaine c'était Sébastien Gleyzes. C'est sous son regard attentif que s'est construit notre expérience. Il a été de toutes les actions, l'indispensable pivot de l'équipe, toujours là pour nous aider et nous conseiller. Ses incroyables ressources nous ont donné l'énergie pour avancer, son sens de l'humour le plaisir de travailler. Mais Sébastien, c'était aussi une très grande complicité, d'un regard le matin pour me jauger à un moment le soir pour m'écouter. Ma reconnaissance envers lui est immense.

J'ai fait ma première apparition sur le terrain en compagnie de Théo, premier doctorant à avoir mouillé le maillot sur le projet. Son accueil chaleureux fut une belle entrée en matière. Puis Adrien est arrivé, avec sa danse du lock et une playlist du tonnerre, beaucoup de folie en somme. Entre nous, c'était comme au handball, les échanges étaient excellents, on a monté la manip, on l'a fait tourner plusieurs fois et on a concrétisé nos actions. Les résultats présentés dans ce manuscrit sont le fruit de notre travail commun, de nos efforts répétés. Eva-Katharina a ensuite rejoint notre équipe. Je ne crois pas me souvenir l'avoir jamais vu de mauvaise humeur. Son enthousiasme *deutsche Qualität* et son efficacité ont été d'une grande importance dans l'avancé de l'expérience, même si j'ai toujours eu peur qu'elle décide un jour de réaliser son rêve - faire griller des Bratwurst sur les amplis radiofréquences. Partager du temps et des chocolats avec elle fut un grand plaisir. Merci !

Dorian est le dernier à avoir complété la « P10 team ». Dodo, l'homme qui met deux heures pour rallier Paris à Toulouse mais qui a mis six mois pour découvrir l'AURA, nous a apporté sa joie et son accent du Sud. Il a aussi été présent lorsqu'il fallait prendre des données importantes et je l'en remercie.

L'interaction avec les autres membres du groupe d'électrodynamique quantique en cavité fut également essentielle. Je remercie Igor pour son aide souvent providentielle, notamment lorsque notre système informatique refusait obstinément de communiquer avec nous, et plus largement toutes les personnes avec qui j'ai eu l'occasion d'échanger pendant ces trois années : Clément, Xingxing, Sha et Bruno pour les anciens, Stefan, Thanh-Long, Mariane, Tigrane et Mehdi pour les nouveaux. Sans oublier Raul et Carla - mais comment pourrais-je bien les oublier ! Nous avons fait nos thèses en parallèle et cela m'a donné le temps de les connaître, de les apprécier, puis de les apprécier toujours plus. Jusqu'à ce cimetière des éléphants que nous avons partagé le temps de la rédaction, pour mon plus grand plaisir.

Je voudrais aussi souligner le travail des différents services du laboratoire. Je remercie toute l'équipe administrative, Thierry, Christophe et Dominique pour les sympathiques brèves de couloirs lorsque nous étions voisins (et même après), Francoise et Laetitia pour l'organisation de la soutenance. Je remercie aussi l'ensemble de l'atelier mécanique, le bureau d'études, l'atelier électronique et l'équipe de M. Courtiade. Un très grand merci aussi à Olivier et son service, qui nous a plus d'une fois sauvé d'une urgence cryogénique. J'ai toujours eu plaisir à aller le voir pour organiser avec lui les transferts d'hélium.

La rédaction de ce manuscrit fut sans doute l'une des épreuves les plus difficiles de ma thèse. Je voudrais remercier Sébastien de son aide inestimable (encore une fois !) et de ses innombrables relectures, Michel et Jean-Michel de leurs corrections, Adrien de ses commentaires et mes parents de leur dévouement exemplaire pour relire ses pages au sens bien obscur. Enfin, je remercie tous les membres du jury pour leur lecture avisée, et en particulier Sébastien Tanzilli et Matthias Weidemüller pour avoir accepté le rôle de rapporteur.

Parce que l'épanouissement professionnel ne va pas sans l'épanouissement personnel, je n'aurai pas pu arriver aux termes de la saison sans mes « supporters » : les *vieux de la vielle* Antoine, Caro, Hugo, Judith et Peheux sur qui j'ai toujours pu compter, les amis *par alliance* Alexis, François, Gab, Gaetano et Yann, sans oublier les coincheurs et amis de Cachan. Et bien sûr, les équipes de hand de Cachan et de Martigua pour tous les bons moments. J'ai eu aussi la chance d'avoir une famille attentionnée. Je remercie donc tous ceux, proches parents ou lointains cousins, qui ont suivi la partie, et surtout mes parents, ma sœur et mon frère de leur soutien infaillible et combien précieux.

Bien entendu, ces années de thèse n'auraient pas eu le même sens sans Léa. Elle m'a appris que dans la vie, il n'y avait pas que la physique quantique, puisqu'il y avait aussi... la thermodynamique, la mécanique et l'électromagnétisme ! Son rire et son sourire ont été ma raison d'être. Grâce à elle surtout, j'ai pu regarder la vie du bon côté.

Table des matières

Introduction **1**

I Elements de théorie des atomes de Rydberg **13**
I.1 L'atome d'hydrogène 14
I.1.1 Les états quantiques en champ nul 14
I.1.1.a Présentation de l'atome d'hydrogène 14
I.1.1.b Base des états sphériques 14
I.1.1.c Base des états paraboliques 18
I.1.1.d Relation entre les bases sphériques et paraboliques 23
I.1.2 Quantification en champ électrique statique 24
I.1.2.a Effet Stark linéaire 24
I.1.2.b Effet Stark quadratique 26
I.1.3 Atome d'hydrogène dans un champ électrostatique soumis à un rayonnement radiofréquence 28
I.1.3.a Hamiltonien de couplage 28
I.1.3.b Les états cohérents de spin 31
I.1.3.c Analogie avec l'oscillateur harmonique 34
I.2 L'atome de rubidium 36
I.2.1 Atome de rubidium en champ nul 36
I.2.1.a Pénétrabilité et polarisabilité du cœur d'un état de Rydberg 36
I.2.1.b Modèle du défaut quantique 37
I.2.2 Atomes de rubidium en champ électrostatique 38
I.2.2.a Calcul numérique des énergies propres du rubidium 38
I.2.2.b Spectre du rubidium en champ électrostatique 40
I.2.2.c Schéma d'excitation des états de Rydberg circulaires . . . 42

II Outils expérimentaux pour la manipulation des états de Rydberg **45**
II.1 Construction du dispositif expérimental 45
II.1.1 L'environnement cryogénique 46
II.1.1.a Description du cryostat 46
II.1.1.b Autonomie du cryostat 46
II.1.1.c Atteindre le Kelvin 50
II.1.2 Le montage mécanique du cœur expérimental 52
II.1.2.a Description du montage expérimental 52
II.1.2.b Fabrication du montage cavité 52
II.1.3 Lasers d'excitation des niveaux de Rydberg 55

II.1.3.a Premier échelon à 780 nm . . . 57
II.1.3.b Deuxième échelon à 776 nm . . . 59
II.1.3.c Troisième échelon à $1,3\,\mu$m . . . 61
II.1.4 Génération de champs micro-ondes . . . 62
II.1.5 Générer un champ radiofréquence dans le montage cavité . . . 64
II.1.5.a Contrôle en phase et en amplitude de chaque électrode . . 64
II.1.5.b Contrôle en amplitude du champ radiofréquence polarisé σ^+ 64
II.1.5.c Radiofréquence et champ statique . . . 66
II.2 Préparation des atomes de Rydberg et du champ radiofréquence σ^+ . . . 67
II.2.1 Excitation optique des états de Rydberg . . . 67
II.2.1.a Réglage du zéro de champ . . . 67
II.2.1.b Champ électrique de l'excitation optique . . . 68
II.2.1.c Retournement de l'axe de quantification . . . 71
II.2.2 Couplage d'un atome de Rydberg à un champ radiofréquence σ^+ . . 73
II.2.2.a Champ électrique statique de circularisation . . . 73
II.2.2.b Compensation du champ électrique vertical . . . 74
II.2.2.c Polarisation du champ radiofréquence . . . 76

III Préparation d'atomes de Rydberg circulaires 87
III.1 Atome de Rydberg couplé à un champ radiofréquence : éléments de théorie 87
III.1.1 Oscillations de Rabi dans un atome de Rydberg . . . 87
III.1.1.a Oscillations de Rabi dans un atome à deux niveaux . . . 88
III.1.1.b Oscillations de Rabi de n niveaux équirépartis . . . 89
III.1.1.c Oscillations de Rabi dans un atome de rubidium . . . 94
III.1.2 Passage adiabatique dans un atome . . . 96
III.1.2.a Passage adiabatique pour un atome à deux niveaux . . . 96
III.1.2.b Passage adiabatique dans un système à n niveaux . . . 99
III.1.2.c Passage adiabatique dans le rubidium . . . 100
III.2 Circularisation par passage adiabatique . . . 101
III.2.1 Premiers essais de circularisation . . . 101
III.2.1.a Séquence expérimentale d'un passage adiabatique . . . 102
III.2.1.b Signaux d'ionisation de la circularisation . . . 103
III.2.2 Caractérisation des sondes micro-ondes . . . 105
III.2.2.a Principe des sondes . . . 105
III.2.2.b Sondes k_0, k_1 et k_2 . . . 107
III.2.2.c Sondes $k_{1'}$ et $k_{2'}$ . . . 110
III.2.3 Analyse spectroscopique de la circularisation . . . 112
III.2.3.a Influence de la durée du passage adiabatique Δt_E . . . 112
III.2.3.b Influence de la durée d'allumage et d'extinction de la radiofréquence . . . 116
III.2.3.c Pureté après purification micro-onde . . . 117
III.3 Circularisation par oscillations de Rabi . . . 119
III.3.1 Premiers réglages de l'oscillation de Rabi . . . 119
III.3.1.a Séquence expérimentale de l'oscillation de Rabi . . . 119
III.3.1.b Influence du champ électrique . . . 120

III.3.2 Oscillations de Rabi temporelles . . . 121
III.3.3 Oscillation de Rabi en intensité . . . 124

IV Dynamique Zénon quantique d'un atome de Rydberg 127
IV.1 Notions théoriques sur la dynamique Zénon quantique . . . 128
IV.1.1 Principe théorique . . . 128
IV.1.1.a L'effet Zénon quantique . . . 128
IV.1.1.b De l'effet Zénon quantique à la dynamique Zénon quantique 130
IV.1.1.c Extension de la dynamique Zénon quantique . . . 132
IV.1.2 Application en électrodynamique quantique en cavité . . . 133
IV.1.2.a Perspectives pour la CQED . . . 133
IV.1.2.b QZD du champ micro-onde . . . 135
IV.1.3 Dynamique Zénon quantique d'un spin . . . 136
IV.2 Implémenter la dynamique Zénon avec des atomes de Rydberg . . . 137
IV.2.1 Dynamique Zénon quantique sur un atome de Rydberg . . . 137
IV.2.1.a Générer une dynamique Zénon quantique . . . 137
IV.2.1.b Séquence temporelle de l'expérience . . . 140
IV.2.2 Choix des paramètres et réglages expérimentaux . . . 142
IV.2.2.a Réglage du champ électrique par interférométrie de Ramsey 142
IV.2.2.b Etalonnage de la micro-onde . . . 144
IV.2.2.c Déshabillage adiabatique de la micro-onde . . . 146
IV.2.2.d Optimisation des sondes . . . 148
IV.2.2.e Les électrodes radiofréquences . . . 149
IV.3 Réalisations expérimentales de la dynamique Zénon quantique . . . 150
IV.3.1 Génération d'un état cohérent de spin . . . 150
IV.3.1.a Mesures des populations des états . . . 151
IV.3.1.b Fonction Q d'un état cohérent de spin . . . 153
IV.3.2 Observation de la dynamique Zénon quantique . . . 156
IV.3.2.a Mesures des populations lors de la QZD . . . 156
IV.3.2.b Observation de la dynamique sur la sphère de Bloch généralisée . . . 159
IV.3.2.c Mesure de la fonction de Wigner du spin . . . 163

Conclusion 169

A Expressions des fonctions d'onde de l'atome d'hydrogène 173

B Le circuit d'hélium pour atteindre 1K 175

C Génération de micro-onde dans le montage cavité 181

D Impulsions micro-ondes et largeur spectrale 183
D.1 Largeur spectrale de la sonde $k_{2'}$ . . . 183
D.2 Largeur spectrale de l'impulsion de purification . . . 184

Bibliographie 186

Table des figures

1 Expérience du « chat de Schrödinger » 2
2 Dispositif expérimental actuel d'électrodynamique en cavité 4
3 Décohérence d'un état chat de Schrödinger 5
4 Schéma de la future expérience *fontaine* 7
5 Spectre Stark d'un atome de Rydberg 8

I.1 Illustration de la dégénérescence en l de l'énergie d'un atome d'hydrogène 16
I.2 Fonctions d'onde de quelques états sphériques de l'atome d'hydrogène . . 17
I.3 Illustration de l'action de $\hat{a}_x$ 19
I.4 Fonctions d'onde de quelques états paraboliques de l'atome d'hydrogène . 23
I.5 Energies des états paraboliques en champ électrique statique 25
I.6 Niveaux paraboliques $|m_1, m_2\rangle$ en présence d'un champ électrique statique 26
I.8 Action des opérateurs sur les transitions $\Delta m = \pm 1$ 29
I.9 Fonctions d'onde des états paraboliques de l'échelle de spin $m_2 = j_2$ de l'atome d'hydrogène 30
I.10 Représentation de la fonction Q de trois états différents 32
I.11 Projection d'un état cohérent de spin 33
I.12 Fonction d'onde des états cohérents de spin 34
I.13 Analogie entre fonctions de Wigner d'un oscillateur harmonique et d'un spin 35
I.14 Spectre du rubidium-85 en champ nul 39
I.15 Spectre Stark du rudibium pour $n = 51$ et $m = 2$ 40
I.16 Spectre du rudibium pour $n = 51$ 42
I.17 Schéma d'excitation de l'état circulaire du rubidium 43

II.1 Structure du cryostat 47
II.2 Plan du cryostat 49
II.3 Descente en température par pompage de l'hélium 51
II.4 Montage expérimental 53
II.5 Plan du montage cavité 54
II.6 Schéma d'excitation optique des états de Rydberg 56
II.7 Montage optique des lasers à 780 nm et à 776 nm 57
II.8 Absorption simple et absorption saturée 58
II.9 Chemin optique du laser L_3 61
II.10 Génération de micro-onde 62
II.11 Extinction lente de la micro-onde 63
II.12 Contrôle de la radiofréquence 65

II.13 Linéarité des tensions appliquées sur les électrodes 66
II.14 Réglages du champ nul par spectroscopie $|52f\rangle \rightarrow |51g\rangle$ 68
II.15 Spectroscopie laser autour de la multiplicité $n = 52$ 69
II.16 Excitation laser autour du niveau $|52f, m = 2\rangle$ 70
II.17 Spectroscopies micro-ondes du champ électrique d'excitation 70
II.18 Profil de vitesse des atomes 71
II.19 Retournement de l'axe de quantification 72
II.20 Etalonnage du champ électrique statique vertical 73
II.21 Compensation du champ électrique 75
II.22 Simulation numérique de l'homogénéité de la radiofréquence 77
II.23 Mise en résonance de la radiofréquence avec un système à deux niveaux . 78
II.24 Spectroscopie micro-onde des niveaux habillés 79
II.25 Optimisation de la polarisation linéaire de deux électrodes opposées . . . 81
II.26 Égalisation des fréquences de Rabi des paires d'électrodes 81
II.27 Fréquences de Rabi après optimisation complète de la polarisation 83
II.28 Homogénéité de la fréquence de la transition $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$ 84
II.29 Robustesse de la polarisation 84

III.1 Oscillation de Rabi désaccordée dans un système à deux niveaux 90
III.2 Oscillation de Rabi à résonance dans un système à deux niveaux 90
III.3 Dénomination des niveaux de l'échelle de spin considérée 91
III.4 Oscillation de Rabi d'un spin 93
III.5 Transitions $\Delta m = \pm 1$ des niveaux couplés par le champ radiofréquence . 94
III.6 Effet de l'absence de deux niveaux sur une oscillations de Rabi 95
III.7 Energies des états habillés pour un atome à deux niveaux 97
III.8 Passage adiabatique dans un atome à deux niveaux 98
III.9 Energies propres de l'atome à n niveaux habillé par le champ radiofréquence 99
III.10 Energies des états habillés par la radiofréquence dans le rubidium 101
III.11 Séquences de circularisation par passage adiabatique 102
III.12 Signaux d'ionisation de la circularisation 104
III.13 Sondes micro-ondes et niveaux sondés 106
III.14 Réglage de la sonde circulaire. 108
III.15 Réglage de la sonde k_1 109
III.16 Réglage de la sonde k_2 110
III.17 Schéma de préparation du niveau $|51, k = 1'\rangle$ 110
III.18 Réglage des sondes k_1' et $k_{2'}$. 111
III.19 Circularisation par passage adiabatique 114
III.20 Influence de la polarisation de la radiofréquence 116
III.21 Influence de la durée d'allumage et d'extinction de la radiofréquence . . . 117
III.22 Circularisation par passage adiabatique et purification 118
III.23 Séquence de circularisation par oscillation de Rabi 120
III.24 Influence du champ électrique sur une oscillation de Rabi 121
III.25 Oscillation de Rabi temporelle sur le niveau $m = 2$ 121
III.26 Oscillations de Rabi temporelles 122
III.27 Oscillations de Rabi temporelles du niveau circulaire 123

III.28 Oscillation de Rabi en intensité 124
III.29 Signal d'ionisation d'une circularisation par oscillation de Rabi 125

IV.1 Effet Zénon quantique sur les modes d'un oscillateur harmonique 130
IV.2 Illustration de la dynamique Zénon quantique 131
IV.3 Simulations numériques de la QZD du champ micro-onde dans la cavité . 134
IV.4 Transition sélective sur les niveaux habillés 135
IV.6 Spectre Stark autour de la multiplicité $n_e = 51$ 138
IV.7 Energies des états habillés par la radiofréquence et la micro-onde Zénon . 139
IV.8 Energies des états habillés avec un léger désaccord 139
IV.9 Schéma de principe de l'expérience de QZD sur un atome de Rydberg . . 141
IV.10 Séquence temporelle utilisée pour les expériences de QZD 142
IV.11 Principe de la spectroscopie par interférences de Ramsey 143
IV.12 Mesure de la fréquence $\omega_{01}/2\pi$ par interférences de Ramsey 143
IV.13 Mesure de la pulsation de Rabi de la micro-onde Zénon 144
IV.14 Déplacements lumineux induits par la micro-onde Zénon 145
IV.15 Réduction du champ électrique pour le déshabillage adiabatique 147
IV.16 Evolution des populations lors du déshabillage adiabatique 148
IV.17 Etalonnage de la phase relative 150
IV.18 Séquence expérimentale de l'injection d'un état cohérent 151
IV.19 Evolution des probabilités d'occupation en l'absence de micro-onde Zénon 152
IV.20 Dynamique sans micro-onde Zénon dans la multiplicité $n_g = 50$ 153
IV.21 Dynamique sans micro-onde Zénon générée par les électrodes de reconstruction 154
IV.22 Coupes de la fonction Q de l'état cohérent de spin. 155
IV.23 Séquence expérimentale pour observer la QZD 156
IV.24 Dynamique en présence de micro-onde Zénon avec $k_z = 5$ 157
IV.25 Dynamique Zénon quantique pour $k_z = 3$ 158
IV.26 Dynamique Zénon quantique pour $k_z = 4$ 159
IV.27 Effet de la micro-onde Zénon sur la reconstruction 160
IV.28 Séquence temporelle pour mesurer la fonction Q au cours de la QZD . . . 161
IV.29 Evolution de la fonction Q lors de la dynamique Zénon quantique 162
IV.30 Probabilité $\mathcal{P}_k(\Theta, \Phi)$ des sondes 51 165
IV.31 Fonction de Wigner de l'état chat de Schrödinger de spin 166
IV.32 La dynamique Zénon comme pince dans l'espace des phases 171

B.1 Étalonnage du débit du capillaire 176
B.2 Étalonnage du débit de la pompe 177
B.3 Illustration des différents modes de fonctionnement de la boîte 1K 178
B.4 Capacité thermique molaire de l'hélium liquide 179
B.5 Mesures des pertes dans la boite 1K 179

C.1 Génération de la micro-onde 182

D.1 Largeur spectrale de la sonde $k_{2'}$ 184
D.2 Imperfection de l'impulsion de purification 185

Introduction

La physique quantique surprend par son étrangeté. Dès la naissance de cette théorie, les principes qu'elle semble imposer ont soulevé grands nombres de questions auprès de ses fondateurs. Que ce soit la question de la *complémentarité* des objets quantiques - leur prédisposition à se comporter comme des particules et comme une onde - ou celle de la non-localité, illustrée par le problème Einstein-Podolski-Rosen [1], la théorie quantique divise et anime les débats. Encore aujourd'hui, si les concepts de la physique quantique nous apparaissent contre-intuitifs, c'est parce qu'ils sont majoritairement invisibles à notre échelle. Nous n'observons jamais un objet qui nous entoure à deux emplacements différents. De même, nous ne pouvons que difficilement concevoir que la lumière est à la fois une onde et une particule, deux notions antinomiques dans le monde classique.

S'interrogeant sur les nouveaux concepts qu'introduit la mécanique quantique, Schrödinger pose la question de la transition entre le monde microscopique et le monde macroscopique en énonçant le célèbre paradoxe du « chat de Schrödinger ». Un chat est enfermé dans une boîte en présence d'une particule radioactive [2]. Un compteur Geiger détecte la désintégration de la particule et déclenche, le cas échéant, un mécanisme qui libère une quantité létale de poison et tue le chat. Ce processus intrique le chat avec la particule : le sort du chat - mort ou vivant - est lié à celui de la particule. Celle-ci étant un objet quantique, si l'on attend pendant le temps de demi-vie, la particule sera dans une superposition des états désintégré et non désintrégré. Le chat devrait alors lui aussi se trouver dans une superposition des états vivant et mort (fig.1). Une telle situation n'est pas observée : on sait qu'un chat, objet du monde classique, n'est jamais à la fois vivant et mort mais toujours soit vivant soit mort. Pour comprendre la différence de comportement entre les objets classiques et les objets quantiques, il faut intégrer à la théorie quantique la notion de couplage à l'environnement. Un système macroscopique interagit fortement avec l'environnement et cette interaction agit comme une mesure permanente qui projette le système macroscopique sur l'un des états possibles, lui interdisant d'être dans une superposition d'états comme l'est un système microscopique. Cette irréversibilité des propriétés quantiques lors du passage du microscopique au macroscopique est appelée *décohérence* [3].

Pour observer la nature quantique des objets, il faut donc être capable de les *isoler*, de rendre leur interaction avec l'environnement la plus faible possible. Avec l'avènement de l'information quantique où les systèmes simples tels que les atomes ou les photons



FIGURE 1 – Illustration imagée de l'expérience du « chat de Schrödinger ». La vie du chat dépend de l'état d'une particule radioactive. Lorsqu'une durée égale au temps de demi-vie de celle-ci s'est écoulée, le chat devrait être dans une superposition des états « vivant » et « mort ».

deviennent un outil potentiel pour traiter et transporter l'information, cette capacité est devenue une préoccupation majeure. Tirant profit de leur nature quantique à travers les propriétés d'intrication ou de parallélisme quantique, ce nouveau domaine de la physique ouvre de nouvelles perspectives très prometteuses [4, 5]. A titre d'exemple, l'algorithme de Shor utilise le principe de superposition pour factoriser les grands nombres en des temps polynomiaux [6], prouesse considérée impossible pour la physique classique. Mais le développement de l'information quantique se heurte aux effets de la décohérence. Pour exploiter les propriétés quantiques à plus grande échelle que celle des systèmes élémentaires, il faut être capable d'en contourner les effets. C'est l'un des défis d'aujourd'hui.

Une première approche consiste à explorer la limite entre les mondes quantique et classique pour tenter de comprendre les mécanismes de la décohérence. Dans cette perspective, il faut disposer de systèmes quantiques évoluant dans des espaces de Hilbert suffisamment grands pour pouvoir y définir des états semi-classiques - analogues quantiques des états classiques, qui présentent des fluctuations quantiques minimales - mais assez simples pour rester parfaitement contrôlable. L'électrodynamique quantique en cavité répond à ces critères. Elle isole un mode du champ électromagnétique en le piégeant dans une cavité pour étudier les propriétés quantiques du rayonnement [7]. L'espace de Hilbert d'un mode du champ électromagnétique étant de dimension infinie, il est possible de générer des états semi-classiques arbitrairement macroscopiques de la lumière, comportant de plus en plus de photons. En faisant interagir ce mode avec les états Stark d'un atome de Rydberg, l'électrodynamique quantique en cavité a déjà ouvert la voie à des expériences cruciales dans l'observation de la nature quantique de la lumière [8], comme la démonstration de la quantification du rayonnement [9], la mesure non-destructive du nombre de photons dans la cavité [10, 11, 12], l'observation des sauts quantiques de la lumière [13, 14] ou encore la stabilisation d'états de Fock par rétroaction quantique [15, 16, 17]. Mais la structure Stark des états de Rydberg elle-même constitue aussi un système quantique adapté à l'étude de la décohérence. Dans l'approximation linéaire, les états de Rydberg d'une multiplicité Stark n peuvent être décrits comme les états d'un moment cinétique $J = (n-1)/2$ évoluant dans un espace de Hilbert de grande dimension. Il est alors possible de préparer les

atomes dans des superpositions de deux états semi-classique du mouvement de l'électron, pour ensuite étudier comment ces états évoluent sous l'effet de la décohérence.

Les expériences présentées dans ce manuscrit sont à l'interface de ces deux systèmes. Initialement, l'objectif était de fabriquer un nouveau montage pour les expériences d'électrodynamique en cavité dans lequel les atomes de Rydberg seraient excités à partir d'un jet d'atomes refroidis par laser, pour permettre d'aller plus loin dans l'exploration de la frontière entre les mondes microscopique et macroscopique. Ce montage a nécessité de mettre au point de nouvelles techniques pour contrôler l'état de l'atome. Grâce à ces développements technologiques, nous pouvons maintenant manipuler de façon cohérente l'état de l'atome à l'intérieur de la multiplicité Stark et étudier sur les atomes de Rydberg la transition entre le monde quantique et le monde classique. Mon travail de thèse a ainsi consisté à démontrer l'aspect non-classique de la dynamique d'un moment cinétique évoluant dans un espace de Hilbert tronqué, connu sous le nom de dynamique Zénon quantique [18]. Cette dynamique constitue un nouvel outil pour manipuler de façon cohérente les systèmes quantiques *via* leur espace de Hilbert et est prometteuse pour préparer des états non-classiques à l'échelle mésoscopique.

Électrodynamique quantique en cavité et chat de Schrödinger

Dans le domaine de l'électrodynamique en cavité, les états semi-classiques sont les états cohérents $|\alpha\rangle$ dans la limite où $|\alpha| \gg 1$ [19]. Un des objectifs des expériences a été de préparer des superpositions cohérentes de deux états semi-classiques $1/\sqrt{2}(|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle)$ [20], à l'image du chat dans une superposition des états mort et vivant. En référence à cette image, ces états sont appelés *chat de Schrödinger*. L'état cohérent $|\alpha\rangle$ pouvant être en théorie arbitrairement grand, on peut construire des états chats de Schrödinger du rayonnement de plus en plus macroscopiques et en étudier les processus de décohérence. De telles études ont déjà été menées sur nos expériences d'électrodynamique en cavité. Dans notre dispositif (fig.2), un champ fortement confiné par une cavité micro-onde supraconductrice de haute finesse interagit avec des atomes de Rydberg circulaires dans le régime dit de *couplage fort* où le temps caractéristique de l'interaction est court à l'échelle des processus de décohérence [21, 22, 23]. Les atomes de Rydberg circulaires sont des atomes de rubidium excités sur des niveaux de haute énergie, typiquement $n \sim 50$, et de moment cinétique maximal, qui se comportent comme des systèmes à deux niveaux $|g\rangle$ et $|e\rangle$ lorsqu'ils sont en interaction avec le mode du champ électromagnétique. L'état atomique est contrôlé par des champs micro-ondes classiques et peut être par exemple mis dans une superposition d'états $1/\sqrt{2}(|g\rangle + |e\rangle)$. Lorsqu'ils interagissent avec un champ micro-onde cohérent $|\alpha\rangle$ dans la cavité, les atomes transmettent au champ le caractère quantique de leur superposition d'états et l'amènent sur un état chat de Schrödinger [24]. Cette expérience reproduit le paradoxe de Schrödinger où un système classique - un chat ou un état cohérent - interagit avec un système quantique dans une superposition cohérente d'états - un élément radioactif ou un atome de Rydberg. Dans notre expérience, ce processus est basé sur le déphasage du champ en présence de l'atome. Lorsqu'il est dans la cavité,

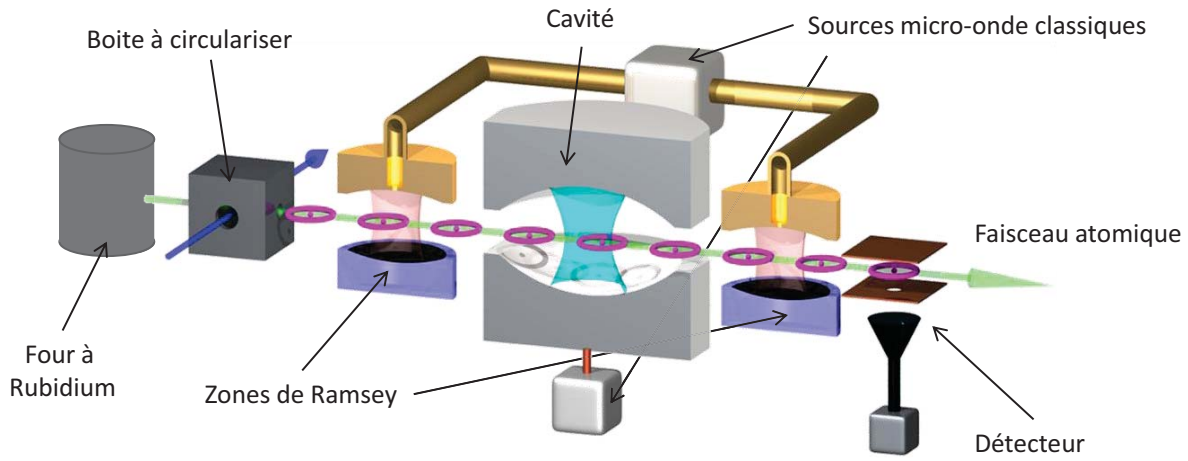


FIGURE 2 – Dispositif expérimental actuel d'électrodynamique en cavité. Les atomes sont produits par un four en un jet thermique horizontal et excités sur les états de Rydberg circulaires au passage de la *boîte à circulariser*. Au cœur du dispositif, ils interagissent avec le mode du champ électromagnétique piégé dans la cavité supraconductrice pendant 40 µs. Avant et après la cavité, l'état atomique peut être manipulé par des champs classiques dans les *zones de Ramsey*. Ils sont finalement détectés par ionisation.

l'atome produit un déphasage similaire à celui produit par un diélectrique qui vient changer l'indice de réfraction du milieu selon l'état d'excitation de l'atome. Cela conduit à un léger désaccord entre le champ micro-onde et la cavité qui se traduit par un déphasage. Ce déphasage dépend de l'indice du milieu et donc de l'état d'excitation de l'atome. Si ce dernier est dans une superposition cohérente d'états $1/\sqrt{2}(|g\rangle + |e\rangle)$, alors le champ évolue vers une superposition de deux champs cohérents de phases différentes, c'est-à-dire un état chat de Schrödinger.

Des états chats de Schrödinger du rayonnement comptant quelques photons ont pu être étudiés à l'aide de ce dispositif [24, 25]. En reconstruisant la matrice densité, Deléglise *et al.* ont pu suivre l'évolution de l'état au cours du temps (fig.3) [26]. Initialement, l'état est dans une superposition cohérente des états $|\alpha\rangle$ et $|-\alpha\rangle$. Chacun des états cohérents est représenté sur la fonction de Wigner par un pic de valeur positive. L'aspect cohérent de la superposition apparaît dans les franges qui illustrent les interférences quantiques entre les deux composantes du chat. Cette expérience montre que sous l'effet de la décohérence, les franges disparaissent au cours du temps. L'état chat de Schrödinger évolue vers un mélange statistique où il a une chance sur deux d'être sur l'un ou l'autre des états $|\alpha\rangle$ et$|-\alpha\rangle$ mais jamais sur les deux simultanément. Ici, la taille maximale du chat que l'on peut préparer n'est pas limité par le temps de cohérence mais par le temps d'interaction entre l'atome et le champ. En effet, plus l'atome interagit avec le champ, plus il peut lui transmettre son caractère quantique. Pour générer des états chats de Schrödinger de taille plus importante, il nous faut un temps d'interaction plus long, ce qui est impossible étant donnée la configuration du jet atomique thermique. Pour aller plus loin dans l'exploration du monde quantique, il faut donc repenser le dispositif expérimental.

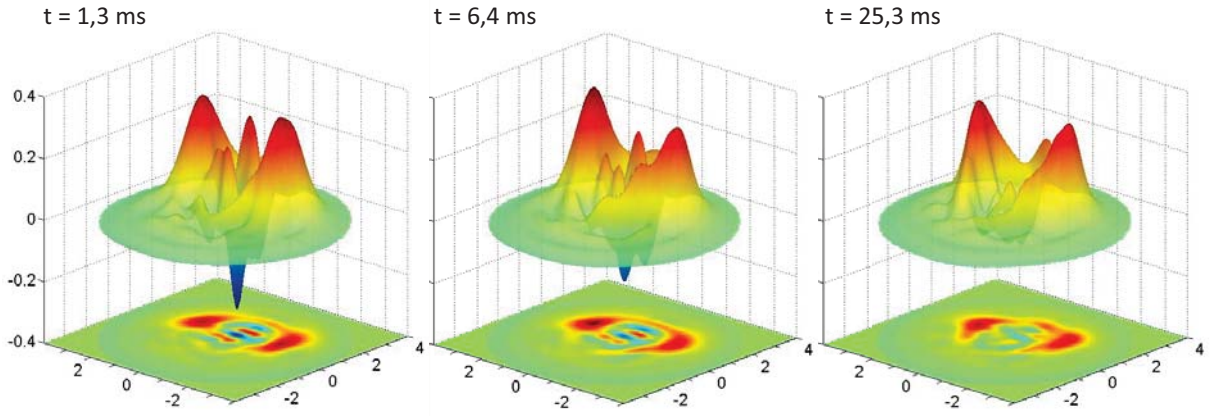


FIGURE 3 – Décohérence d'un état chat de Schrödinger du rayonnement comptant 11,8 photons, dans une cavité de temps de vie 130 ms (figures extraites de [27]). Les franges sont la signature de la nature cohérente de la superposition. Elles disparaissent progressivement, laissant place finalement à un mélange statistique d'états, états classiques comme l'illustre l'absence de négativité de la fonction de Wigner.

La dynamique Zénon quantique

L'augmentation du temps d'interaction va aussi permettre d'étudier de nouvelles techniques de manipulations cohérentes comme la dynamique Zénon quantique. Cette méthode proposée par Facchi *et al.* [18] consiste à répéter une mesure pour manipuler un système quantique : l'*action en retour* de la mesure devient un outil mis au profit de l'expérimentateur. La dynamique Zénon quantique est une généralisation de l'effet Zénon quantique qui correspond au cas simple où la mesure E donne pour résultat une valeur propre μ non-dégénérée [28, 29, 30]. Dans ce cas, la mesure projette le système sur l'état propre $|\mu\rangle$. En fait, la probabilité P_μ que le résultat de la mesure soit la valeur propre μ est donnée par le recouvrement de l'état du système $|\psi\rangle$ avec l'état propre associé $|\mu\rangle$ soit $P_\mu = |\langle\mu|\psi\rangle|^2$. Si une mesure est répétée rapidement devant le temps caractéristique d'évolution du système, l'état $|\psi\rangle$ n'a presque pas changé lorsque la mesure est faite à nouveau. A chaque mesure, le système est projeté avec une très grande probabilité dans le même état propre, si bien que son évolution est gelée : un système quantique soumis à une mesure répétée reste dans le même état. L'effet Zénon quantique a été pour la première fois mis en évidence expérimentalement par Itano *et al.* sur des transitions radiofréquences de niveaux hyperfins de l'ion Be^+ [31], selon un protocole proposé par Cook [32]. Il a été ensuite observé de nombreuses fois sur d'autres systèmes à deux niveaux, qu'ils soient ioniques [33, 34], atomiques [35], moléculaires [36] ou de type condensats de Bose-Einstein [37, 38]. Il a aussi été mis en évidence en électrodynamique quantique en cavité sur les modes d'un oscillateur harmonique [39]. Dans cette expérience, l'état de la cavité est maintenu dans l'état vide $|0\rangle$ en mesurant rapidement la parité du champ, ce qui dans un régime de faibles nombres de photons s'apparente à mesurer les états $|0\rangle$ et$|1\rangle$.

Mais la mesure ne gèle l'évolution du système que si le résultat de la mesure est

une valeur propre non-dégénérée. Si le résultat de la mesure est une valeur propre dégénérée, la mesure projettera l'état du système sur l'espace propre de dimension $d > 1$ associé à cette valeur propre. L'évolution est alors simplement confinée dans l'un des sous-espaces de la mesure [18] et on parle alors de dynamique Zénon quantique. Le système évolue dans un espace de Hilbert tronqué. Il en résulte une dynamique qui peut être non-classique, et ce même si le Hamiltonien et l'état initial sont complètement classiques. Raimond *et al.* ont proposé d'utiliser ce nouvel outil pour générer des états chats de Schrödinger du champ électromagnétique [40, 41]. En appliquant une mesure du type « Y-a-t'il s photons dans la cavité ? » à un champ dont on sait qu'il n'a pas s photons, on force le système à évoluer dans le sous-espace propre de la réponse « non », espace qui contient tous les états de Fock $|n \neq s\rangle$. Si l'on tente alors d'injecter un champ cohérent, les états $|n\rangle$ du champ n'étant couplé qu'avec leurs premiers voisins $|n \pm 1\rangle$, supprimer l'état $|s\rangle$ de l'espace de Hilbert revient à couper celui-ci en deux sous-espaces, celui des états $\mathcal{H}_{<s} = \{|n < s\rangle\}$ et celui des états $\mathcal{H}_{>s} = \{|n > s\rangle\}$. Ainsi, le champ évoluera dans l'un ou l'autre de ces sous-espaces. Lorsque l'état atteint la limite du sous-espace dans lequel il évolue, la dynamique devient non-classique et prépare le système dans un état chat de Schrödinger. Cette évolution est déterministe, ce qui n'est pas le cas de toutes les méthodes de préparation de chats et notamment celles basées sur la mesure de la parité [42, 43]. Qui plus est, la dynamique Zénon quantique permet de choisir, à travers la mesure, le sous-espace de Hilbert dans lequel le système évoluera. Pour l'expérience décrite ici, le sous-espace $\mathcal{H}_{<s}$ sera par exemple d'autant plus grand que s l'est. Avec la dimension de ce sous-espace, c'est sa limite que l'on repousse vers les grands nombres de photons et donc la taille de l'état chat qu'on augmente. La dynamique Zénon offre donc une alternative pour préparer des états chats de Schrödinger de plus en plus macroscopiques. De façon générale, la dynamique Zénon quantique est un outil pour façonner l'espace de Hilbert [44, 45]. La préparation d'états intriqués [46] ou l'implémentation de portes quantiques [47, 48] *via* la dynamique Zénon quantique ont été proposées.

La dynamique Zénon est un outil prometteur pour manipuler les systèmes quantiques à une échelle *mésoscopique*. Pour l'implanter sur les expériences d'électrodynamique quantique en cavité, il faut néanmoins être capable de distinguer l'état à s photons des autres états de Fock. La méthode proposée par Raimond *et al.* consiste à résoudre la structure du champ habillé par l'atome de Rydberg circulaire [40]. En effet, cette structure dépend du nombre de photons n puisque les niveaux habillés sont séparés d'une quantité proportionnelle à $\Omega_0\sqrt{n}$ où Ω_0 est la fréquence de Rabi du vide. Si l'on est capable de faire la distinction entre $\Omega_0\sqrt{s}$ et $\Omega_0\sqrt{s \pm 1}$, on peut répondre à la question « Y-a-t'il s photons dans la cavité ? » Mais la résolution est d'autant plus difficile que s est grand et que l'état est macroscopique. Pour $s = 6$, il faut déjà résoudre des fréquences de l'ordre de 10 kHz, une fréquence si petite qu'il faut un temps d'interaction déjà supérieur à celui du montage actuel.

Un nouveau montage pour les expériences d'électrodynamique quantique en cavité

C'est pourquoi nous avons décidé de construire un nouveau dispositif expérimental qui couple le champ micro-onde de la cavité à des atomes lents. Ceux-ci proviennent d'une *fontaine atomique* qui, à partir d'un nuage d'atomes refroidis par laser, crée un jet vertical d'atomes lents qui atteignent le sommet de leur trajectoire au centre de la cavité (fig.4). Dans cette configuration, des temps d'interaction de l'ordre de 1 ms peuvent être attendus, soit environ deux ordres de grandeurs de plus qu'avec le dispositif actuel. En plus de ce jet d'atomes lents, le dispositif pourrait intégrer un jet d'atomes rapides identiques à celui de l'expérience actuelle pour réaliser des mesures de l'état du champ. L'ensemble devrait permettre de générer des états non-classiques du rayonnement de plusieurs centaines de photons et d'étudier leur décohérence. Néanmoins, travailler avec des atomes lents impose de nouvelles contraintes. En effet, le temps de vol des atomes à travers la cavité est du même ordre de grandeur que le temps de vie des états de Rydberg circulaires. Il n'est donc plus possible de préparer ou de détecter les atomes dans des zones séparées de part et d'autre de la cavité. Il faut développer de nouvelles méthodes pour exciter et ioniser les atomes lorsque ceux-ci sont situés au centre de la cavité. Mon travail de thèse s'est concentré sur la nouvelle méthode d'excitation vers les niveaux circulaires.

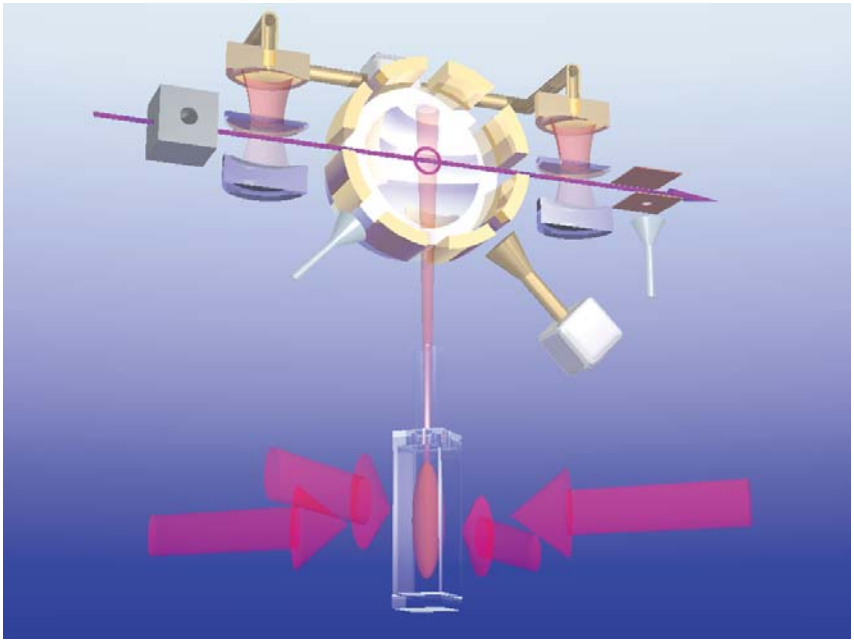


FIGURE 4 – Schéma de la future expérience *fontaine*. Les atomes lents seront produits par une *fontaine atomique*. La cavité sera tournée de 90 ° pour laisser entrer les atomes du jet vertical. En même temps, un jet horizontal d'atomes rapides pourra être conservé.

Les propriétés des atomes de Rydberg circulaires, dont leur très long temps de vie ($\sim$ 30 ms à $T = 0$ K) les rendent intéressants pour l'électrodynamique quantique en cavité [49,

50, 51], pour la métrologie [52] ou pour des études de collisions [53]. Plusieurs méthodes ont donc été proposées pour les préparer. La première, mise au point par Hulet *et al.* [54], consistait à préparer optiquement un niveau de faible moment cinétique du lithium puis à réaliser une série de passages adiabatiques rapides entre les niveaux Stark, ajoutant chacun un quanta de moment cinétique. Une autre méthode, proposée par Delande *et al.* [55] et réalisée pour la première fois par Hare *et al.* [56], utilise des champs électrique et magnétique croisés pour transférer adiabatiquement les atomes vers le niveau circulaire. Enfin, Cheng *et al.* ont préparé un état circulaire en tirant profit d'un anti-croisement entre le niveau $22s$ du sodium et l'état circulaire $n = 20$ [57].

La méthode utilisée jusqu'à présent dans nos expériences d'électrodynamique quantique en cavité [58] est basée sur la méthode [54]. Elle consiste d'abord à exciter optiquement les atomes dans un niveau de faible moment cinétique, avant d'appliquer un champ électrique statique qui lève la dégénérescence des états de la multiplicité de nombre quantique principal n. Les nouveaux états propres, appelés sous-niveaux Stark, rangés par ordre croissant de m, qui reste un bon nombre quantique, forme une structure en triangle (fig.5) où les niveaux sont tous équidistants. On peut alors transférer l'atome dans le niveau circulaire en lui faisant absorber $\sim n$ photons radiofréquences σ^+. Dans l'an-

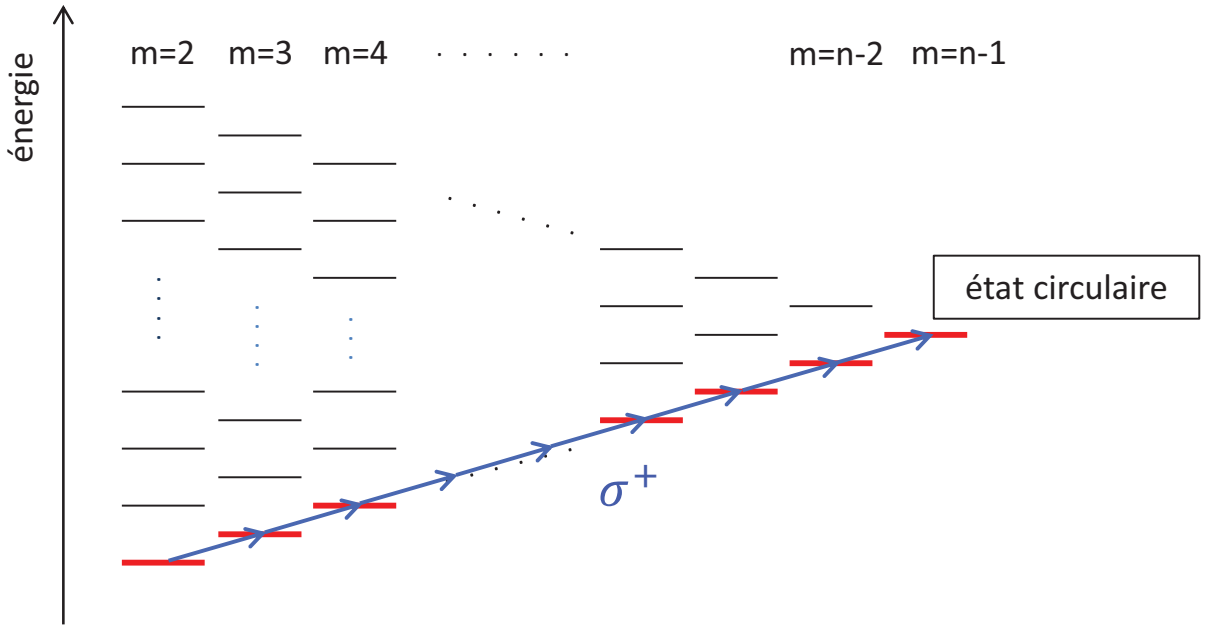


FIGURE 5 – Spectre Stark d'un atome de Rydberg. Sous l'effet d'un champ électrique, les niveaux se déplacent en énergie. Le nombre quantique magnétique m reste un bon nombre quantique pour décrire les états propres du système. A faible m, le défaut quantique perturbe le spectre qui a été volontairement omis ici ($m = 0$ et $m = 1$). En couplant l'atome à un champ radiofréquence de polarisation bien définie σ^+, il est possible de manipuler de façon cohérente l'état atomique sur les n niveaux couplés entre eux par le champ radiofréquence.

cien montage, l'excitation avait lieu avant que les atomes n'entrent dans la cavité. Elle se faisait en utilisant un champ radiofréquence de polarisation quelconque et en présence d'un champ magnétique qui levait la dégénérescence des transitions σ^+ et σ^-. Si on veut exciter les atomes alors qu'ils sont au centre de la cavité, la présence des miroirs supraconducteurs prohibe l'utilisation de champ magnétique. Le niobium qui les recouvre est un supraconducteur de type II : en présence d'un champ magnétique, il piégerait des vortex entraînant l'apparition de zones normales dans le supraconducteur qui dissiperaient l'énergie et dégraderaient la finesse du résonateur. Il est donc nécessaire d'appliquer un champ radiofréquence de polarisation bien définie. Cette contrainte impose de modifier le montage expérimental et de disposer autour de la cavité huit électrodes qui permettent de créer un champ radiofréquence tournant de polarisation σ^+ (cf fig.4).

Construction d'un nouveau cryostat

Avant de construire un montage aussi complexe, il est nécessaire de tester les éléments un par un. La fabrication de nouvelles cavités, dont l'une des étapes essentielles est réalisée par le groupe lui-même [59], était déjà au centre des préoccupations. Peu reproductible, le procédé mériterait des tests systématiques pour en améliorer la qualité du résultat. Cependant, ces tests ne peuvent pas être fait simplement : comme les cavités n'ont pas de trou de couplage, déterminer leur facteur de qualité par mesure de transmission n'est pas possible. Il se mesure donc directement au temps de vie des photons micro-ondes, c'est-à-dire à la vitesse à laquelle l'énergie quitte la cavité. Pour le mesurer, on détecte l'intensité du champ en regardant l'absorption d'atomes de Rydberg résonants traversant le mode. Nous avons donc développé un nouveau cryostat pour réaliser des études systématiques sur la fabrication des miroirs et pour tester leur qualité. Ce cryostat de test est équipé d'un jet thermique atomique et d'axes optiques pour offrir un accès aux lasers d'excitation. Sa température limite, inférieure à 1 K, permet de mesurer le temps de vie intrinsèque de la cavité $\tau \geq 100$ ms. En effet, à température non nulle, la résistance BCS de surface des miroirs induit des pertes, conséquence de l'existence d'électrons non appariés en paires de Cooper dans la couche pénétrable du supraconducteur qui dissipent l'énergie du champ électromagnétique. Pour mesurer le temps de vie intrinsèque de la cavité, il faut abaisser suffisamment la température pour que la résistance de surface devienne négligeable, ce qui n'est le cas qu'à partir de 1 K [60].

Une fois le cryostat opérationnel, nous avons décidé de l'utiliser pour réaliser les premiers essais de circularisation. Nous l'avons adapté pour y installer le nouveau montage cavité entouré de ses huit électrodes afin de tester sur des atomes rapides la nouvelle méthode de préparation. Nous avons mis en place des outils de contrôles et de mesures de l'état atomique au sein d'une multiplicité Stark qui nous ont permis de générer un champ radiofréquence de polarisation σ^+ bien définie. Ce champ nous a non seulement permis de transférer les atomes d'un niveau de faible moment cinétique m vers l'état circulaire, mais il nous permet aujourd'hui de manipuler de façon cohérente l'état de l'atome à l'intérieur de la multiplicité Stark. Les multiplicités $n \sim 50$ offrent de grands espaces de Hilbert

qui permettent de préparer des états semi-classiques de l'état de l'atome. Notre système constitue donc un autre outil pour explorer la limite quantique-classique.

La limite semi-classique de la trajectoire de l'électron à déjà été étudié dans le contexte des impulsions ultracourtes [61]. Avec des impulsions lasers picosecondes, il a été possible de préparer une fonction d'onde de l'electron, d'abord localisée uniquement sur la variable radiale [62], puis localisée sur les variables angulaires [63, 64] et enfin un paquet d'onde localisé dans les trois dimensions de l'espace [65, 66]. Ces techniques ont par exemple permis d'observer un électron dans une superposition de deux oscillations radiales de phases opposées, chat de Schrödinger du mouvement de l'électron [67]. Cependant, toutes ses expériences se basent sur des superpositions d'états de différentes énergies. Ici nous nous intéressons aux états semi-classiques au sens de Gay *et al.*, qui correspondent à des états stationnaires dont la fonction d'onde est localisée autour d'une trajectoire classique de l'électron [68]. Notre champ radiofréquence σ^+ ne couplant que des transitions $\Delta m = 1$, son action sur les niveaux atomiques se simplifie considérablement : partant d'un niveau situé sur la première diagonale de la multiplicité Stark, seuls les états de cette diagonale sont couplés par le champ (fig.5). En calculant le couplage entre ces niveaux, on peut montrer que ces n états se comportent comme un spin dont les états cohérents de spin sont les états elliptiques de Gay [69]. Qui plus est, une très forte analogie [68] relie notre système - une échelle quasi-linéaire du spin atomique couplée à un champ radiofréquence classique - à l'électrodynamique quantique en cavité - les niveaux du mode du champ électromagnétique couplé par un champ micro-onde classique. Il nous est donc possible d'implémenter sur l'atome de Rydberg la dynamique Zénon quantique proposée par Raimond *et al.* [40]. Jusqu'alors, aucune observation de l'aspect non-classique de la dynamique Zénon quantique n'a à notre connaissance été constatée. La seule expérience depuis la proposition de Facchi *et al.* [18] a consisté à observer le confinement de l'évolution sur un sous-espace de dimension 2 sur lequel la dynamique reste celle d'un système à deux niveaux [70]. Avec son grand espace de Hilbert, le spin atomique permet de véritablement mettre en évidence le caractère non-classique de la dynamique Zénon quantique et de montrer qu'elle peut préparer le système dans un état chat de Schrödinger [71], avant que celle-ci ne soit expérimentée sur le mode d'un champ électromagnétique d'une cavité.

Plan du manuscrit

Dans un premier chapitre, nous exposerons quelques éléments de théorie concernant les atomes de Rydberg. Avec l'électron de valence fortement excité, cet atome est très similaire à l'atome d'hydrogène que nous étudierons dans un premier temps. Nous introduirons en particulier les bases sphériques et paraboliques et nous étudierons l'effet d'un champ électrostatique ou radiofréquence sur cet atome. Cette étude nous permettra de décrire les états de Rydberg de l'atome de rubidium que nous utilisons dans notre expérience.

Le chapitre II présentera les outils nécessaires à la manipulation des états de Rydberg. Il commencera par une description du cryostat que nous avons construit et dans lequel

ont pris place ces expériences. Dans un second temps, nous exposerons les réglages qui permettent de préparer l'atome de Rydberg et le champ radiofréquence polarisé σ^+ en vue de les faire interagir. L'atome doit être excité optiquement sur des niveaux de Rydberg et mis en résonance avec le champ radiofréquence pour lequel nous décrirons le réglage de la polarisation et sa mesure.

Le chapitre III concerne la circularisation. Nous y étudierons les méthodes de passage adiabatique et d'oscillation de Rabi. Chaque méthode sera tout d'abord décrite d'un point de vue théorique sur un système idéal et son application sur l'atome de rubidium sera discutée. Avant d'exposer les résultats expérimentaux, nous exposerons les outils que nous avons développés pour analyser la qualité du processus et comparer les méthodes.

Nous présenterons dans le quatrième et dernier chapitre l'expérience de dynamique Zénon quantique appliquée à ces mêmes atomes de Rydberg. Un cadre théorique de cette dynamique sera développé ainsi qu'un parallèle entre ses applications en électrodynamique quantique en cavité ou sur les atomes de Rydberg. Nous décrirons par la suite les différents éléments de l'expérience nécessaires à l'observation de la dynamique Zénon quantique, avant de présenter les résultats.

Chapitre I

Elements de théorie des atomes de Rydberg

Le rubidium, avec son unique électron de valence caractéristique des alcalins, est un candidat de premier choix pour les expériences de physique atomique. Nos expériences utilisent du rubidium 85 ($^{85}_{37}Rb$), l'isotope le plus abondant, dans un régime très excité où l'électron de valence est situé sur des niveaux de hautes énergies. Dans ces conditions, le comportement de cet atome présente de fortes analogies avec l'atome d'hydrogène. En particulier, certaines de ses transitions $\Delta\nu$ vérifient dans une bonne approximation la loi phénoménologique établie par Rydberg et Ritz en 1889 [72] pour décrire les raies lumineuses de l'hydrogène

$$\Delta\nu_{n,n'} = -cR_y\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right), \tag{I.1}$$

avec c la vitesse de la lumière, R_y la constante de Rydberg et n et n' des entiers relatifs. Pour cette raison, ces atomes sont appelés atomes de Rydberg. Dans une vision volontairement simpliste, l'atome de Rydberg est constitué d'un électron de valence de charge $-q$, très éloigné du cœur atomique formé des autres électrons évoluant autour du noyau et de charge globale $+q$. Le comportement hydrogénoïde semble donc en première approche justifié. En réalité, la loi (I.1) ne rend compte que d'une vision très partielle de la structure d'un atome de Rydberg. Ce chapitre vise à fournir un cadre théorique qui sera nécessaire pour décrire les expériences que nous avons réalisées sur des atomes de rubidium.

Nous rappellerons dans un premier temps le modèle de l'atome d'hydrogène, système à deux corps soumis à une interaction coulombienne. L'hydrogène est le seul atome pour lequel il est possible de résoudre analytiquement l'équation de Schrödinger, ce que nous feront pour trouver l'expression des fonctions d'onde de l'électron. Nous étudierons ensuite comment ces solutions sont modifiées en présence d'une perturbation extérieure comme un champ électrostatique ou un champ électromagnétique. La méthode et les solutions de la théorie de l'atome d'hydrogène constitueront une base pour l'étude des alcalins plus complexes comme le rubidium que nous étudierons dans un second temps.

I.1 L'atome d'hydrogène

I.1.1 Les états quantiques en champ nul

I.1.1.a Présentation de l'atome d'hydrogène

L'hydrogène se compose d'un unique proton de masse m_p autour duquel évolue un électron de masse m_e. Ces deux charges élémentaires de signe opposé q et $-q$, situées à une distance r, s'attirent via l'interaction coulombienne

$$\boldsymbol{F}_{\boldsymbol{q}\to-\boldsymbol{q}} = -\frac{e^2}{r^2}\boldsymbol{u}_r, \tag{I.2}$$

où $\boldsymbol{u}_r$ est le vecteur unitaire dirigé du proton vers l'électron et $e^2 = q^2/4\pi\epsilon_0$. Dans un tel problème à deux corps, il est d'usage d'introduire une particule fictive de masse réduite μ gravitant autour du centre de masse à une distance r, avec

$$\mu = \frac{m_e m_p}{m_e + m_p}. \tag{I.3}$$

Le proton possède une masse 2000 fois plus importante que celle de l'électron. La particule fictive peut donc être assimilée à l'électron avec une bonne approximation. Nous appellerons donc par la suite électron cette particule fictive, et proton le centre de masse du système. Cependant, pour conserver une précision maximale dans les calculs, nous associerons à notre électron la masse réduite μ.

Le Hamiltonien de cet électron s'écrit

$$\hat{H} = \frac{\hat{\boldsymbol{p}}^2}{2\mu} + V(\hat{\boldsymbol{r}}) \text{ avec } V(\boldsymbol{r}) = -\frac{e^2}{r} \tag{I.4}$$

si l'on néglige le couplage spin-orbite et les effets relativistes, responsables de la structure fine des niveaux. L'invariance par translation dans le temps de ce Hamiltonien se traduit par une énergie E de l'électron constante. La recherche de solution $\psi(\boldsymbol{r})$ à l'équation de Schrödinger nécessite d'introduire d'autres constantes du mouvement pour simplifier la résolution. Du choix de ces constantes découle une base privilégiée pour l'écriture des vecteurs propres. La description la plus courante de l'atome d'hydrogène se fait dans la base des états sphériques. Une autre description, plus utile pour la suite, consiste à résoudre l'équation aux valeurs propres dans une base dite parabolique.

I.1.1.b Base des états sphériques

Comme pour tout mouvement à force centrale, le moment cinétique $\hat{\boldsymbol{L}} = \hat{\boldsymbol{r}} \wedge \hat{\boldsymbol{p}}$ de l'électron se conserve. Il peut alors être utile de réécrire le Hamiltonien en faisant inter-

venir $\hat{\boldsymbol{L}}$

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r^2}r + \frac{1}{2\mu r^2}\hat{\boldsymbol{L}}^2 + V(\hat{r}). \tag{I.5}$$

Sous cette forme, la partie angulaire du Hamiltonien est uniquement contenue dans $\hat{\boldsymbol{L}}$. Puisque chaque composante de $\hat{\boldsymbol{L}}$ commute avec $\hat{\boldsymbol{L}}^2$ et avec tout opérateur agissant uniquement sur r, $\hat{\boldsymbol{L}}$ vérifie la relation de commutation suivante

$$\left[\hat{H}, \hat{\boldsymbol{L}}\right] = 0. \tag{I.6}$$

Cette relation traduit l'invariance du système par toute rotation du groupe $SO(3)$ dans l'espace réel autour du noyau et nous discuterons des conséquences de cette symétrie plus loin. Il en découle que $\hat{H}$ commute notamment avec $\hat{L}_z$ et $\hat{\boldsymbol{L}}^2$. On peut alors chercher, sans perdre en généralité, une base commune à ces trois observables. Puisqu'il existe une symétrie centrale par rapport à O, les coordonnées sphériques sont bien adaptées à ce problème. Ainsi la solution ψ vérifie

$$\hat{H}\psi(\boldsymbol{r}) = E\psi(\boldsymbol{r}) \tag{I.7}$$
$$\hat{\boldsymbol{L}}^2\psi(\boldsymbol{r}) = l(l+1)\hbar^2\psi(\boldsymbol{r}) \tag{I.8}$$
$$\hat{L}_z\psi(\boldsymbol{r}) = m\hbar\psi(\boldsymbol{r}) \tag{I.9}$$

avec l le nombre quantique azimutal et m le nombre quantique magnétique. La théorie des moments cinétiques permet de montrer que tout vecteur propre de $\hat{\boldsymbol{L}}^2$ et $\hat{L}_z$ s'écrit sous une forme factorisée

$$\psi(\boldsymbol{r}) = R(r)Y_l^m(\theta, \varphi), \tag{I.10}$$

où $R(r)$ est une fonction radiale et $Y_l^m(\theta, \varphi)$ l'harmonique sphérique associée aux valeurs propres l et m. Puisque Y_l^m est entièrement déterminée par ces deux nombres quantiques, c'est une fonction indépendante du potentiel $\hat{V}$ dont l'expression est donnée en annexe A.

Cette factorisation de la fonction d'onde nous permet de résoudre séparément les dépendances radiale et angulaire et simplifie grandement la résolution du problème. Pour l et m fixés, l'équation aux valeurs propres sur $R(r)$ se résume alors à une équation de Schrödinger radiale qui prend la forme

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{1}{r}\frac{d}{dr^2}r + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r)\right] R(r) = E\ R(r), \tag{I.11}$$

où E et $R(r)$ dépendent *a priori* de l et m. Puisque seul l intervient dans l'équation radiale, on peut d'ores et déjà oublier la dépendance en m de E et R. On retrouve ici l'équation unidimensionnelle d'un électron de masse μ dans un potentiel effectif : le premier terme n'est autre que le terme d'énergie cinétique et les deux autres termes définissent un potentiel effectif V_{eff}, qui s'interprète comme un potentiel attractif en $1/r$ et un potentiel centrifuge qui empêche l'électron de heurter le noyau.

Les valeurs propres de cette équation s'écrivent sous la forme bien connue de la formule de Bohr

$$E_{n,l} = E_n = -\frac{E_1}{n^2} \tag{I.12}$$

avec n un entier relatif et E_1 l'énergie du niveau fondamental

$$E_1 = \frac{\mu e^4}{2\hbar^2} \tag{I.13}$$

qui vaut $E_1 = 13,6\,\text{eV}$. L'invariance de l'énergie avec le nombre quantique magnétique m est une conséquence de l'invariance du problème de Coulomb à trois dimensions par symétrie dans l'espace réel autour du point O sous le groupe de rotation $SO(3)$. En effet, puisque le choix de l'axe (Oz) est arbitraire, m ne doit logiquement pas apparaître dans l'expression de l'énergie. Par contre, l'invariance de l'énergie avec le nombre quantique orbital l est plus inattendue. Cette dégénérescence des n^2 niveaux de la multiplicité est liée à la forme du potentiel qui fait que le $(p+1)$-ième état lié, en présence du potentiel centrifuge de nombre quantique azimutal l, a la même énergie que le p-ième état lié en présence du potentiel centrifuge associé à $l+1$. Cette dégénérescence est illustrée sur la figure I.1. Cette propriété, caractéristique des potentiels en $1/r$, cache en fait une symétrie supplémentaire que nous expliciterons plus tard car elle est à la base des fonctions d'onde paraboliques.

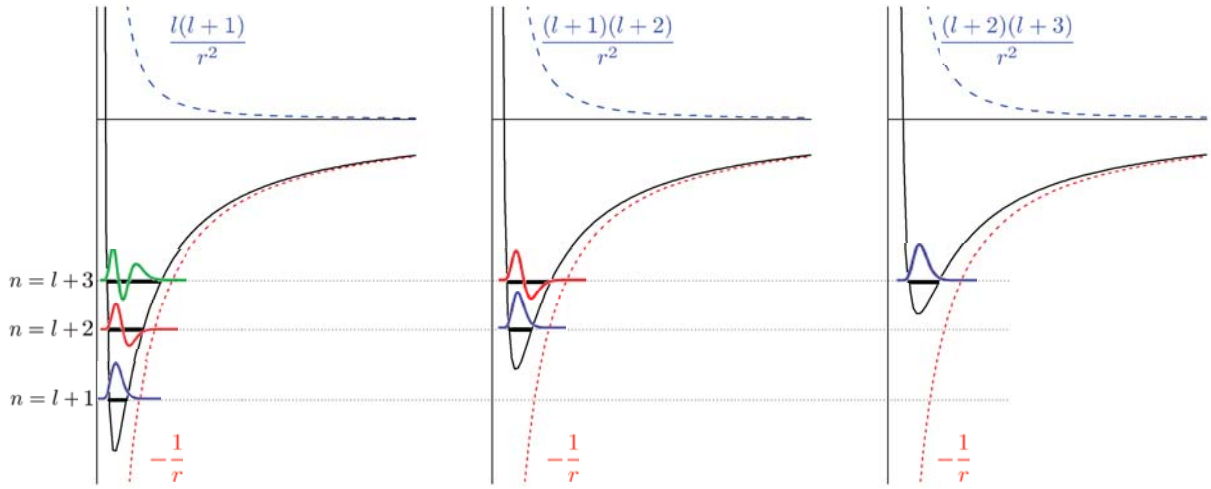


FIGURE I.1 – Illustration de la dégénérescence en l de l'énergie d'un atome d'hydrogène. Lorsque l augmente, la barrière cinétique devient plus grande. Le potentiel résultant est alors moins profond. Pour les potentiels en $1/r$, le niveau fondamental de moment cinétique $l+1$ est dégénéré avec le deuxième niveau d'énergie de moment cinétique l. Cette dégénérescence « accidentelle » trouve sa justification dans une étude plus approfondie des invariants du système.

Les vecteurs propres $R_{n,l}(r)$ solutions de l'équation (I.11) sont décrits dans [73] (cf annexeA). Quelques fonctions d'onde des états sphériques notés désormais $|\psi\rangle = |n,l,m\rangle$ sont représentées sur la figure I.2. Pour une représentation plus lisible, le nombre quantique principal n est fixé ici à 21, bien que toutes les expériences soient faites pour $n \sim 50$. Le noyau de l'hydrogène occupe chaque fois le centre du repère. La symétrie de rotation

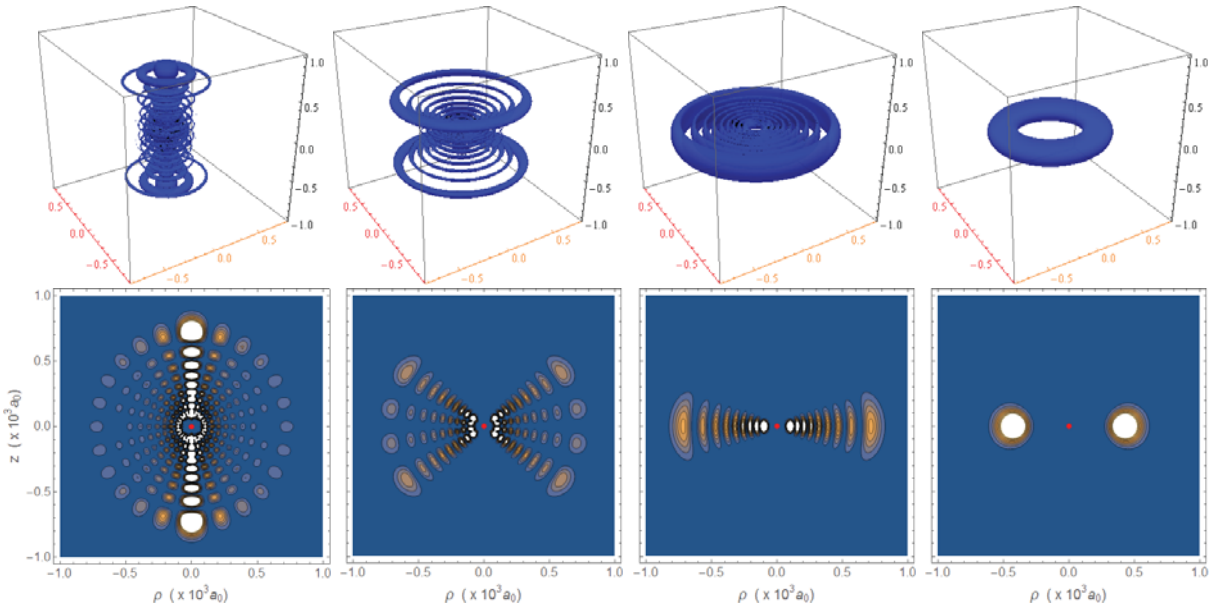


FIGURE I.2 – Fonctions d'onde de quelques états sphériques de l'hydrogène : $|n = 21, l = 12, m = 0\rangle$, $|n = 21, l = 12, m = 9\rangle$, $|n = 21, l = 12, m = 12\rangle$ et $|n = 21, l = 20, m = 20\rangle$. Sur la première ligne sont représentées les fonctions d'onde à 3 dimensions. L'axe vertical est l'axe de quantification (Oz). L'unité des axes est $10^3 a_0$. Nous avons représenté les surfaces où la densité de probabilité devient supérieure à $1,5 \cdot 10^{-9} a_0^{-3}$. Sur la deuxième ligne est tracée la projection dans le plan $(zO\rho)$, où ρ est le rayon en coordonné cylindrique (ρ, φ, z) de l'espace réel. La couleur varie de 0 (fond bleu) à $5 \cdot 10^{-9} a_0^{-3}$ (blanc). La variable φ n'intervient qu'à travers un terme de phase $e^{im\varphi}$, la densité de probabilité $|\psi|^2$ est donc invariante avec φ. Les fonctions d'onde à trois dimensions ne reprennent pas tous les motifs de leur projection à cause de l'effet du seuil, choisi pour donner assez de lisibilité.

autour de l'axe (Oz) traduit le fait que $|\psi\rangle$ est vecteur propre de $\hat{L}_z$. On remarque que l'orbite électronique devient de plus en plus confinée autour du plan $z = 0$ à mesure que la projection du moment cinétique m tend vers l. Plus ce nombre quantique azimutal l augmente, plus la densité de probabilité de l'électron est grande loin du centre de l'atome. La dernière fonction d'onde représente l'état circulaire. L'électron y est entièrement localisé dans un tore centré sur le noyau atomique, d'où son nom d'état circulaire.

La base sphérique impose à toutes les solutions d'être symétriques par rapport aux plans $x = 0$, $y = 0$ et $z = 0$. En conséquence, celles-ci possèdent toutes un dipôle $\hat{\boldsymbol{d}} = q\hat{\boldsymbol{r}}$ moyen nul

$$\langle n, l, m | q\hat{\boldsymbol{r}} | n, l, m \rangle = 0. \tag{I.14}$$

Or, ce dernier joue un rôle déterminant dans l'interaction avec des champs électriques extérieurs. Il peut donc être intéressant de trouver les solutions de l'atome d'hydrogène dans la base propre du dipôle atomique. Celle-ci est la base parabolique.

I.1.1.c Base des états paraboliques

Cette base se construit sur un nouvel invariant, découvert initialement en mécanique céleste sur les orbites des planètes du système solaire : le vecteur de Runge-Lenz $\boldsymbol{A}$, défini en mécanique classique par

$$\boldsymbol{A} = \boldsymbol{p} \wedge \boldsymbol{L} - \mu k \frac{\boldsymbol{r}}{r}, \tag{I.15}$$

où k caractérise l'interaction gravitationnelle en k/r^2. Pour tout mouvement à force centrale, ce vecteur est un invariant en plus du moment cinétique. Il est toujours dirigé selon le grand axe de l'orbite et sa norme définit l'excentricité de l'orbite par la relation

$$\epsilon = \frac{A}{\mu k}, \tag{I.16}$$

avec $\epsilon = \mathrm{FF'}/2a$, où F et F' sont les foyers de l'orbite et a le demi-grand axe. Pour une orbite circulaire, l'excentricité est nulle ; elle tend vers 1 pour une orbite qui tend à être linéaire. En mécanique céleste, la conservation du vecteur $\boldsymbol{A}$ pour un astre traduit la stabilité de l'orientation de l'ellipse et le fait que sa trajectoire est fermée.

L'analogie entre gravitation et interaction coulombienne en physique fait du vecteur de Runge-Lenz un autre invariant de l'atome d'hydrogène. En mécanique quantique, ce vecteur se définit par [74]

$$\hat{\boldsymbol{A}} = \frac{1}{2}\left(\hat{\boldsymbol{p}} \wedge \hat{\boldsymbol{L}} - \hat{\boldsymbol{L}} \wedge \hat{\boldsymbol{p}}\right) - \mu e^2 \frac{\hat{\boldsymbol{r}}}{r}. \tag{I.17}$$

On peut montrer, pour le Hamiltonien $\hat{H}$ définit à l'équation (I.4), que

$$\left[\hat{H}, \hat{\boldsymbol{A}}\right] = 0. \tag{I.18}$$

Par analogie avec le moment cinétique $\hat{\boldsymbol{L}}$, nous allons interpréter géométriquement l'invariance de $\hat{\boldsymbol{A}}$. Au sein d'une multiplicité n, l'énergie $E < 0$ est fixée et on peut introduire le vecteur de Runge-Lenz réduit $\hat{\boldsymbol{a}}$

$$\hat{\boldsymbol{a}} = \frac{1}{\sqrt{-2\mu E}} \hat{\boldsymbol{A}} \tag{I.19}$$

de même dimension que $\hat{\boldsymbol{L}}$. Par cette normalisation, les valeurs propres de $\hat{\boldsymbol{a}}$ varient comme celles de $\hat{\boldsymbol{L}}$, entre 0 et $\hbar(n-1)$ [75]. Contrairement à $\hat{\boldsymbol{L}}$, $\hat{\boldsymbol{a}}$ ne vérifie pas les relations de commutation d'un moment cinétique puisque ses composantes obéissent aux relations de commutation [74]

$$[\hat{a}_i, \hat{a}_j] = i\hat{L}_k, \qquad i,j,k = x,y,z. \tag{I.20}$$

Les relations de commutation entre $\hat{\boldsymbol{L}}$ et $\hat{\boldsymbol{a}}$ sont données par

$$\begin{cases} \left[\hat{L}_i, \hat{a}_j\right] = i\hat{a}_k \\ \left[\hat{L}_i, \hat{a}_k\right] = -i\hat{a}_j \qquad\qquad i,j,k = x,y,z. \\ \left[\hat{L}_i, \hat{a}_i\right] = 0 \end{cases} \tag{I.21}$$

En conséquence, on peut définir à partir des composantes de $\hat{\boldsymbol{L}}$ et de $\hat{\boldsymbol{a}}$ des vecteurs vérifiant les relations de commutation d'un moment cinétique. Considérons par exemple le vecteur $\{\hat{a}_x, \hat{a}_y, \hat{L}_z\}$. Il vérifie

$$\begin{cases} [\hat{a}_x, \hat{a}_y] = i\hat{L}_z \\ \left[\hat{a}_y, \hat{L}_z\right] = i\hat{a}_x \\ \left[\hat{L}_z, \hat{a}_x\right] = i\hat{a}_y \end{cases} \tag{I.22}$$

et est à ce titre un générateur de rotations dans un espace à trois dimensions défini par les coordonnées {excentricité selon (Ox), excentricité selon (Oy), moment cinétique selon (Oz)}. L'opérateur $\hat{a}_x$ est le générateur d'une rotation qui transforme $\hat{a}_y$ en $\hat{L}_z$ et $\hat{L}_z$ en $-\hat{a}_y$. Ce type de transformation est illustré avec des trajectoires classiques sur la figure I.3. Partant d'une orbite circulaire de moment cinétique aligné sur l'axe (Oz), l'action de $\hat{a}_x$ réduit le moment cinétique selon z et augmente l'excentricité selon $-y$. Puisque $\hat{a}_x$ commute avec $\hat{H}$, ces orbites sont de même énergie. C'est pourquoi la longueur du grand-axe, uniquement fonction de l'énergie, est conservée par cette transformation.

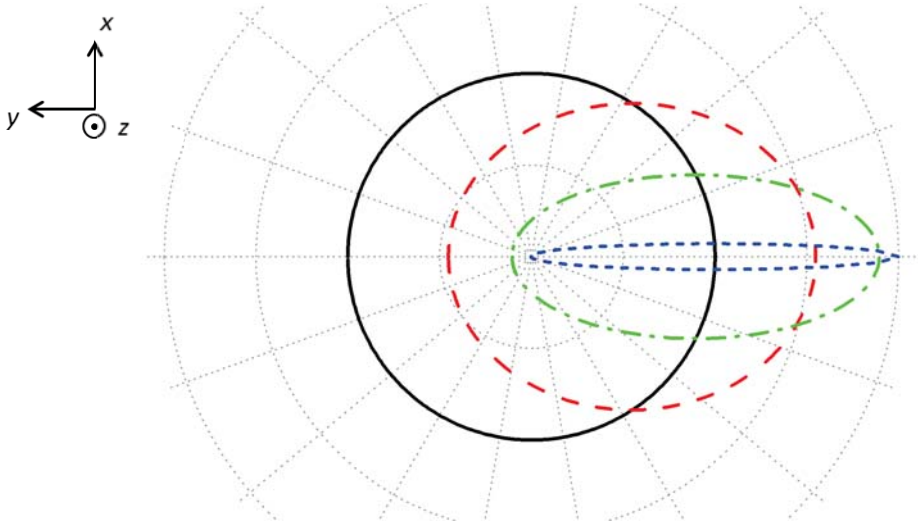


FIGURE I.3 – Illustration sur des trajectoires classiques dans le plan (x, y) de l'action de $\hat{a}_x$. La longueur du demi-grand axe, qui ne dépend que de l'énergie, reste ici constante pour toutes les orbites. Les trajectoires sont tracées pour des ellipticités $\epsilon = 0$ (noir), $0,55$ (rouge), $0,89$ (vert), $0,998$ (bleu). On remarque que l'aire totale décroît à mesure que l'ellipticité croît, ce qui traduit d'après la deuxième loi de Kepler une diminution du moment cinétique.

Cet exemple illustre la non-commutation de $\hat{\boldsymbol{L}}$ et $\hat{\boldsymbol{a}}$: une rotation induite par $\hat{\boldsymbol{a}}$ modifie le moment cinétique. Ces deux opérateurs ne permettent donc pas de définir un ECOC. Il est cependant possible d'introduire à partir de $\hat{\boldsymbol{L}}$ et $\hat{\boldsymbol{a}}$ deux nouveaux opérateurs $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ et $\hat{\boldsymbol{J}}_2$, qui vérifieront toutes les relations de commutation nécessaires. Au sein d'une multiplicité

n, ceux-ci sont définis par [69]

$$\hat{\boldsymbol{J}}_1 = \frac{1}{2}\left(\hat{\boldsymbol{L}} - \hat{\boldsymbol{a}}\right) \tag{I.23}$$

$$\hat{\boldsymbol{J}}_2 = \frac{1}{2}\left(\hat{\boldsymbol{L}} + \hat{\boldsymbol{a}}\right). \tag{I.24}$$

Les équations (I.20) et (I.21) permettent d'établir que ces deux opérateurs vérifient toutes les relations de commutation des moments cinétiques à trois dimensions. De plus, ils commutent avec $\hat{H}$ puisqu'ils sont combinaisons linéaires de $\hat{\boldsymbol{L}}$ et $\hat{\boldsymbol{a}}$. Enfin, chaque composante de $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ commute avec celles de $\hat{\boldsymbol{J}}_2$. Puisque $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ est un moment cinétique, les valeurs propres possibles de $\hat{\boldsymbol{J}}_1^2$ sont $j_1(j_1+1)\hbar^2$, avec j_1 entier ou demi-entier. On montre de plus qu'au sein d'une multiplicité

$$\hat{\boldsymbol{J}}_1^2 = \hat{\boldsymbol{J}}_2^2 = -\frac{\hbar^2}{4} - \frac{\mu e^4}{8E}, \tag{I.25}$$

ce qui se réexprime sous la forme

$$E = -\frac{\mu e^4}{2\hbar^2(2j_1+1)^2}. \tag{I.26}$$

On retrouve ici sous une autre forme l'expression de l'énergie de l'atome d'hydrogène I.12, avec la condition

$$j_1 = \frac{n-1}{2}. \tag{I.27}$$

De la même façon, on montre que $j_2 = j_1$. Pour une énergie E fixée et donc un nombre quantique principal n fixé, $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ et $\hat{\boldsymbol{J}}_2$ définissent deux moments cinétiques $(n-1)/2$.

D'après la théorie des moments cinétiques, les états propres au sein d'une multiplicité peuvent être obtenus par diagonalisation des opérateurs $\hat{\boldsymbol{J}}_1^2$, $\hat{\boldsymbol{J}}_2^2$, et de leur projection $\hat{J}_{1z}$ et $\hat{J}_{2z}$. En notant $m_1\hbar$ et $m_2\hbar$ les valeurs propres de $\hat{J}_{1z}$ et $\hat{J}_{2z}$, les états propres sont donnés par les nombres quantiques $\{j_1, m_1, j_2, m_2\}$. Etant donné que $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ et $\hat{\boldsymbol{J}}_2$ sont définis pour une valeur de n fixée, la caractérisation d'un état propre se restreint aux nombres quantiques $\{n, m_1, m_2\}$. La base $\{|n, m_1, m_2\rangle\}$ ainsi définie est appelée base parabolique. Puisque $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ et $\hat{\boldsymbol{J}}_2$ commutent, les nombres quantiques m_1 et m_2 sont indépendants. L'état $|m_1, m_2\rangle$ est donc formellement factorisable sous la forme $|m_1\rangle\,|m_2\rangle$. De plus, en tant que projection d'un spin $(n-1)/2$, les nombres quantiques m_1 et m_2 varient entre $-(n-1)/2$ et $(n-1)/2$ et prennent donc chacun n valeurs possibles.

Les états propres de la base parabolique sont par construction états propres de $\hat{J}_{1z}$ et $\hat{J}_{2z}$. Par somme et différence, ils sont aussi états propres de $\hat{L}_z$ et $\hat{a}_z$

$$\hat{a}_z|n, m_1, m_2\rangle = (m_2 - m_1)\hbar|n, m_1, m_2\rangle \tag{I.28}$$

$$\hat{L}_z|n, m_1, m_2\rangle = (m_1 + m_2)\hbar|n, m_1, m_2\rangle. \tag{I.29}$$

Une orbite peut par conséquent être caractérisée de façon équivalente par $\{n, m_1, m_2\}$, correspondant à l'ECOC $\{\hat{H}, \hat{J}_{1z}, \hat{J}_{2z}\}$, ou par $\{n, m_2 - m_1, m_1 + m_2\}$, correspondant à l'ECOC $\{\hat{H}, \hat{a}_z, \hat{L}_z\}$.

L'expression de l'énergie (I.26) laisse apparaître la dégénérescence des niveaux avec les nombres quantiques m_1 et m_2, conséquence du choix arbitraire de l'axe (Oz) et illustrée par la commutation de $\hat{H}$ avec $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ et $\hat{\boldsymbol{J}}_2$. La dégénérescence en n^2 qui apparaissait en coordonnées sphériques est donc une conséquence de la double dégénérescence m_1, m_2. Plus fondamentalement, elle découle de la conservation d'un moment cinétique $\hat{\boldsymbol{\mathcal{L}}}$, défini dans un espace à quatre dimensions par [69]

$$\hat{\mathcal{L}}_{ij} = \epsilon_{ijk} \cdot \hat{L}_k, \qquad i,j,k = x,y,z \tag{I.30}$$

$$\hat{\mathcal{L}}_{i4} = -\hat{\mathcal{L}}_{4i} = \hat{a}_i, \qquad i = x,y,z \tag{I.31}$$

où ϵ_{ijk} est le symbole de Levi-Civita. $\hat{\boldsymbol{\mathcal{L}}}$ satisfait les conditions de commutation d'un moment cinétique à quatre dimensions. Il est le générateur des rotations d'un espace à quatre dimensions qui laissent le sous-espace propre du Hamiltonien invariant. Sa norme vaut

$$\hat{\boldsymbol{\mathcal{L}}}^2 = \hat{\boldsymbol{L}}^2 + \hat{\boldsymbol{a}}^2 = (n^2-1)\hbar^2, \tag{I.32}$$

et ses composantes vérifient

$$\hat{\boldsymbol{L}} \cdot \hat{\boldsymbol{a}} = \hat{\boldsymbol{a}} \cdot \hat{\boldsymbol{L}} = 0, \tag{I.33}$$

satisfaisant ainsi les propriétés d'une algèbre de Lie o_4 [74]. Ce moment cinétique $\hat{\boldsymbol{\mathcal{L}}}$ commute avec $\hat{H}$, c'est donc un invariant de l'atome d'hydrogène. L'espace vectoriel stable sous l'effet des rotations engendrées par $\hat{\boldsymbol{\mathcal{L}}}$ est de dimension n^2 et explique véritablement la dégénérescence de l'atome d'hydrogène. Cette dégénérescence en n^2 de l'espace propre de nombre quantique principal n est une conséquence de la décomposition de l'algèbre de Lie o_4 en une somme directe de deux algèbres de Lie o_3 [74]

$$o_4 = o_3 \oplus o_3, \tag{I.34}$$

dont chaque représentation, qui correspond aux spins $\hat{J}_1$ et $\hat{J}_2$, est de dimension n.

Les équations (I.32) et (I.33) illustrent une propriété importante des transformations induites par $\hat{\boldsymbol{L}}$ et $\hat{\boldsymbol{a}}$: ces transformations, qui laissent invariante l'énergie, maintiennent constante la quantité $\hat{\boldsymbol{L}}^2 + \hat{\boldsymbol{a}}^2$ avec $\hat{\boldsymbol{L}}$ et $\hat{\boldsymbol{a}}$ orthogonaux. A ce titre, les rotations dans l'espace réel induites par $\hat{\boldsymbol{L}}$ ou les rotations induites par $\hat{\boldsymbol{a}}$ et décrites en figure I.3 satisfont ces conditions. Prenons l'exemple d'une orbite classique pour donner une image plus concrète. La rotation induite par $\hat{\boldsymbol{L}}$ conserve les normes de chacun des opérateurs mais en change les projections. Par exemple, une rotation induite par $\hat{L}_x$ sur une orbite contenue dans un plan (xOy) entraîne une diminution de $|\hat{L}_z|$ au profit de $|\hat{L}_y|$, en même temps qu'elle diminue $|\hat{a}_y|$ au profit de $|\hat{a}_z|$. Au contraire, l'action de $\hat{\boldsymbol{a}}$ modifie la norme des vecteurs $\hat{\boldsymbol{L}}$ et $\hat{\boldsymbol{a}}$ mais pas leur direction : comme l'illustre la figure I.3, son action entraîne une conversion de moment cinétique en excentricité et *vis versa*. Cela illustre d'ailleurs un comportement bien connu en mécanique classique : à énergie fixée, plus un objet tourne vite, plus son mouvement est circulaire. Surtout, les équations (I.32) et (I.33) nous éclairent sur le choix des moments cinétiques $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ et $\hat{\boldsymbol{J}}_2$: leur norme au carré vaut $(\hat{\boldsymbol{L}}^2 + \hat{\boldsymbol{a}}^2)/4$ et est donc constante, égale à $(n^2-1)\hbar^2/4$.

Fonctions d'onde dans la base parabolique Pour obtenir l'expression des fonctions d'onde dans la base parabolique, introduisons dans l'équation de Schrödinger les coordonnées paraboliques (ξ, η, φ). Ces derniers sont définis par rapport aux coordonnées sphériques par

$$\xi = r(1 + \cos\theta) \qquad \eta = r(1 - \cos\theta) \tag{I.35}$$

et permettent de factoriser l'équation de Schrödinger à condition de chercher des solutions $u(\xi, \eta, \varphi)$

$$u(\xi, \eta, \varphi) = u_1(\xi)u_2(\eta)\mathrm{e}^{im\varphi}. \tag{I.36}$$

Sous cette forme, on peut écrire deux équations différentielles indépendantes sur u_1 et u_2 (cf annexeA). La résolution de ces équations nécessitent d'introduire deux nouveaux nombres quantiques n_1 et n_2, appelés nombres quantiques paraboliques, qui vérifient

$$n_1 + n_2 = n - 1/2(|m| + 1) \tag{I.37}$$

On montre alors que les solutions $u(\xi, \eta, \varphi)$ s'écrivent sous la forme

$$u_{n_1 n_2 m}(\xi, \eta, \varphi) = u_{n_1 m}(\xi)u'_{n_2 m}(\eta)\mathrm{e}^{im\varphi}, \tag{I.38}$$

où les fonctions $u_{n_1 m}$ et $u'_{n_2 m}$ sont écrites en annexe A. Les nombres quantiques n_1 et n_2 ne suffisent pas à décrire complètement l'état puisqu'ils définissent $|m|$ mais pas le signe de m (cf équation I.37). On écrira donc l'état propre sous la forme de Dirac $|n, n_1, n_2, \pm\rangle$, où $\pm$ désigne le signe de m. On montre de plus que l'état $|n, n_1, n_2, \pm\rangle$ est état propre de $\hat{a}_z$ (A.15) et de $\hat{L}_z$ (A.16). Les vecteurs $|n, n_1, n_2, \pm\rangle$ et $|n, m_1, m_2\rangle$ sont donc chacun vecteurs propres de $\hat{H}$, $\hat{L}_z$ et $\hat{A}_z$. Puisque ces trois observables forment un ECOC, l'identification de ces vecteurs est possible à condition que

$$n_1 = \frac{n-1}{2} + m_1 \qquad n_2 = \frac{n-1}{2} + m_2 \qquad \text{si } m \leq 0 \tag{I.39}$$

$$n_1 = \frac{n-1}{2} - m_2 \qquad n_2 = \frac{n-1}{2} - m_1 \qquad \text{si } m \geq 0. \tag{I.40}$$

On montre ainsi que l'expression des fonctions d'onde (A.9) décrit les états propres $|n, m_1, m_2\rangle$.

Contrairement aux fonctions d'onde sphériques, les fonctions d'onde paraboliques sont asymétriques par rapport au plan $z = 0$, mettant en évidence un moment dipolaire non nul. Quelques unes de ces fonctions sont représentées sur la figure I.4. Le nombre quantique m détermine la projection du moment cinétique sur l'axe (Oz). Pour une valeur de m donnée, on fait varier l'excentricité de l'orbitale en changeant n_1 (trois premières figures). Les orbitales correspondant aux états $|n, n_1, n_2, m\rangle$ et $|n, n_2, n_1, m\rangle$ (première et troisième figures) sont symétriques par rapport au plan $z = 0$, correspondant à des excentricités opposées.

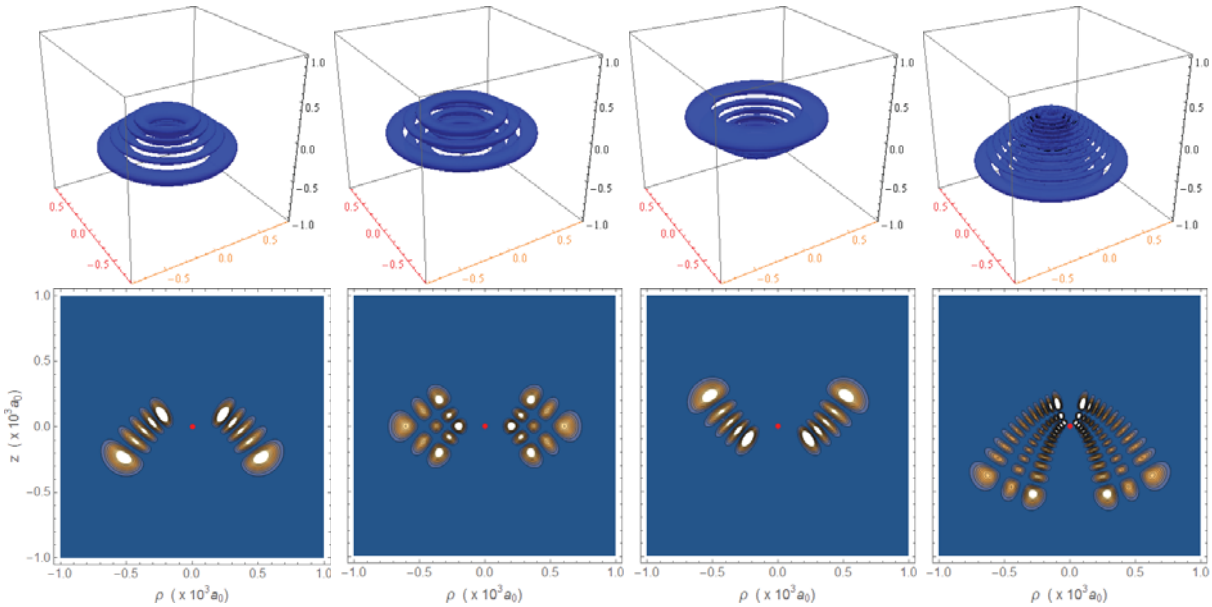


FIGURE I.4 – Fonctions d'onde de quelques états paraboliques de l'atome d'hydrogène pour $n = 21$, dans l'ordre $|n, n_1 = 0, m = 16\rangle$, $|n, n_1 = 2, m = 16\rangle$, $|n, n_1 = 4, m = 16\rangle$ et $|n, n_1 = 2, m = 7\rangle$. Les représentations présentes les mêmes caractéristiques que sur la figure I.2. Les trois premiers exemples montrent l'influence du nombre quantique n_1 à m constant. L'effet du nombre quantique m est illustrée avec le dernier exemple.

I.1.1.d Relation entre les bases sphériques et paraboliques

La base parabolique repose sur les quatre observables $\hat{\boldsymbol{J}}_1$, $\hat{J}_{1z}$, $\hat{\boldsymbol{J}}_2$ et $\hat{J}_{2z}$ et peut être notée $|j_1, m_1, j_2, m_2\rangle$. La théorie de l'addition des moments cinétiques montre qu'on peut construire une base alternative sur les observables $\hat{\boldsymbol{J}}_1^2$, $\hat{\boldsymbol{J}}_2^2$, $\left(\hat{\boldsymbol{J}}_1 + \hat{\boldsymbol{J}}_2\right)^2$ et $\left(\hat{J}_{1z} + \hat{J}_{2z}\right)$. Puisque $\hat{\boldsymbol{J}}_1 + \hat{\boldsymbol{J}}_2 = \hat{\boldsymbol{L}}$, cette base n'est autre que la base sphérique $|j_1, j_2, l, m\rangle$, noté aussi $|n, l, m\rangle$ puisque $j_1 = j_2 = (n-1)/2$. Ces deux bases sont liées par les coefficients de Clebsch-Gordan $\langle j_1, m_1, j_2, m_2 | j_1, j_2, l, m\rangle$ [74]

$$|n, l, m\rangle = \sum_{m_1 m_2} |n, m_1, m_2\rangle \langle j_1, m_1, j_2, m_2 | j_1, j_2, l, m\rangle. \tag{I.41}$$

Les nombres quantiques utiles de la base parabolique sont donc n, m_1 et m_2. Le nombre quantique principal n est le seul dont dépend l'énergie. Il peut prendre toutes les valeurs entières strictement positives. m_1 et m_2 renseignent sur la forme de l'orbite atomique. Ils évoluent entre $-(n-1)/2$ et $(n-1)/2$ et sont entiers ou demi-entiers selon la parité de n. Comme nous l'avons vu, il existe une autre description de la base parabolique à l'aide des nombres quantiques n_1 et n_2. Ce sont ces nombres-là qui sont traditionnellement utilisés pour décrire les états paraboliques. Des équations (I.39) et (I.40), on déduit la relation

$$n = n_1 + n_2 + |m| + 1. \tag{I.42}$$

La base parabolique peut ainsi s'exprimer sous la forme $|n, n_1, m\rangle$, une écriture que nous utiliserons par la suite.

I.1.2 Quantification en champ électrique statique

En champ nul, les n^2 niveaux d'une multiplicité sont tous dégénérés. Dans ces conditions, il est très difficile de manipuler les états atomiques de façon cohérente : l'axe de quantification n'étant pas défini, le moindre champ parasite peut modifier l'état de l'atome. Toutes nos expériences sont effectuées en présence d'un champ statique uniforme $\boldsymbol{F}_{st}$ qui lève la dégénérescence des niveaux. Nous choisissons l'axe (Oz) de quantification le long de la direction du champ électrique $\boldsymbol{F}_{st} = F_{st}\boldsymbol{u}_z$. Le présence du champ statique modifie le potentiel coulombien par l'ajout d'un terme supplémentaire

$$\hat{W}(\hat{\boldsymbol{r}}) = -q\boldsymbol{F}_{st}\cdot\hat{\boldsymbol{r}} = -qF_{st}\hat{z}. \tag{I.43}$$

L'application d'un champ électrique statique brise la symétrie sphérique autour de O. La première conséquence est que $\boldsymbol{L}^2$ n'est plus une constante du mouvement et l un bon nombre quantique. La base sphérique est par conséquent inadaptée à la description en champ non nul. Cependant, l'axe (Oz) reste un axe de symétrie du problème et L_z une constante du mouvement. Le nombre quantique m, associé à la projection de $\boldsymbol{L}$ sur (Oz), demeure pertinent.

Le problème d'un électron soumis à un champ électrostatique a été pour la première fois traité par Epstein [76] et Schwartzschild [77] dès 1916. Ils ont montré que les coordonnées paraboliques permettaient de proposer une expression factorisée à l'équation du mouvement. Traité d'un point de vue quantique, cette base parabolique permet aussi de factoriser l'équation de Schrödinger [78, 79]. Mais il reste impossible de résoudre analytiquement l'équation, et seul un développement limité en puissance de $\boldsymbol{F}_{st}$ permet d'établir une solution approchée [80]. La théorie des perturbations est applicable si la perturbation reste petite devant l'énergie d'interaction du noyau, ce qui se traduit ici par la condition [78]

$$F_{st} \ll \frac{E_1}{qa_0n^4}. \tag{I.44}$$

Pour $n = 50$, cela correspondrait à des champs électriques de l'ordre de 400 V/cm, très nettement supérieurs à ceux appliqués dans notre expérience. Dans la limite des champs faibles mis en jeu par la suite, nous limiterons le développement au deuxième ordre.

I.1.2.a Effet Stark linéaire

La théorie des perturbations ne couple au premier ordre que les états non-perturbés dégénérés. Dans l'atome d'hydrogène, le premier ordre du traitement perturbatif peut donc être calculé en restreignant l'étude au sous-espace des fonctions propres d'une multiplicité n donnée. Par construction, $\hat{a}_z$ est diagonal dans la base parabolique (I.28). On peut montrer, au sein du sous-espace d'étude, que l'opérateur dipolaire est aussi diagonal dans la base parabolique et vaut [81]

$$\langle n,m,n_1|\hat{z}|n,m,n_1\rangle = -\frac{3}{2}\frac{a_0}{\hbar}n\langle n,m,n_1|\hat{a}_z|n,m,n_1\rangle = \frac{3}{2}a_0n(n_1-n_2). \tag{I.45}$$

La restriction de l'opérateur dipolaire $\hat{W}$ au sous-espace de chaque multiplicité est donc diagonale dans la base des états paraboliques. Cela se traduit avec des arguments classiques : au premier ordre, le dipôle atomique $\langle \boldsymbol{d} \rangle = q\langle z \rangle \boldsymbol{u}_z$ est simplement dû à l'excentricité de l'orbitale atomique. Lorsque celle-ci est nul ($n_1 - n_2 = 0$), les barycentres de charges positives et négatives sont confondus et le moment dipolaire est nul. Plus la norme de l'excentricité augmente, plus le barycentre des charges négatives est décentré et le moment dipolaire important. En tant que mesure de cette excentricité, $\hat{a}_z$ fournit une mesure du dipôle atomique [82, 83]. En conséquence, l'effet Stark au premier ordre ne correspond qu'à un déplacement d'énergie. Au premier ordre, la correction en énergie due à l'effet Stark s'écrit ainsi

$$W^{(1)} = -\frac{3}{2} q a_0 F_{st} n (n_1 - n_2). \tag{I.46}$$

L'effet Stark linéaire a pour effet de lever la dégénérescence des n^2 niveaux de la multiplicité, mais seulement partiellement car les niveaux de nombres quantiques m différents et pour lesquels $n_1 - n_2$ sont égaux restent dégénérés. La figure I.5 représente les niveaux d'énergies en fonction de m. Les niveaux de même m, dégénérés en champ nul, s'éloignent les uns les autres. L'écart entre niveaux consécutifs de même m est identique quelque soit m. Il est de plus proportionnel à n, les niveaux étant d'autant plus sensibles au champ électrique que l'électron est éloigné du noyau. Les niveaux les plus déplacés sont des niveaux de faibles m. On retrouve ici l'argument classique que l'excentricité est grande pour les états de faibles moments cinétiques. Le déplacement des niveaux constituants le bord de la multiplicité est proportionnel à n^2. Pour bien saisir la structure de

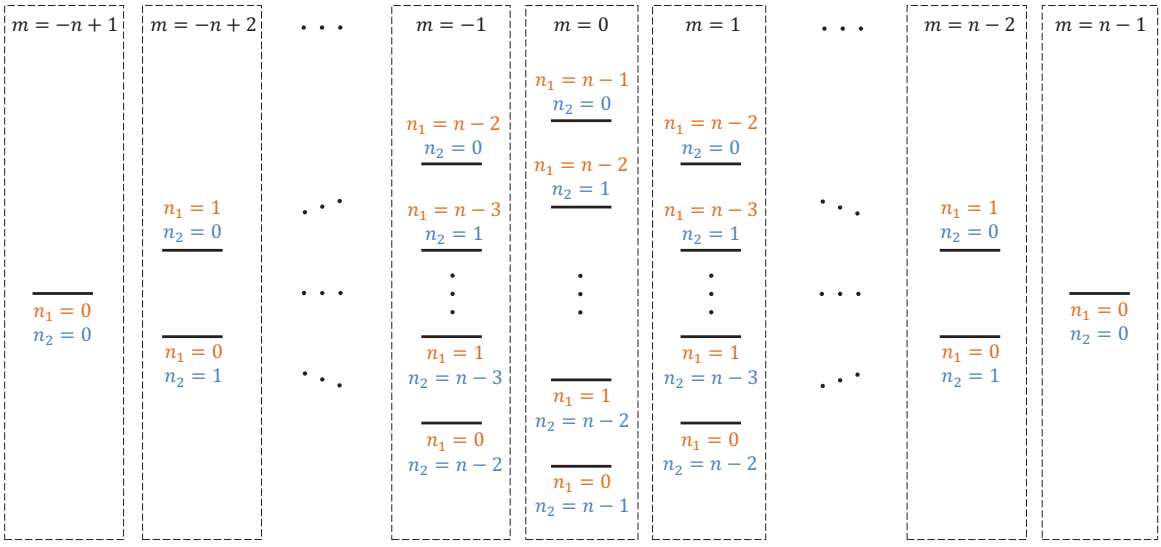


FIGURE I.5 – Energies des états paraboliques $|n_1, n_2\rangle$ en champ électrique statique. Les nombres quantiques paraboliques n_1 et n_2 prennent tout leur sens ici : ils désignent respectivement le $(n_1 + 1)$-ième ($(n_2 + 1)$-ième) niveau le moins (le plus) énergétique pour un m donné.

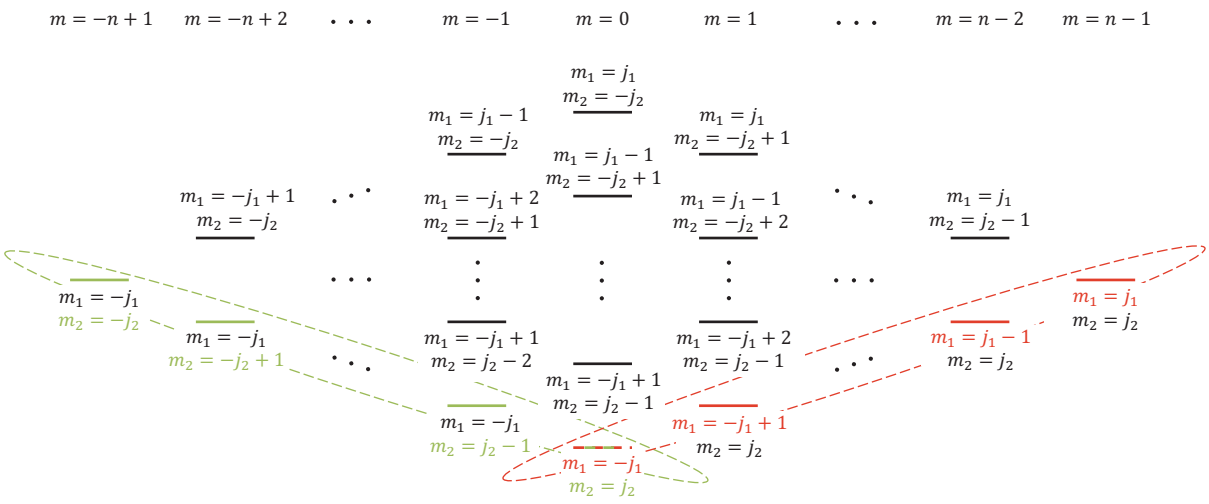


FIGURE I.6 – Niveaux paraboliques $|m_1, m_2\rangle$ en présence d'un champ électrique statique. Les niveaux du spin $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ pour $m_2 = j_2$ sont représentés en rouge. Les niveaux du spin $\hat{\boldsymbol{J}}_2$ pour $m_1 = -j_1$ sont représentés en vert. Les manipulations atomiques présentées dans ce manuscrit se feront sur les niveaux en rouge.

l'espace de Hilbert au sein d'une multiplicité, il est instructif de représenter les niveaux d'énergies à l'aide des nombres quantiques m_1 et m_2 (fig. I.6). Sur ce diagramme apparaît la véritable structure du spectre d'hydrogène en champ statique non nul. On reconnaît sur la diagonale rouge, ainsi que toutes celles qui lui sont parallèles, les différents niveaux qui composent le spin $\boldsymbol{J}_1$. Et il en est de même avec la diagonale verte et le spin $\boldsymbol{J}_2$. Nous appellerons ces diagonales *échelles de spins*. La structure globale est ainsi décomposée en deux structures d'échelles de spins découplées.

I.1.2.b Effet Stark quadratique

Au second ordre des perturbations, il faut considérer l'espace de Hilbert tout entier. Ne pouvant plus nous restreindre à une multiplicité, l'opérateur $\hat{z}$ n'est plus diagonal et par conséquent la base parabolique n'est plus la base des états propres. Cependant, nous ne nous intéresserons qu'aux corrections au deuxième ordre de l'énergie et non aux corrections des vecteurs propres. Nous continuerons donc de nommer les états propres du système à l'aide des nombres quantiques paraboliques. Le second ordre de l'effet Stark s'interprète comme un effet de polarisabilité de l'atome. Sous l'action du champ électrique, le dipôle est perturbé proportionnellement à F_{st}. L'interaction de ce dipôle avec le champ électrique lui-même modifie l'énergie proportionnellement à F_{st}^2. D'un point de vue quantique, cela correspond aux couplages des niveaux de même m mais de multiplicités différentes. Pour un niveau $|n, n_1, m\rangle$ donné, le calcul perturbatif au second ordre s'écrit

$$W^{(2)} = \sum_{n' \neq n, n_1', m} \frac{|\langle n', n_1', m|\hat{W}|n, n_1, m\rangle|^2}{E_{n,n_1,m} - E_{n',n_1',m}}. \tag{I.47}$$

Le calcul conduit à l'expression suivante [84]

$$W^{(2)} = -\frac{1}{32} E_1 \frac{F_{st}^2}{F_0^2} n^4 (17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m^2 + 19), \tag{I.48}$$

où $F_0 = E_1/qa_0$. L'effet Stark quadratique dépend de m ce qui n'était pas le cas pour l'effet Stark linéaire. Les niveaux encore dégénérés au premier ordre ne le sont plus. De plus, la correction $W^{(2)}$ est toujours négative : l'effet Stark quadratique provoque sur tous les niveaux un abaissement de l'énergie. En effet, pour un niveau de m donné dans la multiplicité n, la multiplicité $n+1$ compte plus de niveaux de même m que la multiplicité $n-1$ et est plus proche en énergie. Le couplage entre les niveaux de différentes multiplicités diminue donc systématiquement leur énergie. L'énergie des niveaux de l'atome d'hydrogène pour $m = 0$ en fonction du champ électrique statique est représentée sur la figure I.7 pour la multiplicité $n = 51$.

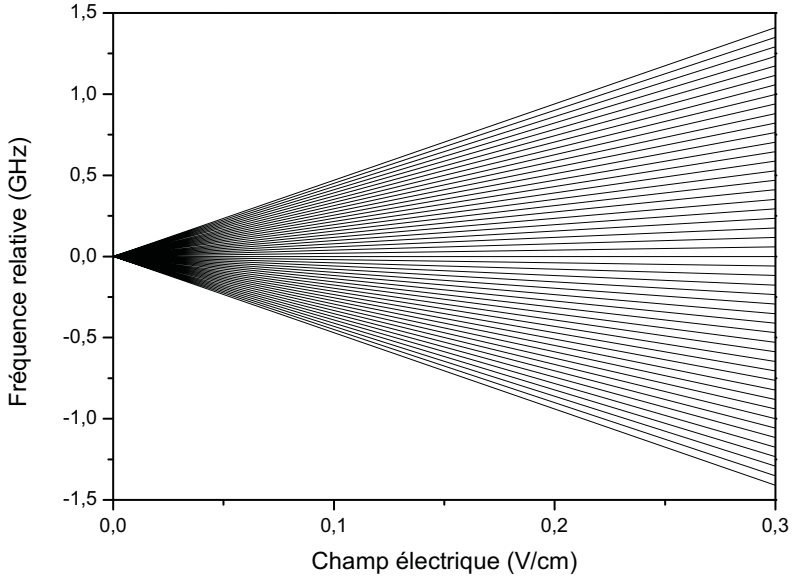


FIGURE I.7 – Spectre Stark de la multiplicité $n = 52$ de l'atome d'hydrogène, pour les niveaux $m = 0$. A ces valeurs de champs électriques, l'effet Stark quadratique n'est pas encore visible.

Le développement au second ordre des perturbations est justifié tant que la contamination entre multiplicité des niveaux reste faible. Les niveaux extréma des multiplicités ont des effets Stark linéaires en n^2 et la séparation entre deux multiplicités consécutives est en n^3, donnant une condition sur le champ en n^5. Le calcul précis conduit à l'expression de la limite de Inglis-Teller [75, 79]

$$F_{st} \ll \frac{2E_1}{3qa_0 n^5}. \tag{I.49}$$

Pour le plus grand n utilisé dans nos expériences, à savoir $n = 52$, cette limite vaut $4,5\,\mathrm{V/cm}$. Toutes nos expériences sont réalisées en champ électrique inférieur à $4\,\mathrm{V/cm}$ et l'approximation du second ordre des perturbations en énergie est justifiée. Les ordres de grandeurs sont les mêmes dans le rubidium et cette approximation restera donc valable.

I.1.3 Atome d'hydrogène dans un champ électrostatique soumis à un rayonnement radiofréquence

Le champ électrique statique lève la dégénérescence des niveaux électroniques, mettant en évidence les échelles de spins $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ et $\hat{\boldsymbol{J}}_2$. Au premier ordre de la perturbation, ces échelles de spins sont harmoniques et la fréquence propre ω_{at} est directement proportionnelle au champ électrostatique. Dès lors, un champ électrique variable de fréquence ω_{rf} résonant avec l'atome peut induire des transitions sur les échelles de spins. Nous étudions ici un tel couplage.

I.1.3.a Hamiltonien de couplage

Le Hamiltonien de couplage est de la même forme que (I.43) avec cette fois-ci un champ variable $\boldsymbol{F}_{rf}(t)$

$$\hat{V}(\hat{\boldsymbol{r}},t) = -q\boldsymbol{F}_{rf}(t)\cdot\hat{\boldsymbol{r}}. \tag{I.50}$$

Pour le moment, le champ radiofréquence est supposé quelconque. Les seuls éléments de matrice non nuls de l'opérateur dipôlaire sont [74]

$$\langle n,m_1,m_2|\hat{z}|n,m_1,m_2\rangle = \frac{3}{2}na_0(m_1-m_2) \tag{I.51}$$

$$\langle n,m_1,m_2|\hat{x}-i\hat{y}|n,m_1+1,m_2\rangle = \frac{3}{2}na_0\sqrt{(n-2m_1-1)(n+2m_1+1)} \tag{I.52}$$

$$\langle n,m_1,m_2|\hat{x}-i\hat{y}|n,m_1,m_2+1\rangle = -\frac{3}{2}na_0\sqrt{(n-2m_2-1)(n+2m_2+1)}. \tag{I.53}$$

On obtient par conjugaison les éléments de matrice

$$\langle n,m_1+1,m_2|\hat{x}+i\hat{y}|n,m_1,m_2\rangle = \frac{3}{2}na_0\sqrt{(n+2m_1+1)(n-2m_1-1)} \tag{I.54}$$

$$\langle n,m_1,m_2+1|\hat{x}+i\hat{y}|n,m_1,m_2\rangle = -\frac{3}{2}na_0\sqrt{(n+2m_2+1)(n-2m_2-1)}. \tag{I.55}$$

La projection du moment dipolaire selon (Oz) ne couple pas les différents états entre eux. Seuls les opérateurs $\hat{x}-i\hat{y}$ et $\hat{x}+i\hat{y}$ induisent des transitions dans la multiplicité en accord avec les règles de sélection qui empêchent toute transition pour laquelle $|\Delta m|\neq 1$. Nous considérerons dans la suite des champs radiofréquences contenus dans le plan (x,y). Un tel champ peut être décomposé selon ses composantes σ^+ et σ^-, il suffit donc d'étudier indépendamment l'action de chacune de ces polarisations. L'étude est ici restreinte à la composante σ^+ mais les conclusions sont analogues pour la composante σ^-.

Remarquons tout d'abord que l'opérateur $\hat{x}+i\hat{y}$ couple l'état $|n,m_1,m_2\rangle$ à la fois à l'état $|n,m_1+1,m_2\rangle$ et à l'état $|n,m_1,m_2+1\rangle$. Ces deux transitions sont $\Delta m=+1$, l'une étant montante en énergie et l'autre descendante, comme illustré sur la figure I.8.

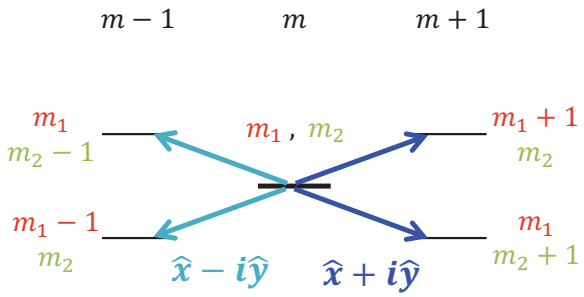


FIGURE I.8 – Action des opérateurs $\hat{x} \pm i\hat{y}$ sur les transitions $\Delta m = \pm 1$. L'opérateur $\hat{x} + i\hat{y}$ couple un état de m donné avec des états $m+1$ alors que l'opérateur $\hat{x} - i\hat{y}$ couple ce même état avec des états $m-1$.

La situation n'est donc pas aussi triviale qu'il n'y paraît et il convient de l'analyser plus en détail. Un champ radiofréquence $\boldsymbol{F}_{rf}$ polarisé σ^+ s'écrit

$$\boldsymbol{F}_{rf} = F_{rf}\left(\cos\left(\omega_{rf}t\right)\boldsymbol{u}_x + \sin\left(\omega_{rf}t\right)\boldsymbol{u}_y\right) = \boldsymbol{F}e^{-i\omega_{rf}t} + c.c, \tag{I.56}$$

avec $\boldsymbol{F} = \frac{1}{2}F_{rf}(\boldsymbol{u}_x + i\boldsymbol{u}_y)$. L'interaction du champ avec le dipôle atomique $\hat{\boldsymbol{d}} = q\hat{\boldsymbol{r}}$ prend alors la forme

$$\hat{V}(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{2}qF_{rf}e^{-i\omega_{rf}t}(\hat{x} + i\hat{y}) + h.c. \tag{I.57}$$

L'opérateur $\hat{x} + i\hat{y}$ induit des transitions $\Delta m_1 = +1$ et $\Delta m_2 = +1$ et peut donc être identifié aux opérateurs $\hat{J}_1^+$ et $\hat{J}_2^+$

$$\hat{x} + i\hat{y} = \frac{3na_0}{\hbar}\hat{J}_1^+ \otimes \mathbb{1}_2 = \frac{3na_0}{\hbar}\,\mathbb{1}_1 \otimes \hat{J}_2^+, \tag{I.58}$$

et de même pour $\hat{x} - i\hat{y}$ avec $\hat{J}_1^-$ et $\hat{J}_2^-$, où $\hat{J}_1^\pm$ et $\hat{J}_2^\pm$ sont définis à partir des composantes des moments cinétiques $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ et $\hat{\boldsymbol{J}}_2$ par

$$\hat{J}_1^\pm = \hat{J}_{1x} \pm i\hat{J}_{1y} \qquad\qquad \hat{J}_2^\pm = \hat{J}_{2x} \pm i\hat{J}_{2y}. \tag{I.59}$$

En conséquence, le hamiltonien d'interaction s'écrit

$$\hat{V}(\boldsymbol{r},t) = V(\hat{J}_1^+ \otimes \mathbb{1}_2 + \mathbb{1}_1 \otimes \hat{J}_2^+)e^{-i\omega_{rf}t} + h.c, \tag{I.60}$$

avec $V = \frac{3qna_0}{2\hbar}F_{rf}$. Dans le cas considéré d'un champ σ^+, l'opérateur $\hat{J}_1^+$ provoque une augmentation d'énergie d'une quantité $\hbar\omega_{at}$. Puisqu'un état d'énergie E voit sa phase tourner en $e^{-iEt/\hbar}$, l'augmentation d'énergie s'accompagne d'un terme de phase $e^{i\omega_{at}t}$. L'opérateur $\hat{J}_1^+$ est donc résonant avec le terme $e^{-i\omega_{rf}t}$. A l'inverse, $\hat{J}_2^+$ provoque une diminution de l'énergie de la même quantité $\hbar\omega_{at}$ et n'est pas résonant avec le terme $e^{-i\omega_{rf}t}$. Après suppression des termes non-résonants, le Hamiltonien de couplage $\hat{W}_{rf}$ entre l'atome et un champ radiofréquence polarisé σ^+ se résume à

$$\hat{V}^+(\boldsymbol{r},t) = V\hat{J}_1^+ \otimes \mathbb{1}_2 e^{-i\omega_{rf}t} + h.c. \tag{I.61}$$

De même, le Hamiltonien de couplage avec un champ polarisé σ^- s'écrit

$$\hat{V}^-(\boldsymbol{r},t) = V\ \mathbb{1}_1 \otimes \hat{J}_2^- e^{-i\omega_{rf}t} + h.c. \tag{I.62}$$

Ainsi, la polarisation σ^+ du champ radiofréquence se couple au spin $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ et la composante σ^- au spin $\hat{\boldsymbol{J}}_2$. Il est donc possible d'adresser uniquement l'un des deux spins par le choix de la polarisation du champ radiofréquence.

Dans les expériences décrites dans ce manuscrit, l'atome est toujours couplé à un champ radiofréquence polarisé σ^+. De plus, l'état initial occupera toujours l'un des états de la plus basse échelle de spin pour laquelle $m_2 = j_2$. L'évolution sera donc restreinte à cette échelle de spin (niveaux en rouge sur la figure I.6). L'état atomique ne sera en conséquence noté qu'en terme de spin $\boldsymbol{J}_1$, c'est-à-dire par l'état $|j_1, m_1\rangle$. Quelques fonctions d'onde de ces états $|j_1, m_1\rangle$ sont présentées sur la figure I.9.

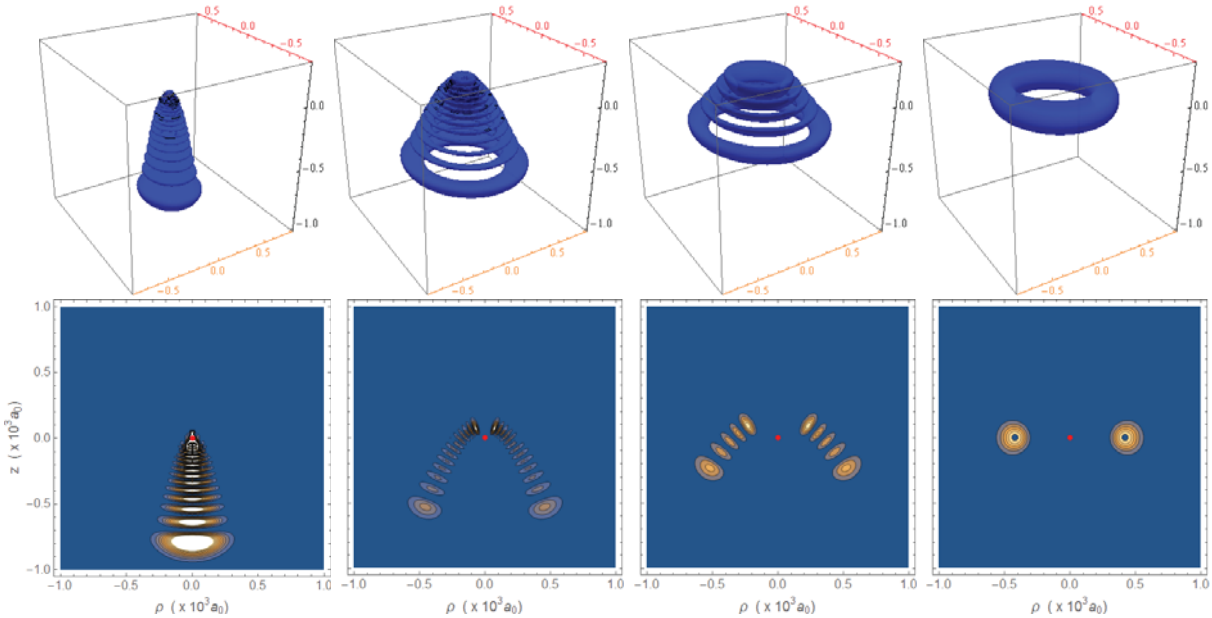


FIGURE I.9 – Fonctions d'onde des états paraboliques de l'échelle de spin $m_2 = j_2$ de l'atome d'hydrogène, pour $n = 21$. Les niveaux sont dans l'ordre : $|j_1 = 10, m_1 = -10\rangle$ $(m = 0)$, $|10, m_1 = -2\rangle$ $(m = 8)$, $|10, m_1 = 6\rangle$ $(m = 16)$ et l'état circulaire $|10, m_1 = 10\rangle$ $(m = 20)$. Les fonctions d'onde à 3 dimensions sont tracées pour une densité supérieure à $3 \cdot 10^{-9} a_0^{-3}$. Leur projection dans le plan $(zO\rho)$ sont tracées entre 0 et $1,5 \cdot 10^{-8} a_0^{-3}$. Remarquons que l'état circulaire est le seul état commun aux bases sphériques et paraboliques. Dans l'état $m_1 = -10$, la fonction d'onde est concentrée sur l'axe (Oz) : l'orbite est très elliptique ($|n_1 - n_2|$ est maximal) et le moment cinétique est nul $(m = 0)$. Dans l'état circulaire $m = 20$, la fonction d'onde est un tore centré sur le noyau, d'ellipticité nulle $(n_1 = n_2)$ et de moment cinétique maximal $(m = n - 1)$.

I.1.3.b Les états cohérents de spin

C'est maintenant aux niveaux de cette échelle de spin que nous allons concentrer notre attention. L'action des opérateurs $\hat{J}_1^+$ et $\hat{J}_1^-$ a été décrite au paragraphe précédent. Nous nous intéressons ici à l'action des projections $\hat{J}_{1x}$ et $\hat{J}_{1y}$ du moment cinétique $\hat{\boldsymbol{J}}_1$. Les opérateurs $\hat{J}_{1x}$, $\hat{J}_{1y}$ et $\hat{J}_{1z}$ vérifiant les relations de commutation d'un moment cinétique, on peut définir un opérateur rotation $\hat{R}$ agissant sur les états de spin par

$$\hat{R}(\Theta,\Phi) = \exp\left(-i\Theta\left(\hat{J}_{1x}\sin\Phi - \hat{J}_{1y}\cos\Phi\right)/\hbar\right). \tag{I.63}$$

Appliquée à l'état $|j_1, m_1 = j_1\rangle$, la rotation $\hat{R}(\Theta,\Phi)$ génèrent des états $|\Theta,\Phi\rangle$, superpositions cohérentes d'états $|j_1, m_1\rangle$ et appelés *états cohérents de spin* ou encore états de Bloch [68]. L'expression d'un état cohérent de spin $|\Theta,\Phi\rangle$ sur la base des états $\{|j_1, m_1\rangle\}$ est donnée par [68, 69]

$$|\Theta,\Phi\rangle = \sum_{m_1=-j_1}^{j_1} \begin{pmatrix} 2j_1 \\ m_1+j_1 \end{pmatrix}^{1/2} \left(\cos\frac{\Theta}{2}\right)^{j_1+m_1} \left(\sin\frac{\Theta}{2}\right)^{j_1-m_1} e^{-i(j_1+m_1)\Phi}|j_1, m_1\rangle. \tag{I.64}$$

La représentation des états d'un grand spin s'inspire de la notion de sphère de Bloch utilisée pour décrire un spin 1/2. L'espace de Hilbert d'un spin 1/2 étant de dimension 2, on peut représenter l'état du système par un vecteur $\boldsymbol{U}$, appelé vecteur de Bloch, évoluant à la surface d'une sphère. Dans cette représentation, chaque position du vecteur $\boldsymbol{U}$ de coordonnée (Θ,Φ) détermine un état $\cos\Theta|+\rangle + \sin\Theta e^{i\Phi}|-\rangle$ du spin [85]. Le spin dans l'état $|+\rangle$ occupera le pôle Nord de la sphère et celui dans l'état $|-\rangle$ le pôle Sud. Cette représentation peut être généralisée à un spin $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ de dimension supérieure ou égale à 2. Comme le spin $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ a une norme constante égale à $\sqrt{j_1(j_1+1)}\hbar$, l'état du spin est représenté sur une sphère de rayon $\sqrt{j_1(j_1+1)}\hbar$. Chaque axe de cette *sphère de Bloch généralisée* (que nous noterons (X,Y,Z) pour les distinguer de ceux de l'espace réel (x,y,z)) correspond à l'une des projections du spin $\hat{J}_x$, $\hat{J}_y$ et $\hat{J}_z$. Les rotations générées par les opérateurs $\hat{J}_x$, $\hat{J}_y$ et $\hat{J}_z$ sur le spin correspondent à des rotations $R(\Theta,\Phi)$ autour de X, Y, Z dans la sphère de Bloch généralisée.

La représentation dans cet espace d'un état du spin est plus complexe que dans une sphère de Bloch d'un système à deux niveaux, étant donné la dimension de l'espace de Hilbert associé [86]. Un simple vecteur est insuffisant pour caractériser l'état du spin. Les états $|j_1, m_1\rangle$ ont par exemple une projection bien définie de $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ sur l'axe (Z) de la sphère. En tant qu'états propres de l'opérateur $\hat{J}_{1z}$, ils sont invariants sous l'action de cet opérateur et donc par rotation autour de l'axe (Z). Par conséquent, $\langle J_{1x}\rangle$ et $\langle J_{1y}\rangle$ sont complètement indéterminés. Ces états vont donc être décrits qualitativement par des cercles, intersection de la sphère et d'un plan horizontal $Z = m\hbar$. Pour décrire les états de spins de façon quantitative, on introduit une fonction de quasi-probabilité définie sur l'ensemble de la sphère. Deux fonctions sont couramment utilisées : la fonction Q et la fonction de Wigner.

La première est construite par analogie avec la fonction de Husimi-Q, utilisée en optique quantique. Pour un moment cinétique, la fonction Q est définie par [87]

$$Q(\Theta,\Phi) = \frac{2j_1+1}{4\pi}\langle j_1,j_1|R^\dagger(\Theta,\Phi)\rho R(\Theta,\Phi)|j_1,j_1\rangle, \tag{I.65}$$

où ρ est la matrice densité du moment cinétique et Θ, Φ les angles polaire et azimutal de la sphère de Bloch généralisée. La fonction $Q(\Theta,\Phi)$ s'interprète comme la projection sur l'état de spin maximal de l'état tourné des angles Θ, Φ. On peut aussi généraliser la fonction de Wigner aux moments cinétiques qui se définit par [86]

$$W(\Theta,\Phi) = \sum_{p=0}^{2j_1}\sum_{q=-p}^{p}\rho_{pq}Y_p^q(\Theta,\Phi), \tag{I.66}$$

où Y_p^q sont les harmoniques sphériques et les éléments ρ_{pq} s'expriment comme

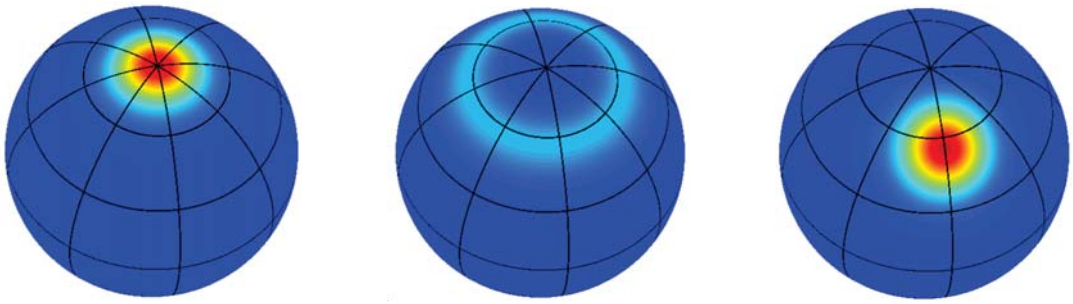
$$\rho_{pq} = \mathrm{Tr}\left[\hat{\rho}\hat{T}_{pq}^\dagger\right]. \tag{I.67}$$

Les opérateurs $\hat{T}_{pq}$ sont les opérateurs multipôles définis par [88]

$$\hat{T}_{pq} = \sum_{m_1=-j_1}^{j_1}\sum_{m_1'=-j_1}^{j_1}(-1)^{j_1-m_1}\sqrt{2p+1}\begin{pmatrix} j_1 & p & j_1 \\ -m_1 & q & m_1' \end{pmatrix}|j_1,m_1\rangle\langle j_1,m_1'|, \tag{I.68}$$

avec $\begin{pmatrix} j_1 & p & j_1 \\ -m_1 & q & m_1' \end{pmatrix}$ le symbole de Wigner $3j$.

Si la fonction de Wigner est utile pour caractériser la nature quantique d'un état, la fonction Q, elle, donne une image assez fidèle de la probabilité d'occupation de la valeur moyenne du spin. Pour donner quelques exemples des états que nous avons introduits, nous avons tracé sur la figure I.10 la fonction Q de trois états différents : l'état $|j_1,j_1\rangle$, un état $|j_1,m_1\rangle$ et un état cohérent $|\Theta,\Phi\rangle$. Par construction même de la sphère de Bloch



(a) **(b)** **(c)**

FIGURE I.10 – Représentation de la fonction Q de trois états différents d'un spin $j_1 = 25$. **(a)** Etat $|j_1,j_1\rangle$. **(b)** Etat $|j_1,m_1=21\rangle$. L'état $|j_1,m_1=21\rangle$ est réparti sur une surface d'autant plus grande que m est proche de 0. **(c)** Etat cohérent de spin tourné de $\Theta = 0,6$ rad. L'état cohérent de spin est obtenu par rotation $R(\Theta,\Phi)$ de l'état $|j_1,j_1\rangle$.

généralisée, le spin dans l'état $|j_1, j_1\rangle$ occupe le pôle Nord de la sphère et le spin dans l'état $|j_1, m_1\rangle$ est caractérisée par une latitude donnée. L'état cohérent est quant à lui une rotation de l'état $|j_1, j_1\rangle$ centrée sur le point de coordonnée (Θ, Φ). En tournant sur la sphère de Bloch généralisée, l'état cohérent peuple des superpositions d'états $|j_1, m_1\rangle$ (fig.I.11). A mesure qu'il se rapproche de l'équateur, l'état cohérent de spin se répartit sur un nombre grandissant de niveaux. La tendance s'inverse ensuite et après une rotation d'angle π, le spin atteint le pôle Sud de la sphère.

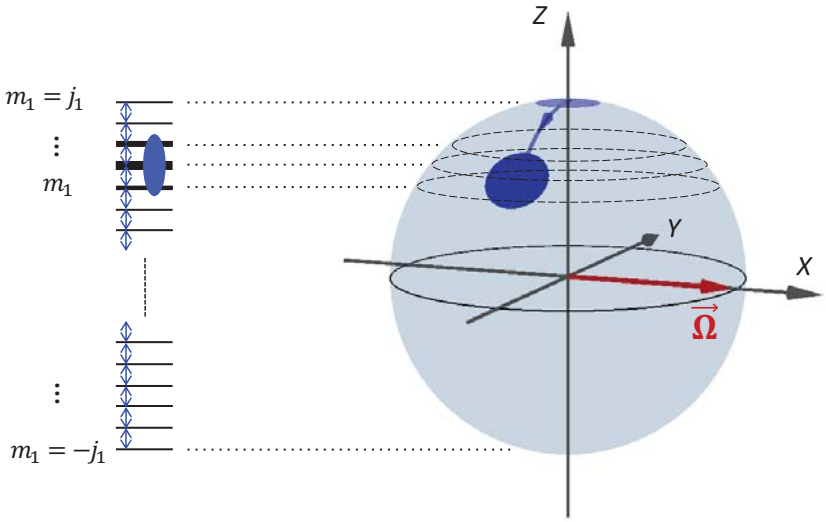


FIGURE I.11 – Projection d'un état cohérent de spin sur les états de spin $|j_1, m_1\rangle$. Les niveaux $|j_1, m_1\rangle$ ont des projections sur l'axe vertical (Z) équidistantes. L'état cohérent de spin se projette donc sur d'autant plus de niveau qu'il se trouve au voisinage de l'équateur.

A partir de l'expression des états cohérents (I.64) dans la base des états $\{|j_1, m_1\rangle\}$, nous avons reconstruit sur la figure I.12 la fonction d'onde de quelques états cohérents engendrés par une rotation d'angle Θ de l'opérateur $\hat{J}_{1x}$. On observe que l'action de $\hat{J}_{1x}$ dans l'espace réel est double : le plan de l'orbite tourne en même temps que son excentricité augmente. Partant d'une orbitale circulaire dans le plan (x, y), l'action de $\hat{J}_{1x}$ conduit à une orbitale très elliptique dans le plan (x, z). On reconnaît ici les actions simultanées de $\hat{a}_x$ et de $\hat{L}_x$ décrites au paragraphe I.1.1.c. Puisque $\hat{L}_x$ et $\hat{a}_x$ commutent, la rotation générée par $\hat{J}_{1x}$, qui s'écrit

$$\hat{J}_{1x} = \frac{1}{2}\left(\hat{L}_x - \hat{a}_x\right), \tag{I.69}$$

peut se décomposer en une rotation induite par $\hat{L}_x$ et une autre induite par $\hat{a}_x$.

Au même titre que les états $|j_1, \pm j_1\rangle$, les états cohérents vérifient la relation d'incertitude de Heisenberg [86]

$$\langle \Delta \hat{J}_{1x}^2 \rangle \langle \Delta \hat{J}_{1y}^2 \rangle = \frac{\hbar^2}{4} |\langle \hat{J}_{1z} \rangle|^2. \tag{I.70}$$

A ce titre, ce sont des états semi-classiques, ce qui justifie leur dénomination d'états cohérents. La trajectoire la plus probable vérifie les équations d'une orbite classique de

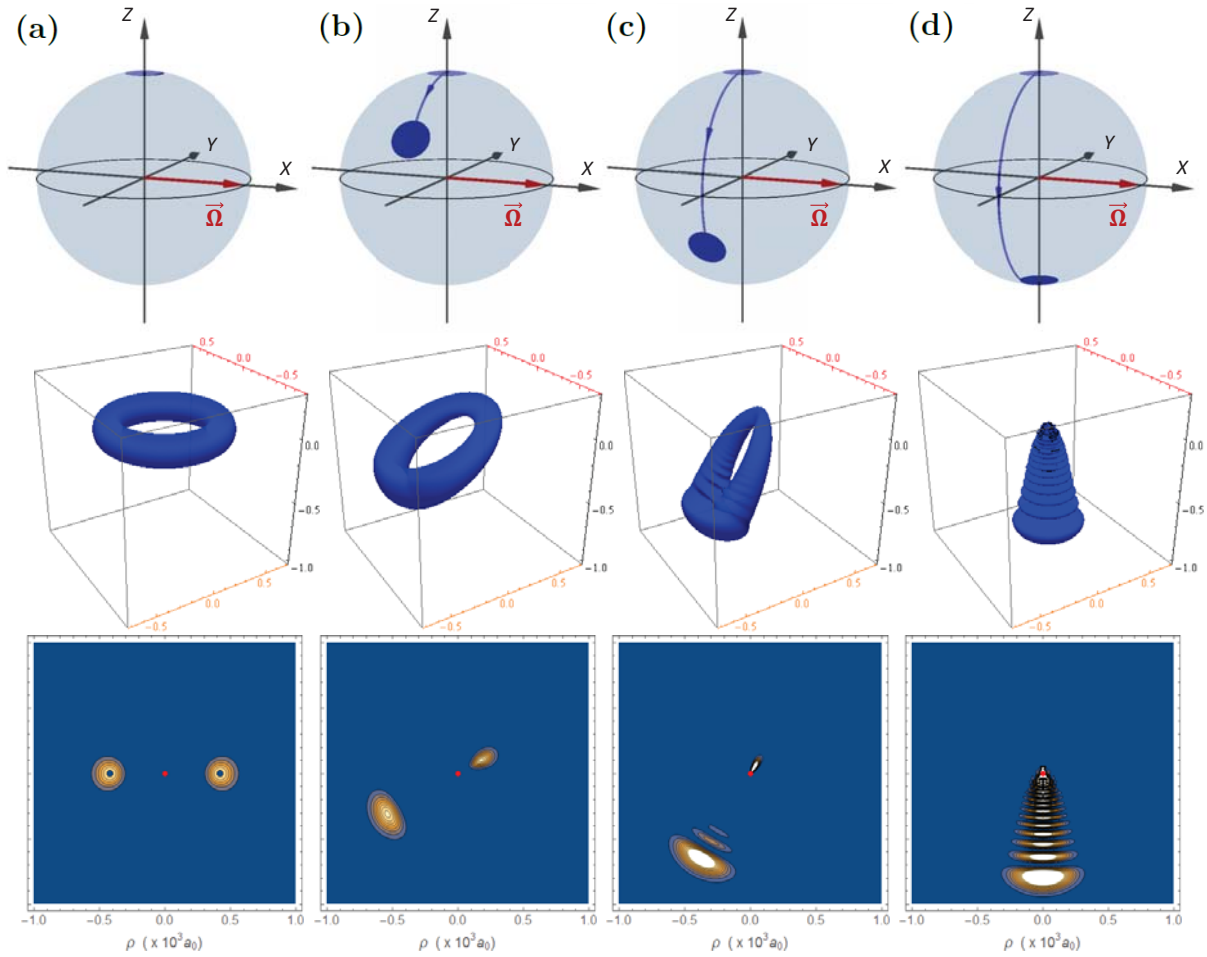


FIGURE I.12 – Fonction d'onde des états cohérents de spin, engendré par l'action de $\hat{J}_{1x}$. **(a)** Etat $|\Theta = 0, \Phi = 0\rangle = |j_1, j_1\rangle$. **(b)** Etat $|\pi/3, 0\rangle$. **(c)** Etat $|2\pi/3, 0\rangle$. **(d)** Etat $|\pi\rangle = |j_1, -j_1\rangle$. Sur la première ligne est schématisée la fonction Q de l'état cohérent. La deuxième et la troisième ligne représentent les fonctions d'onde respectivement en trois ou deux dimensions. Les seuils sont identiques à ceux de la figure I.9.

Kepler. On parle de ce fait d'états elliptiques [69, 89, 90]. Les fonctions d'ondes présentées sur la figure I.12 mettent en évidence l'aspect elliptique des fonctions d'onde. En fait, ces orbites correspondent à celles décrites par le modèle semi-classique de Sommerfeld qui prédit déjà leurs propriétés caractéristiques (dimension de l'orbite, polarisabilité, *etc.*).

I.1.3.c Analogie avec l'oscillateur harmonique

A travers les notions présentées ici se dégage une analogie entre le spin atomique et l'oscillateur harmonique qui décrit les modes du champ électromagnétique [68]. L'oscillateur harmonique est décrit par les opérateurs conjugués $(\hat{q}, \hat{p})$ vérifiant la relation de

commutation

$$[\hat{q}, \hat{p}] = i\hbar \tag{I.71}$$

alors que le moment cinétique est décrit par les trois opérateurs $\hat{J}_{1x}$, $\hat{J}_{1y}$ et $\hat{J}_{1z}$. A la sphère de Bloch généralisée se substitue le plan de phase pour représenter $(\hat{q}, \hat{p})$. Sur la base de ces jeux d'opérateurs sont construits les opérateurs de création et d'annihilation $\hat{a}$ et $\hat{a}^\dagger$ pour l'oscillateur harmonique qui ajoutent ou retirent un photon dans le mode du champ et les opérateurs $\hat{J}_1^+$ et $\hat{J}_1^-$ pour le spin qui ajoutent ou retirent un quantum de moment cinétique, passant d'un état $|j_1, m_1\rangle$ à un état $|j_1, m_1 \pm 1\rangle$. Appliqué à l'état vide $|N = 0\rangle$, l'opérateur $\hat{a}^\dagger$ génère les états de Fock $|N\rangle$ par la relation

$$|N\rangle = \sqrt{N!}\left(\hat{a}^\dagger\right)^N |0\rangle \tag{I.72}$$

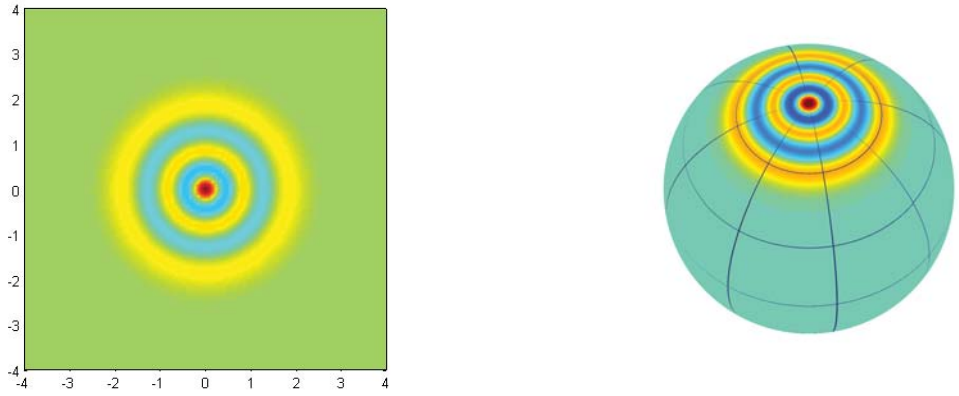
d'une façon analogue à la génération des états $|j_1, m_1\rangle$ par $\hat{J}_1^+$ à partir de l'état $|j_1, j_1\rangle$

$$|j_1, m_1\rangle = \frac{1}{(j_1 - m_1)!}\begin{pmatrix} 2j_1 \\ j_1 - m_1 \end{pmatrix}^{-1/2} \hat{J}_1^{+\,j_1 - m_1} |j_1, j_1\rangle. \tag{I.73}$$

Les états de Fock et les états $|j_1, m_1\rangle$, appelés états de Dicke, sont des états non-classiques qui portent un nombre de quanta d'excitation bien précis. Leur représentation en terme de fonction de Wigner présente aussi de grandes similitudes (fig.I.13). Enfin, à l'opérateur de rotation $\hat{R}(\Theta, \Phi)$ dans la sphère de Bloch généralisée correspond un opérateur déplacement $\hat{D}(\alpha)$ dans le plan de phase définit par

$$\hat{D}(\alpha) = \mathrm{e}^{\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a}} \tag{I.74}$$

et qui effectue une translation d'une quantité α du champ électromagnétique dans l'espace des phases. L'action de $\hat{D}$ est similaire à l'action de $\hat{R}$. Appliqué au vide, $\hat{D}$ génère les



(a) **(b)**

FIGURE I.13 – Analogie entre la fonction de Wigner d'un oscillateur harmonique et d'un spin. **(a)** Fonction de Wigner d'un état de Fock $|n = 4\rangle$ dans le plan de phase **(b)** Fonction de Wigner d'un état de Dicke $|j_1 = 51, m_1 = 46\rangle$ sur la sphère de Bloch généralisée.

champs cohérents $|\alpha\rangle$

$$|\alpha\rangle = \hat{D}(\alpha)|0\rangle \tag{I.75}$$

décrits pour la première fois par Glauber [19, 91], de la même façon que $\hat{R}$ génère les états de Bloch $|\Theta, \Phi\rangle$, nommés états cohérents de spin par analogie. Les états cohérents sont aussi une description quantique des champs électromagnétiques classiques.

L'analogie entre l'oscillateur harmonique et le moment cinétique n'est pas fortuite. Mathématiquement, la connection est faite par un processus appelé contraction de groupe [68, 92, 93]. Géométriquement, elle consiste à faire tendre le rayon de la sphère de Bloch vers l'infini. Le plan azimutal contenant le pôle Nord de la sphère s'identifie progressivement à la sphère elle-même pour devenir le plan de phase de l'oscillateur harmonique. Les états de Dicke tendent alors vers les états de Fock, les rotations sur la sphère de Bloch vers des translations dans ce plan, et les états cohérents de spins vers des champs cohérents. Cette analogie illustre le lien entre le travail présenté dans ce manuscrit et les thématiques d'électrodynamique en cavité dans lesquelles ces expériences s'inscrivent.

I.2 L'atome de rubidium

L'étude de l'atome d'hydrogène donne accès à des solutions analytiques pour les fonctions d'onde, qui nous permettent de calculer les énergies propre en présence d'un champ statique ou l'effet d'un couplage à un champ électromagnétique. Le Hamiltonien du rubidium, lui, n'est pas soluble analytiquement. Toutefois, dans la limite des états de Rydberg, l'unique électron de valence est suffisamment éloigné du noyau pour que le rubidium ait un comportement hydrogénoïde, si bien qu'il est possible de décrire les états de Rydberg du rubidium par un modèle phénoménologique déduit de celui de l'atome d'hydrogène. Ce modèle, basé sur l'introduction d'un défaut quantique, permet de décrire le spectre du rubidium en champ nul et sert ensuite de base pour le calcul numérique des énergies en présence de champ statique ou radiofréquence.

I.2.1 Atome de rubidium en champ nul

I.2.1.a Pénétrabilité et polarisabilité du cœur d'un état de Rydberg

L'électron de valence du rubidium interagit avec toutes les charges du cœur atomique, soit 37 charges positives $+q$ dans le noyau et 36 charges négatives $-q$ dans le nuage électronique. Dans les états de Rydberg $n \sim 50$, l'électron de valence est majoritairement situé à une distance r très grande devant la dimension du cœur atomique. Celui-ci voit la charge moyenne du noyau et des électrons des couches inférieures : c'est le phénomène

d'écrantage. Le spectre du rubidium est alors semblable à celui de l'hydrogène aux modifications qu'induit la masse réduite près. Il convient cependant de modérer ces affirmations par deux considérations : la pénétration des états de faible moment cinétique dans le cœur atomique et la polarisabilité du cœur atomique.

D'une part, l'approximation d'un cœur ponctuel n'est pas valable pour les niveaux de faible moment cinétique l. En effet, le potentiel centrifuge en $l(l+1)/r^2$ est faible dans ce cas-là et la probabilité de présence de l'électron de valence au voisinage du noyau est importante. Pour ces orbites, le nuage électronique n'écrante plus autant les Z charges du noyau. Lorsqu'il est proche de ce dernier, l'électron de valence ressent donc un potentiel qui tend vers $-Ze^2/r$, plus profond que celui de l'hydrogène. Par conséquent, l'état est plus lié et l'énergie est légèrement plus faible. Autre conséquence, la conservation du vecteur de Runge-Lenz, propriété des potentiels en $1/r$, n'est plus vérifiée. Le rôle du moment cinétique $\hat{\boldsymbol{L}}$ dans la pénétrabilité des états fait que la base sphérique est naturellement plus adaptée au traitement de ces corrections que la base parabolique [84].

D'autre part, le cœur atomique, composé d'un nuage électronique en interaction avec le noyau, est susceptible de se polariser sous l'interaction électrostatique de l'électron de valence [79]. Cet effet modifie le potentiel ressenti par l'électron et entraîne une modification de l'énergie et des vecteurs propres. Il est lui aussi d'autant plus faible que l est grand.

Partant du modèle de l'hydrogène, il est donc nécessaire d'apporter une correction à la formule de Bohr pour tenir compte de ces effets. La base sphérique est privilégiée, la correction à apporter pour l'atome de rubidium est donc *à priori* fonction de n, l et m. Puisque ni la pénétrabilité ni la polarisabilité ne brisent la symétrie sphérique du problème, l'énergie corrigée reste indépendante de m. Le rubidium étant plus sensible aux effets relativistes que l'hydrogène, la correction inclut la structure fine et dépend donc aussi du nombre quantique relativiste j associé à $\hat{\boldsymbol{J}} = \hat{\boldsymbol{L}} + \hat{\boldsymbol{S}}$ avec $\hat{\boldsymbol{S}}$ le spin de l'électron.

I.2.1.b Modèle du défaut quantique

La modification de l'énergie est apportée sous la forme d'une correction du nombre quantique principal n par une quantité δ_{nl_j} appelée *défaut quantique*, sous la forme

$$E_{n,l_j} = -\frac{E_1}{(n-\delta_{nl_j})^2}. \tag{I.76}$$

Le défaut quantique modélise la différence entre les potentiels des atomes de rubidium et de d'hydrogène et n'est donc que peu sensible au nombre quantique principal n pour les états de Rydberg [79]. Ceci permet de faire un développement limité du défaut quantique en n [94, 95]

$$\delta_{nl_j} = \delta_{l_j 0} + \frac{\delta_{l_j 2}}{(n-\delta_{l_j 0})^2} + \frac{\delta_{l_j 4}}{(n-\delta_{l_j 0})^4} + \dots \tag{I.77}$$

Pour $n \sim 50$ dans le rubidium, les deux premiers termes sont suffisants pour estimer le défaut quantique dans une bonne approximation. Le tableau indique les défauts quantiques du rubidium 85, valables pour $n \geq 20$. Le défaut quantique décroît bien au fur et à

Moment angulaire	Défaut quantique δ_{nl_j}
l=0	$\epsilon_{n,l_j} = 3.131145 + 0.195/(n - 3.131145)^2$
l=1, j=1/2	$\epsilon_{n,l_j} = 2.65486 + 0.280/(n - 2.65486)^2$
l=1, j=3/2	$\epsilon_{n,l_j} = 2.64165 + 0.318/(n - 2.64165)^2$
l=2, j=3/2	$\epsilon_{n,l_j} = 1.34807 - 0.603/(n - 1.34807)^2$
l=2, j=5/2	$\epsilon_{n,l_j} = 1.34642 - 0.545/(n - 1.34642)^2$
l=3, j=5/2	$\epsilon_{n,l_j} = 0.0165192 - 0.085/(n - 0.0165192)^2$
l=3, j=7/2	$\epsilon_{n,l_j} = 0.0165437 - 0.086/(n - 0.0165437)^2$
l=4	$\epsilon_{n,l_j} = 0.004$
l=5	$\epsilon_{n,l_j} = 0.001$
l=6	$\epsilon_{n,l_j} = 0.0006$
l=7	$\epsilon_{n,l_j} = 0.0003$

TABLE I.1 – Défaut quantique au second ordre du rubidium 85. Les valeurs entre $l = 0$ et $l = 3$ sont des valeurs expérimentales. Elles sont extraites entre $l = 0$ et $l = 2$ de Meschede [96], pour $l = 3$ de Han *et al.* [94] et pour $l = 4, 5, 6, 7$ de Nussenzveig [97].

mesure que l augmente. Au-delà de $l = 3$, la structure fine est négligée. Ces valeurs nous permettent de tracer le spectre du rubidium en champ nul (fig. I.14). Les effets du défaut quantique sont considérables pour les niveaux s, p et d dans les gammes d'énergies considérées et dépassent l'écart entre les multiplicités lui-même. A partir des niveaux f, l'effet est moindre. Le niveau $51f$ n'est par exemple qu'à 818 MHz de la multiplicité $n = 51$. Cet écart devient rapidement faible devant l'ouverture de la multiplicité en présence d'un champ électrique.

I.2.2 Atomes de rubidium en champ électrostatique

I.2.2.a Calcul numérique des énergies propres du rubidium

Du fait du défaut quantique, le Hamiltonien atomique $\hat{H}_0$ n'est diagonal que dans la base sphérique. La théorie des perturbations utilisée pour calculer l'effet Stark ne doit donc plus se faire dans la base parabolique. Comme δ_{nl_j} dépend aussi de j, le calcul s'effectue dans la base $\{|n, l, j, m_j\rangle\}$. La première étape consiste à calculer les éléments de matrice de l'opérateur dipolaire $\langle n, l, j, m_j|\hat{\boldsymbol{d}}|n', l', j', m'_j\rangle$ à partir des expressions complètes des fonctions d'onde en champ nul. Le potentiel restant radial, la symétrie sphérique est conservée. Le Hamiltonien commute toujours avec $\hat{\boldsymbol{L}}$ et on peut donc séparer la fonction d'onde de l'état $|n, l, j, m_j\rangle$ en une partie radiale et une partie angulaire (I.10)

$$\psi(\boldsymbol{r}) = R'(r)Y'(\theta, \varphi). \tag{I.78}$$

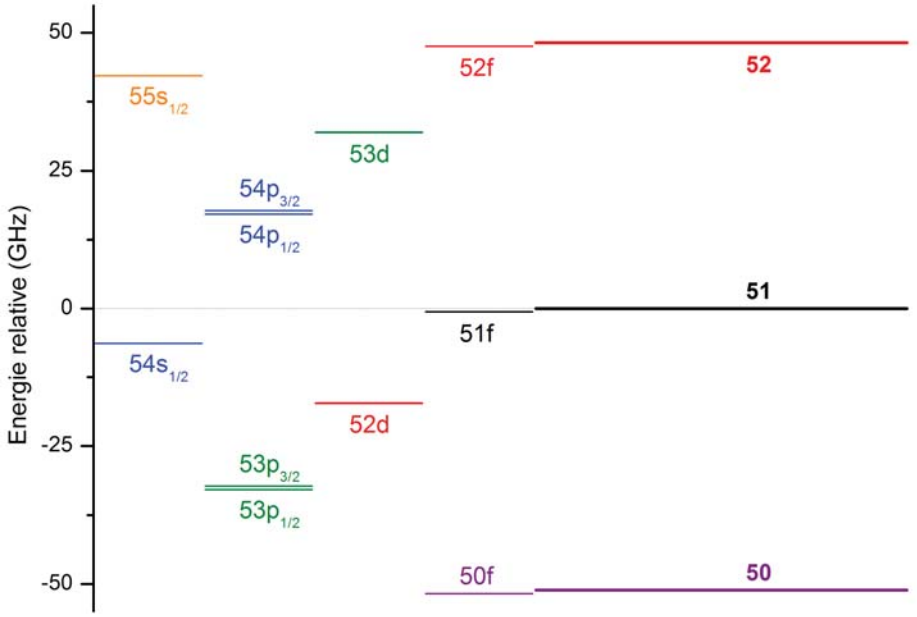


FIGURE I.14 – Spectre du rubidium 85 en champ nul autour de la multiplicité $n = 51$. Les défauts quantiques sont représentés jusqu'à $l = 3$ car la différence d'énergie n'est plus visible au-delà. La référence d'énergie est la multiplicité $n = 51$. Dès $l = 2$, le défaut quantique induit des variations d'énergie supérieures à l'écart entre deux multiplicités.

Les éléments de matrice s'expriment alors sous la forme

$$\langle n, l, j, m_j | \hat{\boldsymbol{d}} | n', l', j', m'_j \rangle = -q \langle l, j, m_j | \frac{\hat{\boldsymbol{r}}}{r} | l', j', m'_j \rangle \int R'(r) r R'^*(r) r^2 dr. \tag{I.79}$$

La partie angulaire $Y'(\theta, \varphi)$ est identique à celle des états sphériques de l'atome d'hydrogène $Y_l^m(\theta, \varphi)$ et se calcule à partir des coefficients de Clebsch-Gordan. Au contraire, la partie radiale $R'(r)$ est modifiée du fait du changement de potentiel et doit donc être recalculé. On distingue dans la partie radiale deux contributions : celle pour $r < r_0$ et celle pour $r > r_0$, où r_0 est le rayon typique sur lequel le potentiel diffère du potentiel coulombien. Avec une très grande probabilité, l'électron se situe au-delà de r_0. La contribution $r < r_0$ est donc mineure dans le calcul des éléments de matrice de l'opérateur dipolaire et peut être négligée. Il n'est donc nécessaire que de connaître la fonction d'onde au-delà de r_0, dans la zone où le potentiel est coulombien et où des solutions analytiques existent. L'expression de la fonction d'onde radiale est alors calculée numériquement par la *méthode de Numerov* en cherchant une solution convergente dont l'énergie soit celle fixée par le défaut quantique [79, 84].

Ces éléments de matrice permettent d'écrire le Hamiltonien total de l'atome plongé

dans un champ $\boldsymbol{F}_{st} = F_{st}\boldsymbol{u}_z$

$$\langle n,l,j,m_j|\hat{H}|n',l',j',m_j\rangle = \langle n,l,j,m_j|\hat{H}_0|n',l',j',m_j\rangle + F_{st}\langle n,l,j,m_j|\hat{\boldsymbol{d}}|n',l',j',m_j\rangle. \tag{I.80}$$

La diagonalisation de ce Hamiltonien, qui doit être faite pour chaque champ électrique, conduit à l'expression des vecteurs propres et des valeurs propres.

I.2.2.b Spectre du rubidium en champ électrostatique

Comme nous l'avons décrit, l'effet Stark est une conséquence du couplage des niveaux de même m, dégénérés au sein d'une multiplicité pour l'effet linéaire et non-dégénérés pour l'effet quadratique. Puisque le défaut quantique éloigne de la multiplicité certains niveaux de faibles moments cinétiques, il change le nombre total de niveaux qui se repoussent. Ainsi, le défaut quantique a des conséquences au-delà des niveaux de faibles moments cinétiques l pour lesquels il est négligeable. L'effet Stark est calculé numériquement par diagonalisation du Hamiltonien (I.80) et présenté sur la figure I.15. La présence d'un champ électrique crée une compétition entre le défaut quantique, privilégiant la base sphérique, et l'effet Stark qui favorise la base parabolique : à faible champ, les états propres sont sphériques ; à fort champ, l'effet Stark domine et les états propres sont ceux

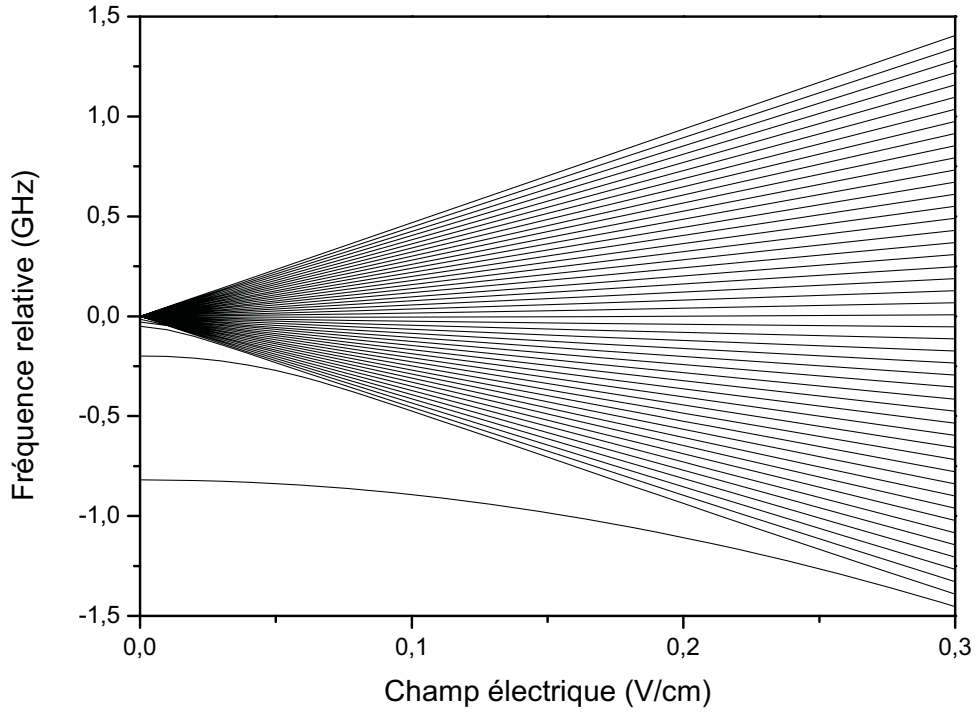


FIGURE I.15 – Spectre Stark du rudibium pour $n = 51$ et $m = 2$. La forme générale du spectre est très similaire à celui de l'hydrogène (cf fig.I.7). On distingue cependant très bien en champ électrique faible les niveaux $|51f, m = 2\rangle$ et $|51g, m = 2\rangle$ qui ne sont pas dégénérés avec les niveaux de la multiplicité.

de la base parabolique - à la contamination introduite par l'effet Stark quadratique près. Savoir jusqu'où prendre en compte le défaut quantique revient à savoir à quelle échelle d'énergie l'on travaille. Les expériences sont faites avec des champs électriques qui varient entre $0,2\,\mathrm{V/cm}$ et $4\,\mathrm{V/cm}$. Les simulations montrent qu'il est important de prendre en compte le défaut quantique jusqu'à $l = 4$ pour obtenir un bon accord avec les mesures pour des champs de l'ordre de $0,2\,\mathrm{V/cm}$.

On distingue dans le spectre du rubidium à faible champ trois catégories de niveaux :

i. Tout les niveaux pour lesquels $m \geq 4$, qui correspondent donc à des $l \geq 4$, ont un comportement purement hydrogénoïde. Ils sont tous dégénérés en champ nul et constituent la multiplicité. En présence d'un champ électrostatique, ils subissent un effet Stark linéaire et quadratique tels que nous les avons décrits pour l'atome d'hydrogène.

ii. Les niveaux pour lesquels $l \leq 4$ et donc aussi $m \leq 4$ ne sont pas dégénérés avec la multiplicité en champ électrique nul. Ils possèdent chacun une énergie différente, si bien que chacun de leur niveau m n'est dégénéré avec aucun autre niveau de même m. Ces états ne possèdent donc pas d'effet Stark linéaire. En fait, cela est prévisible puisque ce sont, en très bonne approximation, des états sphériques. Ils présentent donc un dipôle moyen nul et ne sont pas sensibles à l'effet Stark au premier ordre. Par contre, ces niveaux interagissent avec les niveaux de même m d'énergie différente qui produisent un effet Stark quadratique, non hydrogénoïde.

iii. Les niveaux $m \leq 4$ mais $l \geq 4$ appartiennent aussi à la multiplicité. Cependant, puisque des états de même m manquent dans la multiplicité (ii), le nombre d'états de m donné dans la multiplicité n'est pas égal à $n-l$ comme pour l'atome d'hydrogène. L'absence de ces niveaux modifie l'effet Stark linéaire, si bien que ces niveaux ne s'écartent pas les uns des autres comme que pour les niveaux $m \geq 4$. Il en résulte une irrégularité dans la répartition énergétique des niveaux de faibles m dans le spectre du rubidium.

L'ouverture de la multiplicité est dominée par l'effet Stark linéaire, alors que les niveaux avec un défaut quantique n'ont qu'un effet Stark quadratique. En augmentant le champ électrique, les niveaux de la multiplicité se rapprochent donc des autres niveaux, d'abord du $|n, g\rangle$ puis du $|n, f\rangle$. Les niveaux $|n, s\rangle$,$|n, p\rangle$ et $|n, d\rangle$ sont quant à eux trop éloignés de la multiplicité n pour la rejoindre. Deux cas se distingue alors :

i. Cas des états $m \geq 3$: Progressivement, les états $|n, g, m\rangle$ ou $|n, f, m\rangle$ rejoignent la multiplicité (cf fig.I.15). Peu à peu, le défaut quantique devient de plus en plus négligeable devant l'effet Stark et ces niveaux se comportent comme des états paraboliques. Après leur réintégration, tous les états de m donné sont à nouveau présents dans la multiplicité. Le spectre de ces niveaux reprend alors sa forme hydrogénoïde.

ii. Cas des états $m \leq 2$: Par contre, il manque toujours dans la multiplicité trois niveaux $m = 0$, deux niveaux $m = 1$ et un niveau $m = 2$ dû à l'absence des $l \leq 2$. Le spectre reste donc toujours irrégulier quelque soit le champ électrique (fig.I.16).

En conséquence, la dégénérescence des transitions σ^+ et σ^- est levée pour ces niveaux de faible m. On remarque cependant que, si les transitions $|n, n_1 = 3, m = 0\rangle \rightarrow$

$|n, n_1 = 2, m = 1\rangle$ et $|n, n_1 = 2, m = 1\rangle \rightarrow |n, n_1 = 1, m = 2\rangle$ sont très différentes de la transition hydrogénoïde, celle entre les niveaux $|n, n_1 = 1, m = 2\rangle \rightarrow |n, n_1 = 0, m = 3\rangle$ est sensiblement dégénérée avec celle-ci.

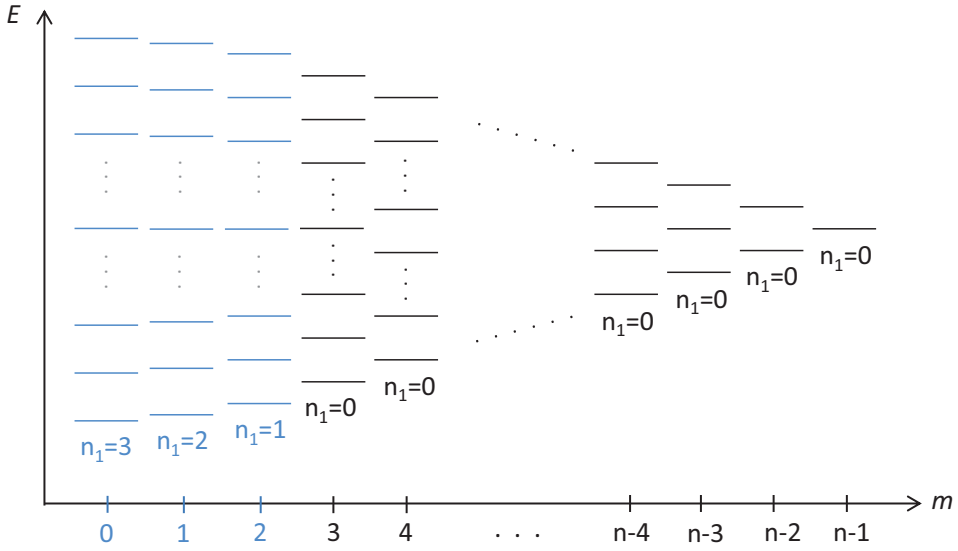


FIGURE I.16 – Schéma du spectre du rudibium en champ électrique statique élevé, lorsque les niveaux $|51, g\rangle$ et $|51, f\rangle$ ont déjà rejoint la multiplicité. Au-delà de $m = 3$ (niveaux en noir), les niveaux ont un comportement hydrogénoïde et les transitions $\Delta m = \pm 1$ sont toutes dégénérées. Pour les $m \leq 2$ (en bleu), l'absence de certains niveaux due au défaut quantique modifie l'allure du spectre. Malgré l'absence d'un niveau, les niveaux d'énergie $m = 2$ en bord de multiplicité sont à peu près réguliers. La transition $|51, n_1 = 1, m = 2\rangle \rightarrow |51, n_1, m = 2\rangle$ est ainsi sensiblement dégénérée avec les transitions vers les niveaux suivants $|51, n_1 = 0, m \geq 3\rangle$.

I.2.2.c Schéma d'excitation des états de Rydberg circulaires

L'excitation des états de Rydberg circulaires depuis le niveau fondamental du rubidium demande de fournir d'une part, une quantité d'énergie importante pour atteindre des nombres quantiques principaux élevés et d'autre part, le moment cinétique nécessaire pour atteindre l'état circulaire. Les photons optiques portent une quantité d'énergie importante qui permet d'exciter les états de Rydberg. Mais les règles de sélection limitent le transfert de moment cinétique à un quantum (soit $\hbar$) par photon absorbé, et interdisent donc l'excitation des états circulaires par quelques photons optiques. Pour toutes les techniques de préparation d'états circulaires, le processus se fait ainsi en deux étapes : absorption de photons optiques pour préparer un état de Rydberg de faible moment cinétique, puis transfert de moment cinétique de cet état intermédiaire vers l'état circulaire.

Pour la première étape, il est préférable de rester en champ électrique faible car les éléments de matrice des transitions optiques sont plus grands. En effet, les règles de

sélection portent sur les nombres quantiques sphériques l et m ; dans la base parabolique, ces règles se traduisent par des probabilités d'excitation plus ou moins grandes selon la contamination du niveau parabolique par les niveaux sphériques de l et m autorisés. Cette contamination est donnée par les coefficients de Clebsch-Gordon (I.41) et la force de la transition s'en trouve nécessairement réduite. Pour cette étape, le défaut quantique joue un rôle déterminant puisqu'il permet l'excitation optique d'un état de Rydberg bien précis en faible champ électrique. Dans notre cas par exemple, le niveau $51f$ n'est pas dégénéré avec le reste de la multiplicité en champ nul. En présence d'un faible champ, on peut lever la dégénérescence entre les différents $|m|$ du $51f$ et induire une transition optique sélective vers l'un d'eux, à savoir le $|51f, m = 2\rangle$ (fig.I.17). La polarisation des faisceaux lasers permet en outre de n'exciter que le $m = 2$ et non le $m = -2$.

Le choix du niveau $|51f, m = 2\rangle$ est justifié par le fait qu'en champ électrique plus fort (on le note alors $|51, n_1 = 1, m = 2\rangle$), celui-ci rejoint la multiplicité et se comporte comme un niveau hydrogénoïde. Toutes les transitions du niveau $|51, n_1 = 1, m = 2\rangle$ jusqu'au niveau circulaire $|51, n_1 = 0, m = 50\rangle$ peuvent être induites par le même champ radiofréquence. Cette seconde étape s'appelle la *circularisation*. Elle est réalisée à un champ de $2,35\,\mathrm{V/cm}$ lorsque la fréquence hydrogénoïde vaut 230 MHz. Entre la phase d'excitation optique et la phase de circularisation, le champ électrostatique doit être augmenté : c'est le *glissement Stark*. L'ensemble du processus est décrit sur la figure I.17.

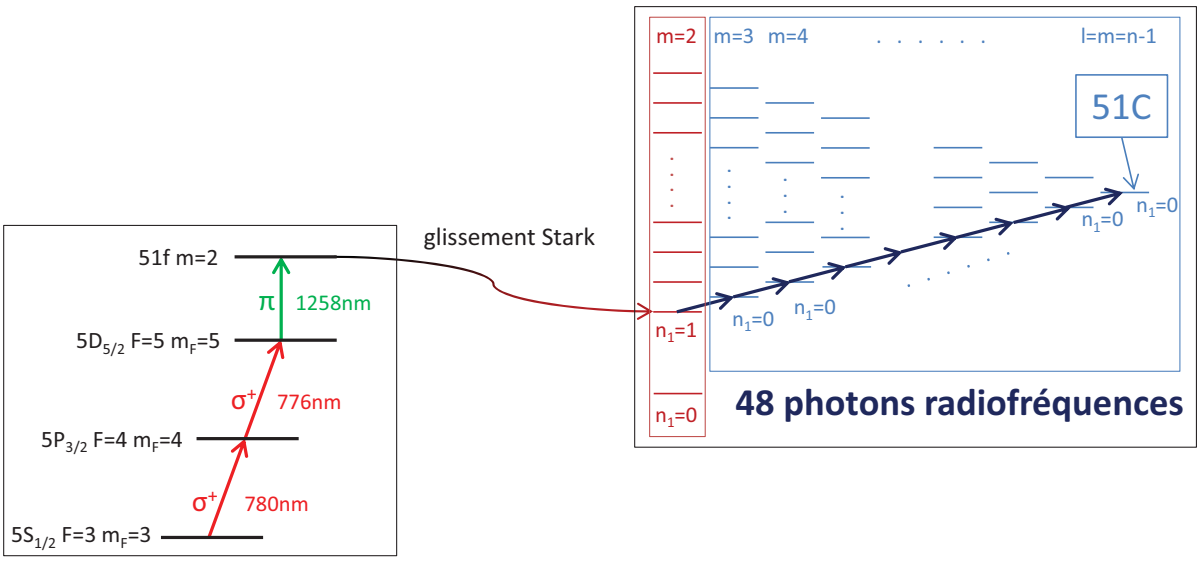


FIGURE I.17 – Schéma d'excitation de l'état circulaire depuis l'état fondamental du rubidium. La première étape consiste en l'absorption de trois photons optiques (détails en II.1.3). Après le branchement Stark, des photons radiofréquences transfèrent le moment cinétique nécessaire pour atteindre l'état circulaire (cf III).

Si l'excitation optique ne présente pas de particularité, l'étape de circularisation est plus complexe. La méthode utilisée pour les expériences d'électrodynamique quantique en cavité [58] s'appuie sur l'idée d'un unique passage adiabatique rapide entre l'état initial

de faible m et l'état circulaire [54]. Cette méthode s'applique parfaitement aux grands nombres quantiques principaux n utilisés. De plus, elle permet de préparer un état circulaire en champ électrique, contrairement à la méthode des champs croisés qui conduit à un atome circulaire préparé en champ magnétique. Elle requiert cependant la capacité de n'induire que des transitions σ^+, auquel cas tous les niveaux de la multiplicité se peupleraient. Cette condition est à l'origine du travail effectué ici. Jusqu'à présent, un champ magnétique constant de 18 G levait la dégénérescence entre les transitions σ^+ et σ^- pendant le passage adiabatique [58]. Nous présenterons ici une technique sans champ magnétique basée sur un champ radiofréquence polarisé σ^+.

Conclusion

L'étude de l'atome d'hydrogène en champ nul nous a permis d'introduire les bases sphérique et parabolique. En champ électrique non nul, la base parabolique est privilégiée et nous avons montré que, dans la limite harmonique où l'effet Stark quadratique est négligé, les états atomiques se comportent comme les états propres de deux spins $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ et $\hat{\boldsymbol{J}}_2$. Lorsque cet atome est couplé à des champs radiofréquences polarisés, nous avons mis en évidence que le spin $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ se couple à la composante σ^+ du champ et que le spin $\hat{\boldsymbol{J}}_2$ se couple à la composante σ^-. Cette constatation ouvre des perspectives intéressantes pour manipuler de façon contrôlée l'état atomique au sein d'une multiplicité Stark.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à l'atome de rubidium et aux modifications dans le spectre qu'impose sa structure plus complexe. Nous avons vu que le modèle de l'hydrogène reste valable pour les états de grand moment cinétique. Pour les niveaux de faible moment cinétique, des corrections aux modèles de l'hydrogène sont apportées à travers le défaut quantique. Nous avons alors analysé le spectre de l'atome de rubidium en champ électrique non nul pour trouver un moyen de manipuler l'état atomique en tenant compte du défaut quantique.

Chapitre II

Outils expérimentaux pour la manipulation des états de Rydberg

La manipulation d'états de Rydberg au sein d'une multiplicité Stark par un champ radiofréquence polarisé σ^+ nécessite de mettre en place un nouveau dispositif qui permette de coupler des atomes de rubidium avec un tel champ électromagnétique. Ce dispositif, qui a été construit et installé dans un nouveau cryostat, fera l'objet d'une première partie.

Dans un second temps, nous présenterons les outils expérimentaux que nous avons mis en place pour réaliser les expériences de manipulations cohérentes de l'états d'un atome de Rydberg. Ils concernent aussi bien l'excitation optique des atomes sur les niveaux de Rydberg, la génération d'un champ radiofréquence de polarisation très pure que tous les autres éléments nécessaires au contrôle des conditions expérimentales.

II.1 Construction du dispositif expérimental

Le cryostat dans lequel ces expériences de manipulations d'états de Rydberg ont été implantées a été conçu dans le double objectif de réaliser ces expériences et de tester de nouvelles cavités supraconductrices. Dans ce chapitre, nous décrirons tout d'abord la mise en place de l'environnement cryogénique. Dans un deuxième temps, nous décrirons les éléments mécaniques de l'expérience. Enfin, nous présenterons le montage optique d'excitation des états de Rydberg, le contrôle de la micro-onde dans la cavité et la préparation de la radiofréquence polarisée.

II.1.1 L'environnement cryogénique

II.1.1.a Description du cryostat

L'expérience atomique en elle-même se situe au cœur du cryostat. Celui-ci est constitué principalement de pièces de cuivre massives que l'on souhaite conserver à froid. Toute la partie supérieure n'est en fait qu'un grand réservoir d'azote et d'hélium liquides (fig.II.1a). A eux deux, ils fournissent une réserve d'énergie frigorifique qui permet de maintenir le cryostat froid. Toute la conception vise à réduire les échanges thermiques entre le cœur du dispositif et l'extérieur afin d'optimiser son autonomie, tout en permettant le contrôle de l'expérience.

L'isolation thermique du cœur se fait en plusieurs étapes. A l'intérieur de l'enceinte extérieure (300 K), un réservoir d'azote liquide permet de créer un premier écran à 77 K. Celui-ci va protéger le réservoir d'hélium liquide refroidi à 4 K. Pour descendre jusqu'à 1 K, il faut « pomper » sur l'hélium. L'étape ultime est donc le cryogénérateur à ^4He, que nous appelons *boîte 1K* (fig.II.1b). Il s'agit d'une boîte en cuivre alimentée en hélium liquide par un capillaire et pompée en permanence. Elle est isolée thermiquement du réservoir d'hélium proprement dit par un tube d'acier inoxydable mince. Néanmoins, comme l'hélium est superfluide en dessous de 2, 16 K, sa viscosité nulle lui permet de remonter le long des parois. Un film d'hélium superfluide risquerait alors de créer un contact thermique entre la boîte 1K et le réservoir à 4K, qui aurait pour effet de réchauffer rapidement la boîte 1K. Pour empêcher l'ascension de l'hélium, une pièce circulaire à arête tranchante appelée *coupe-film* est disposée à mi-chemin entre le réservoir et la boîte 1K (cf fig.II.1b). A son passage, le film s'amincit en raison de l'arête. Pour maintenir le flux, la vitesse du superfluide augmente et passe au-dessus de la vitesse critique. L'hélium perd alors son caractère superfluide et ne peut plus monter.

Le réservoir d'azote, celui d'hélium, le coupe-film et la boîte 1K constituent dans le cryostat des points d'ancrages thermiques. En chacun de ces points, de la puissance frigorifique est disponible. Tous les éléments qui descendent dans le cryostat sont thermalisés sur ces points d'ancrages afin de répartir au maximum la chaleur sur les différentes sources de puissance frigorifique. Par ailleurs, des écrans thermiques sont disposés pour limiter le rayonnement thermique. Chacun de ces écrans est en contact avec un point d'ancrage.

II.1.1.b Autonomie du cryostat

En fonctionnement stationnaire, chaque litre d'azote et d'hélium liquide qu'on y stocke offre une certaine énergie frigorifique. Plus les pertes sont faibles, plus longtemps cette énergie les compensera. L'azote est un fluide cryogénique couramment utilisé, en raison de son extrême abondance bien sûr, mais surtout pour sa grande chaleur latente de vaporisation ($L_{vap} = 160\,\mathrm{kJ}/\ell$). La charge thermique est donc au maximum reportée sur

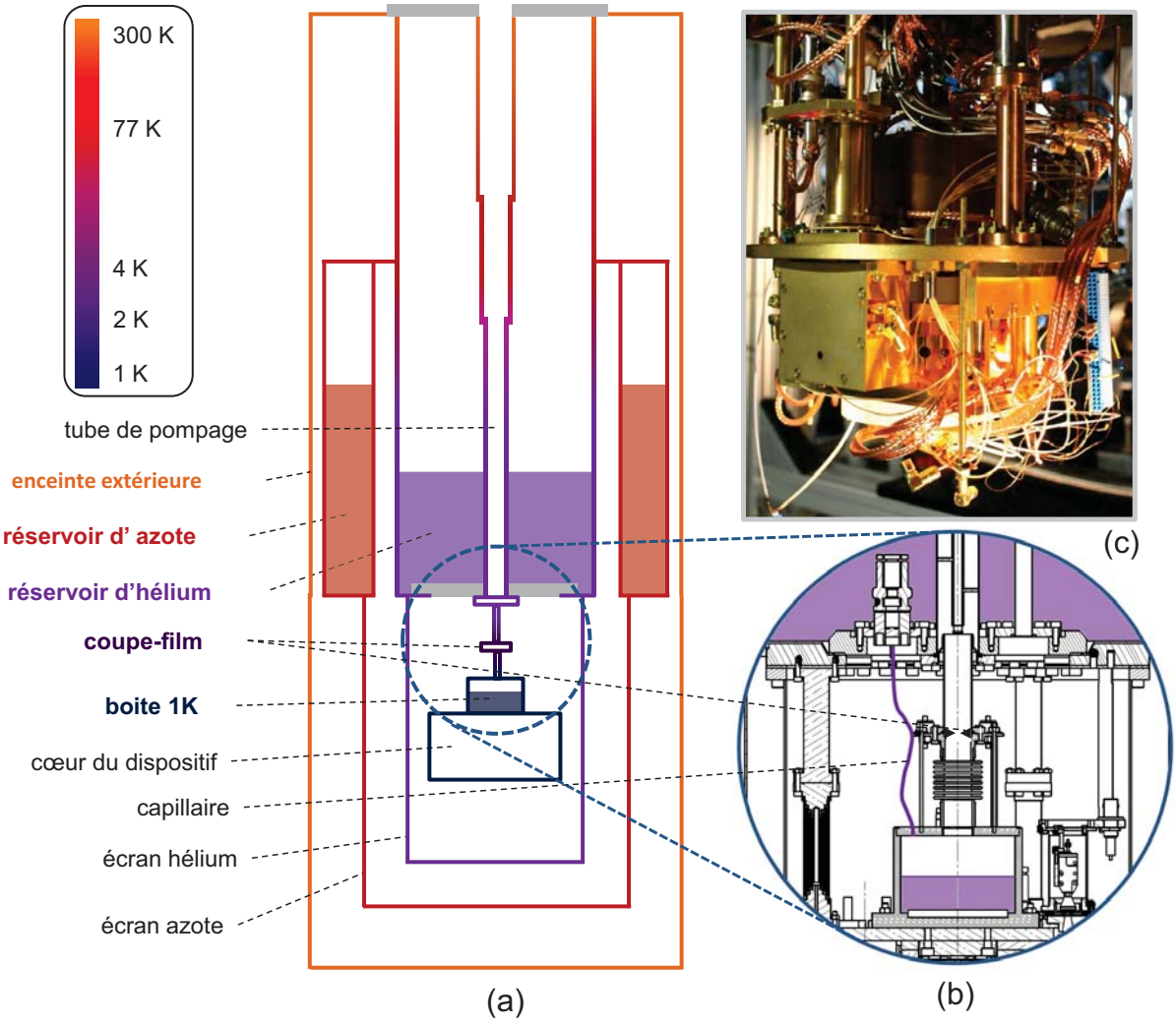


FIGURE II.1 – Structure du cryostat. **(a)** Schéma général. Les couleurs indiquent la température du palier. **(b)** Agrandissement sur le capillaire qui alimente en hélium liquide la boîte 1K en prélevant l'hélium dans le réservoir. La boite 1K est ensuite pompée par le tube central. Au milieu de ce tube, une pièce à arêtes tranchantes, le coupe-film, empêche l'hélium superfluide de remonter. **(c)** Photo du dispositif : en haut, la boîte 1K (en marron, au centre). En bas, le cœur du dispositif. Les pièces mécaniques sont recouvertes d'or pour garantir une bonne conduction thermique.

le réservoir d'azote. Pour notre cryostat, le volume du réservoir est de 34 ℓ. Sans considérer l'apport énergétique lié à l'enthalpie du gaz, ce réservoir offre une énergie frigorifique conséquente de $2,6$ MJ. Consommées approximativement en 100 heures, les réserves d'azote compensent des pertes de l'ordre de 10 W.

L'hélium-4 ne possède pas une aussi grande chaleur latente puisqu'elle ne vaut que $L_{vap}(He) = 2,6$ kJ/ℓ. L'avantage de ce fluide cryogénique réside simplement dans l'extrêmement basse température d'ébullition sous pression atmosphérique de $4,22$ K. En dehors de l'hélium-3, isotope encore plus rare que l'hélium-4, aucun liquide ne possède

de température d'ébullition aussi basse. Seule la chaleur latente de l'hélium est utilisée pour maintenir la température du cryostat à 4 K. L'hélium évaporé continuellement est récupéré à un taux moyen de $0,090\,\ell$/s, ce qui correspond à une puissance de vaporisation de 305 mW. Cela nous donne avec une bonne précision les pertes au niveau du cœur du dispositif. Avec une capacité de $26\,\ell$, le réservoir d'hélium a une autonomie d'environ 54 heures, soit une consommation d'environ $11\,\ell$/jour. Lorsque le pompage est activé pour abaisser la température à 1 K, un gradient thermique se crée entre la partie 1K et le réservoir d'hélium. Les pertes thermiques subies par la partie 1K se reportent toutes sur le réservoir d'hélium. Dans la mesure où le gaz pompé ressort relativement chaud, les pertes de l'ensemble 4K et 1K ne sont pas différentes de celles du réservoir seul et la consommation reste donc identique.

L'autonomie du cryostat sera d'autant meilleure que les pertes dues aux transferts thermiques entre les constituants du cryostat sont réduites. La première cause identifiable de pertes thermiques est la diffusion de chaleur dans les matériaux. La solidité du cryostat nécessite des contacts entre les différents réservoirs. Ainsi le réservoir d'hélium est fixé à l'enceinte extérieure au niveau du sommet du cryostat (fig.II.2). Le réservoir d'azote est quant à lui soutenu par le réservoir d'hélium à mi-hauteur de celui-ci. Pour minimiser ces pertes, les réservoirs sont en acier inoxydable dont la conductivité thermique est faible.

Les différents écrans thermiques sont isolés par du vide pour limiter les échanges thermiques entre eux. Au sein du réservoir d'hélium cependant, le gaz fait contact entre l'hélium liquide et l'enceinte extérieure. Les pertes restent faibles dans la mesure où le gaz est stratifié par couche de température sans mouvement convectif. De plus, l'ébullition constante du liquide alimente en permanence le réservoir en gaz froid. L'enthalpie de ces gaz est une source importante d'énergie frigorifique qui refroidit le réservoir d'hélium. Cette enthalpie est utilisée pour thermaliser les fils qui descendent dans le cryostat à travers le bain d'hélium. Des écrans thermiques en cuivre sont disposés dans le réservoir pour exploiter cette enthalpie (cf fig.II.2).

La source principale de pertes thermiques reste, malgré la structure stratifiée du cryostat, le rayonnement thermique. Les puissances mises en jeu peuvent être estimées avec la loi de Stefan-Boltzmann, qui s'applique à un corps noir, en tenant compte de l'émissivité du corps émetteur considéré. La puissance totale rayonnée P_{ray} par un corps *gris* de surface S, d'émissivité ϵ et de température T s'écrit comme

$$P_{ray} = \epsilon\sigma S T^4, \tag{II.1}$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann. Cette puissance augmente rapidement avec la température. A 300 K, l'enceinte extérieure, en acier ($\epsilon = 0,2$) de $2,4$ m^2, rayonne 220 W. Si cette puissance arrivait directement sur l'hélium liquide, $1\,\ell$ serait vaporisé toutes les 12 s, ce qui représente une puissance considérable pour un cryostat. On comprend donc bien la nécessité de mettre en place des paliers de température entre l'extérieur et le cœur de l'expérience, de sorte que la puissance rayonnée se dissipe progressivement. L'écran d'azote reçoit le rayonnement à 300 K et dissipe la chaleur en vaporisant de l'azote du réservoir. L'écran hélium fait de même avec le rayonnement à 77 K de l'écran azote. De

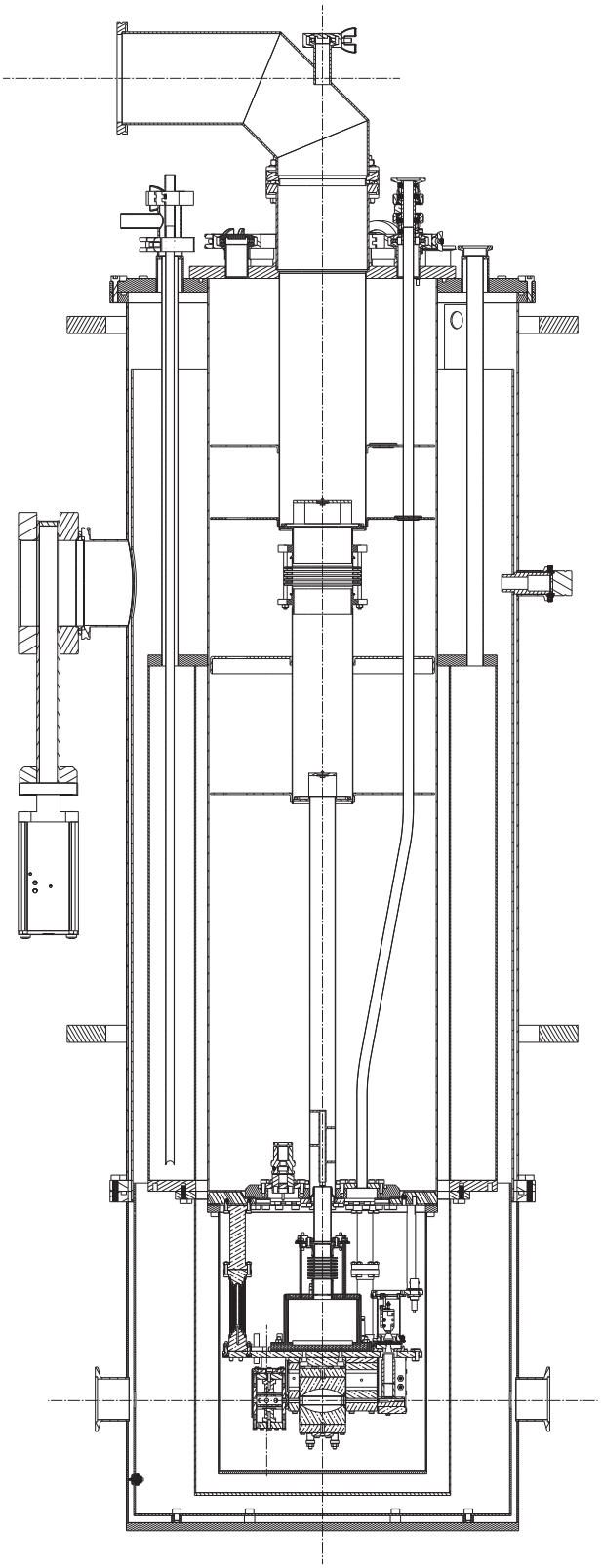


FIGURE II.2 – Plan du cryostat. L'expérience atomique prend place tout en bas. La majeure partie du cryostat est constituée des réservoirs d'azote et d'hélium.

cette façon le montage cavité ne reçoit plus qu'un rayonnement à 4 K de la part de l'écran d'hélium.

Pour réduire encore plus l'effet du rayonnement, les écrans thermiques qui protègent le cœur du dispositif, initialement en cuivre, sont recouverts d'une mince couche d'or. Avec une émissivité de l'ordre de 0,02, l'or reflète l'essentiel du rayonnement infrarouge qu'il reçoit et n'émet qu'une faible portion de rayonnement thermique. Au niveau des réservoirs en acier inoxydable, le rayonnement est atténué par l'ajout de feuilles de mylar froissées qui, entourant les réservoirs d'azote et d'hélium, réfléchissent le rayonnement. Avec n feuilles de mylar, le flux est divisé par un facteur $n+1$ [98]. Avec une cinquantaine de feuilles, le rayonnement est considérablement réduit, ce qui explique les pertes de 10 W qu'on mesure sur le réservoir d'azote.

Tous les câbles ou fils descendants dans le cryostat induisent aussi des pertes par rayonnement ou par conductivité thermique, faibles individuellement mais non négligeables collectivement. Nous avons fait en sorte que tous les courants soient faibles afin que la puissance dissipée par effet Joule soit négligeable. Les tensions continues et les signaux basses fréquences sont transportés dans des câbles en laiton de conductivité thermique dix fois plus faible que le cuivre. La section des fils est minimisée pour limiter le contact thermique. Les signaux radiofréquences et micro-ondes circulent dans des câbles coaxiaux en acier inoxydable qui limitent les pertes par rayonnement et les pertes thermiques. Pour les signaux hautes fréquences de la détection atomique, nous utilisons des cables en cuivre qui supportent les hautes tensions de 3500 V. Une section en acier inoxydable est insérée au milieu du cable pour couper le contact thermique. Ses caractéristiques (âme : fil de diamètre $0,9$ mm, gaine : tube de diamètres intérieur $3,1$ mm et extérieur de $3,5$ mm, sur une longueur de 10 cm) sont ajustées pour optimiser l'adaptation d'impédance avec le câble coaxial en cuivre.

II.1.1.c Atteindre le Kelvin

Dans son réservoir, l'hélium est en équilibre liquide-vapeur. La pression et la température sont liées par la relation $p = p_{sat}(T)$, où $p_{sat}(T)$ est la pression de vapeur saturante. Sous une atmosphère de 1 bar, la température d'équilibre est de $4,22$ K. Si l'on pompe sur l'hélium, la pression diminue entraînant une baisse de la température. Plutôt que de pomper sur le réservoir tout entier, on préfère transférer l'hélium liquide dans la boîte 1K et y faire le vide. En atteignant des pressions de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2}$ mbar, la température descend à 1 K. En pratique, un circuit d'hélium liquide alimente en continu la boîte 1K pour maintenir le niveau constant au fur et à mesure que le liquide s'évapore. Un fin capillaire prélève l'hélium liquide au fond du réservoir et le transporte dans la boîte 1K. L'atmosphère de la boîte est pompée *via* un tube qui remonte à travers le cryostat. Le montage cavité, qui regroupe l'ensemble des pièces mécaniques qui guident les atomes, est en contact thermique avec la boîte 1K.

Le circuit d'hélium fonctionne sur un équilibre subtil entre le flux de liquide à travers le capillaire et l'extraction par vaporisation et pompage. Son fonctionnement est décrit en détail en annexe B. Lorsque le pompage est activé, la température du cœur expérimentale descend progressivement. La température limite que l'on peut atteindre est fonction des pertes thermiques du cœur, celles-ci doivent donc être suffisamment faibles pour descendre sous le Kelvin. La masse totale à refroidir n'intervient pas dans la température limite mais influe sur le temps caractéristique du refroidissement. Le graphique II.3 représente l'évolution de la température en différents points du cryostat au cours du temps et montre que l'on atteint la température limite en quelques minutes. Dans les premiers instants, tout le liquide est vaporisé pour fournir la puissance frigorifique nécessaire au refroidissement. Lorsque le liquide apparaît dans la boîte 1K, la température est déjà inférieure à 2 K. L'hélium devient aussitôt superfluide et la température du coupe-film remonte à la température de la transition de phase du superfluide. La boîte continue de refroidir, entraînant avec elle le montage cavité jusqu'à la température limite de $0,9$ K.

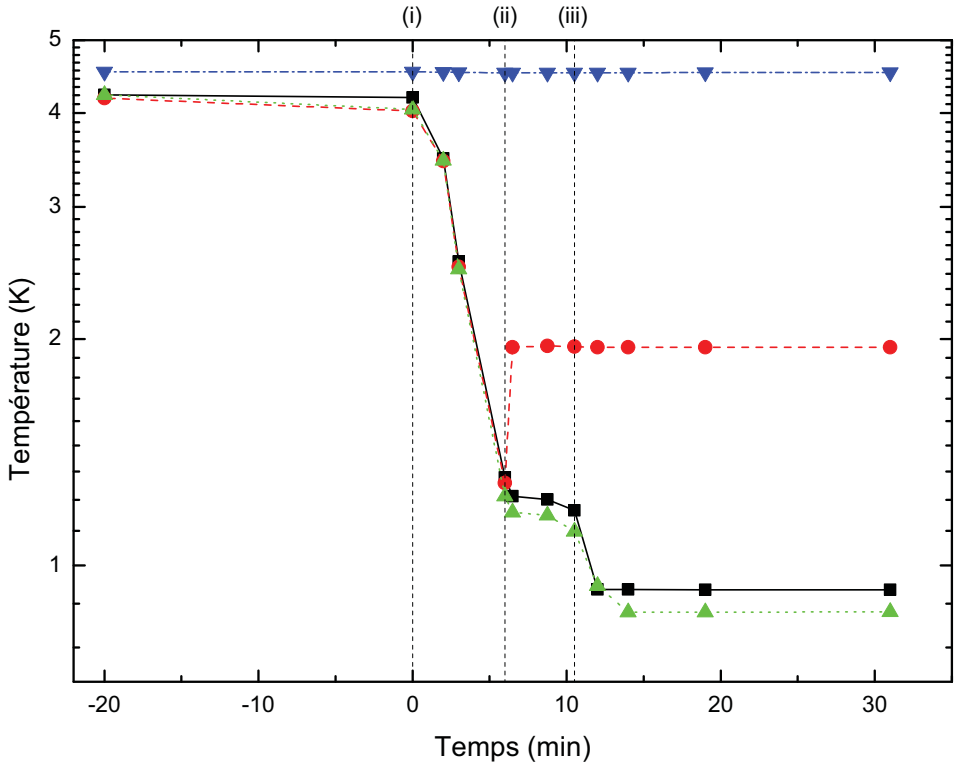


FIGURE II.3 – Descente en température sous l'effet du pompage de l'hélium. Températures du montage cavité (noir), de la boîte 1K (vert), du coupe-film (rouge) et du réservoir (bleu) en fonction du temps. A l'instant (i), une pompe est allumée pour faire un vide primaire dans la boîte 1K. Lorsque les premières gouttes de liquide arrive dans la boîte (ii), la température est inférieure à la température critique. L'hélium devient donc superfluide et la température du coupe-film remonte à la température critique de ~ 2 K. A l'instant (iii), la pompe turbomoléculaire est allumée : la pression descend brutalement et entraîne un refroidissement rapide de la boîte.

II.1.2 Le montage mécanique du cœur expérimental

Bien qu'elle soit initialement destinée à circulariser des atomes lents, nous avons testé la circularisation intra-cavité sur des atomes rapides. Le montage expérimental que nous avons construit dans le cryostat présente ainsi une très grande similitude avec celui de l'expérience d'électrodynamique quantique en cavité. Seule la conception mécanique du montage qui supporte la cavité doit être revue pour intégrer la possibilité de générer un champ radiofréquence polarisé [99].

II.1.2.a Description du montage expérimental

Les atomes de rubidium sont produits par un four extérieur au cryostat. Chauffés à 190 °C, les atomes sortent sous la forme d'un jet thermique horizontal. Entre le four et le montage cavité, plusieurs diaphragmes collimatent le jet atomique. Les différents éléments du montage sont présentés sur la figure II.4. Les atomes traversent tout d'abord une boîte à circulariser, utilisée dans le montage actuel des expériences d'électrodynamique en cavité pour circulariser les atomes. Son rôle ici n'est que de servir d'outil de diagnostic pour distinguer, le cas échéant, un problème de préparation d'un problème de détection. Dans toutes les expériences de manipulation d'états de Rydberg décrites dans ce manuscrit, la boîte à circulariser ne sera jamais utilisée. Les atomes entrent ensuite dans la *cavité* : deux miroirs sont installés en lieu et place de la cavité supraconductrice. Identiques dans leur géométrie à ceux utilisés pour cette cavité supraconductrice, ces miroirs en cuivre ne sont pas recouverts de niobium mais simplement dorés. Ils ne jouent qu'un rôle d'électrodes pour contrôler le champ électrostatique, tout en simulant la forme exacte de la cavité. Autour des miroirs sont disposées les électrodes pour générer la radiofréquence.

Après la cavité, les atomes volent jusqu'au détecteur. Constitué de deux plaques pour appliquer un champ électrique dans la zone traversée par les atomes, il ionise les atomes dont le champ d'ionisation est supérieur à un certain seuil F_i. Cependant, seuls les électrons issus de l'ionisation d'un atome à un champ électrique égal à F_i sont captés grâce à des lentilles électrostatiques. Ceux-ci sont ensuite dirigés vers un *channeltron* qui le convertit en un signal électrique. La connaissance du champ électrique ionisant nous permet de reconnaître le niveau d'excitation électronique de l'atome juste avant son ionisation.

II.1.2.b Fabrication du montage cavité

Le montage cavité (fig. II.5) que nous avons construit pour cette expérience répond à deux nouvelles contraintes : l'excitation et la détection intra-cavité des états de Rydberg. Ce montage sera utilisé à l'identique dans l'expérience *Fontaine*, au détail près qu'il sera tourné à 90 ° pour permettre aux atomes de la fontaine atomique de pénétrer dans la cavité. Pour l'excitation, le montage cavité doit garantir les deux accès optiques nécessaires

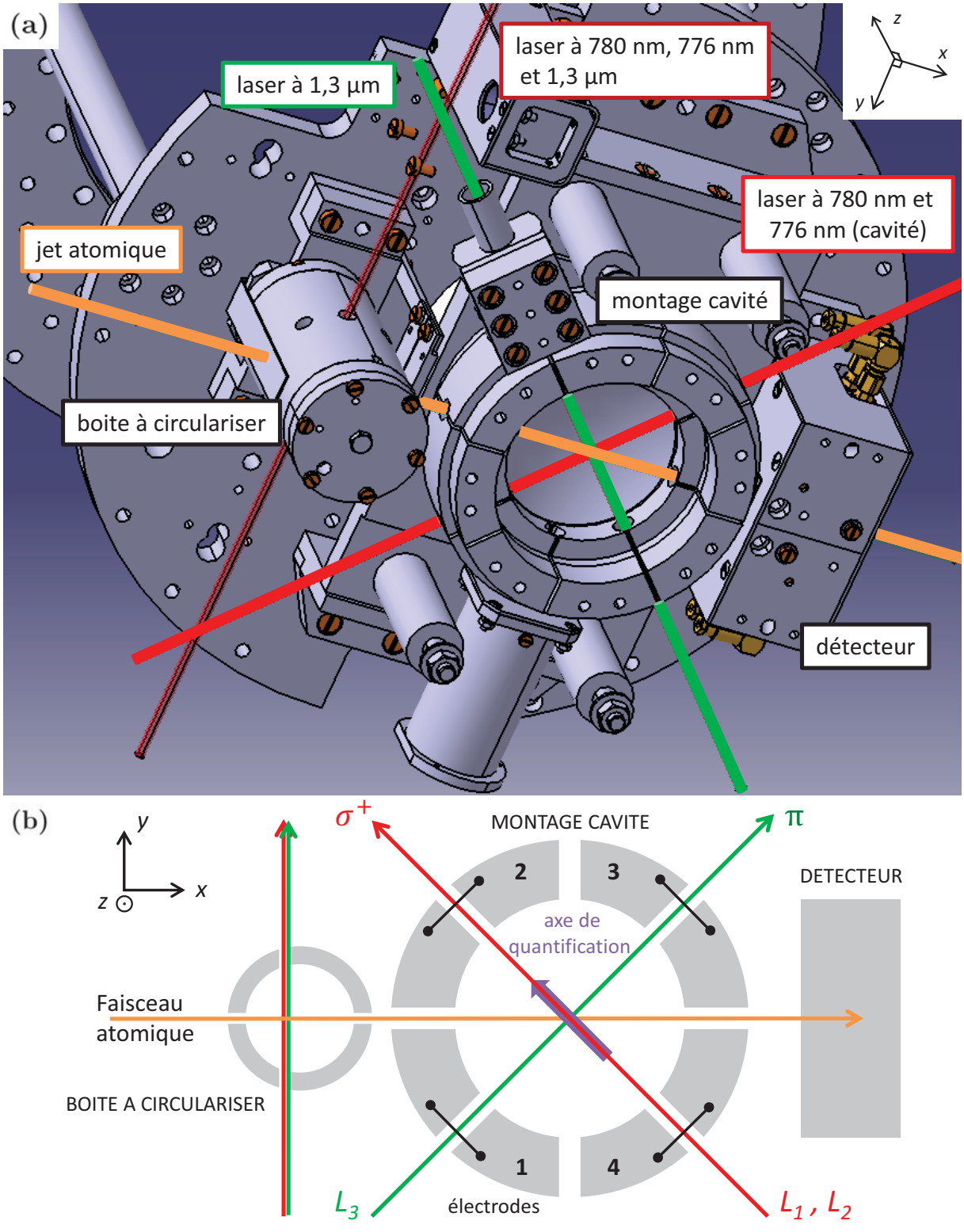


FIGURE II.4 – Schéma du montage expérimental. **(a)** Sur cette vue de dessous du cryostat sont représentées les pièces qui constituent le montage mécanique. Elles sont toutes assemblées sur une plaque en contact thermique avec la boîte 1K (qui n'est pas visible sur le schéma car situé de l'autre côté de la plaque). L'axe bleu indique le jet atomique. Les lasers utilisés pour la boite à circulariser ou la cavité sont indiqués. Pour respecter les polarisations σ^+ des lasers rouges et π du laser infrarouge, ils se propagent dans des directions orthogonales. **(b)** Coupe en vue de dessus. L'axe de quantification est orienté le long des lasers rouges pour l'étape de circularisation. Le jet atomique est en conséquence orienté à 45 ° des faisceaux lasers.

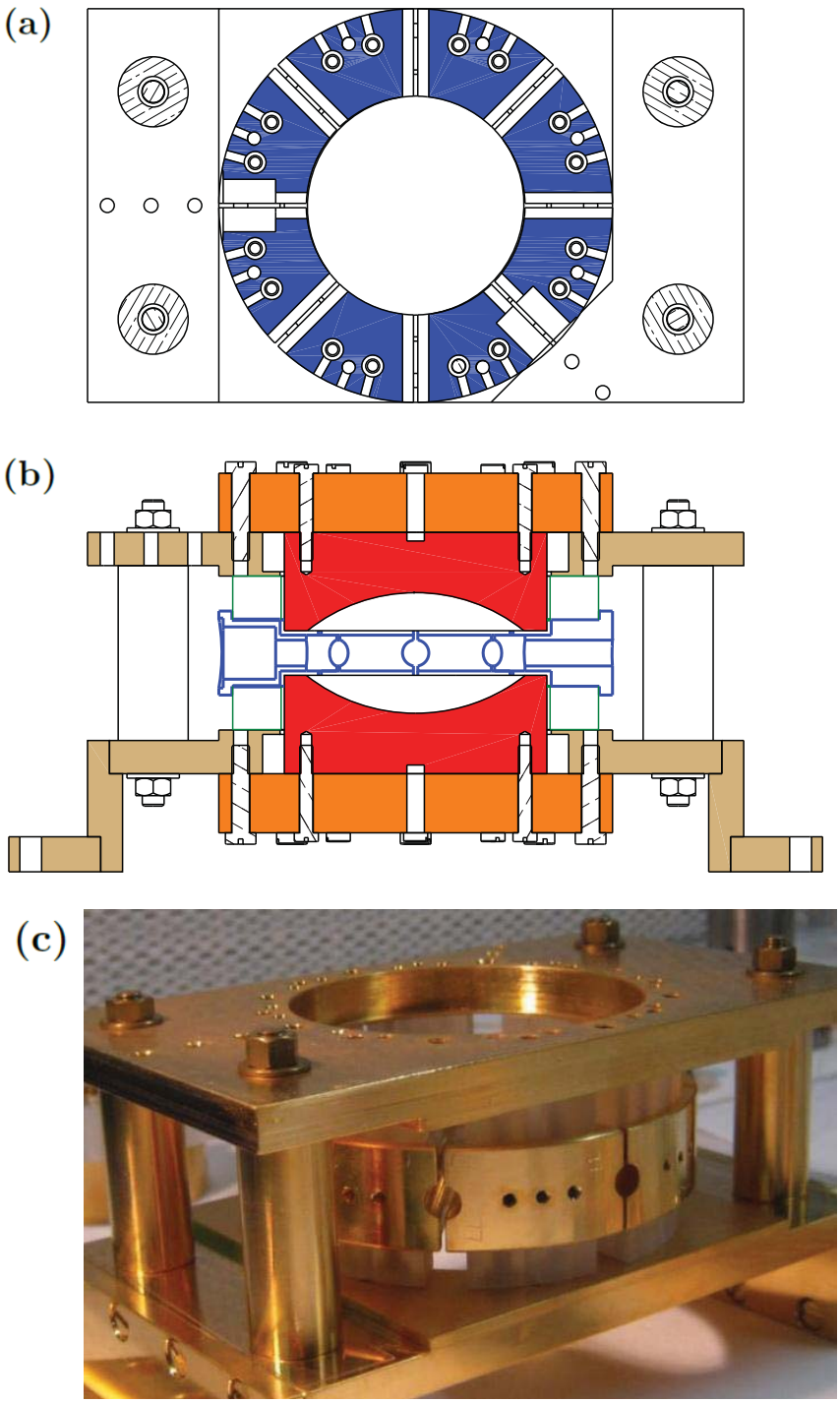


FIGURE II.5 – Plan du montage cavité. **(a)** Coupe vue de dessus. Les huit électrodes sont représentées en bleu. **(b)** Coupe latérale du montage cavité. Les miroirs (en rouge) sont fixés sur des plaques en saphir (en orange), elles-même vissées sur le support du montage cavité (en ocre). Entre les électrodes radiofréquences (en bleu) et le montage cavité sont disposées des pièces en araldite isolantes (en vert). **(c)** Photo du montage cavité.

à l'excitation des états de Rydberg de faible m. Il doit aussi garantir deux accès atomiques, le premier pour le jet atomique rapide et le deuxième pour le jet atomique lent. L'une de ces ouvertures servira aussi pour la détection intra-cavité : une haute tension appliquée entre les miroirs ionisera les atomes ; l'ion résultant sera capté par des hautes tensions sur les électrodes et envoyé vers un *channeltron* en dehors du montage cavité.

Les électrodes servent à appliquer le champ radiofréquence et le champ électrique statique horizontal nécessaires à la manipulation des atomes de Rydberg. Elles sont isolées électriquement les unes des autres par un espace de 1 mm pour éviter les arcs électriques lors de l'application des hautes tensions et pour réduire les effets capacitifs. Cet espace de 1 mm est élargi à des trous de diamètre 6 mm pour laisser passer les atomes et les lasers. Les électrodes sont fixées au support du montage cavité par l'intermédiaire de pièces de 10 mm d'épaisseur en araldite, matériau isolant, pour réduire le couplage capacitif avec le support (cf fig.II.5). Pour absorber les contractions thermiques différentielles lors de la mise à froid entre le laiton des vis et l'araldite, les électrodes sont maintenues par des ressorts. Au nombre de huit, les électrodes sont en fait connectées deux par deux pour simplifier le contrôle de la radiofréquence, si bien que nous appellerons désormais *électrode* l'une de ces quatre paires (cf figII.4b).

Les miroirs servent à créer le champ électrique statique vertical nécessaire à la circularisation. Ils sont donc électriquement isolés des autres électrodes. A terme, les miroirs serviront aussi à appliquer le champ électrique d'ionisation pour détecter les atomes dans la cavité. Pour éviter qu'une fois l'atome ionisé, l'ion ne vienne s'écraser sur la surface des miroirs, nous appliquerons un champ électrique oscillant d'amplitude $\sim 100\,\mathrm{V}$ et lentement variable. Si la fréquence d'oscillation du champ est suffisamment rapide, l'ion créé lors de l'ionisation sentira une force verticale moyenne nulle et pourra être guidé hors de la cavité grâce à un champ horizontal constant créé par les électrodes. Pour garantir le contact thermique et une faible capacité entre les miroirs et la masse, les miroirs sont fixés sur des supports en saphir.

II.1.3 Lasers d'excitation des niveaux de Rydberg

En vertu des règles de sélection des transitions optiques, trois échelons successifs sont nécessaires pour accéder optiquement au niveau $|51f, m = 2\rangle$:

$$\begin{aligned} 5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2} &: \lambda = 780,24\,\mathrm{nm}, \sigma^+\,(L_1) \\ 5^2P_{3/2} \rightarrow 5^2D_{5/2} &: \lambda = 775,97\,\mathrm{nm}, \sigma^+\,(L_2) \\ 5^2D_{5/2} \rightarrow 51f &: \lambda = 1258,64\,\mathrm{nm}, \pi\,(L_3). \end{aligned} \tag{II.2}$$

Les deux premiers échelons de l'excitation Rydberg réalisent une transition $\Delta m = +1$. On veut par conséquent pour les lasers L_1 et L_2 une polarisation σ^+, ce qui implique que l'axe de quantification doit être orienté dans leur direction de propagation. Cela est fait en appliquant un champ électrique horizontal à l'aide des électrodes radiofréquences du montage cavité. Ce champ électrique lève la dégénérescence entre les niveaux Stark

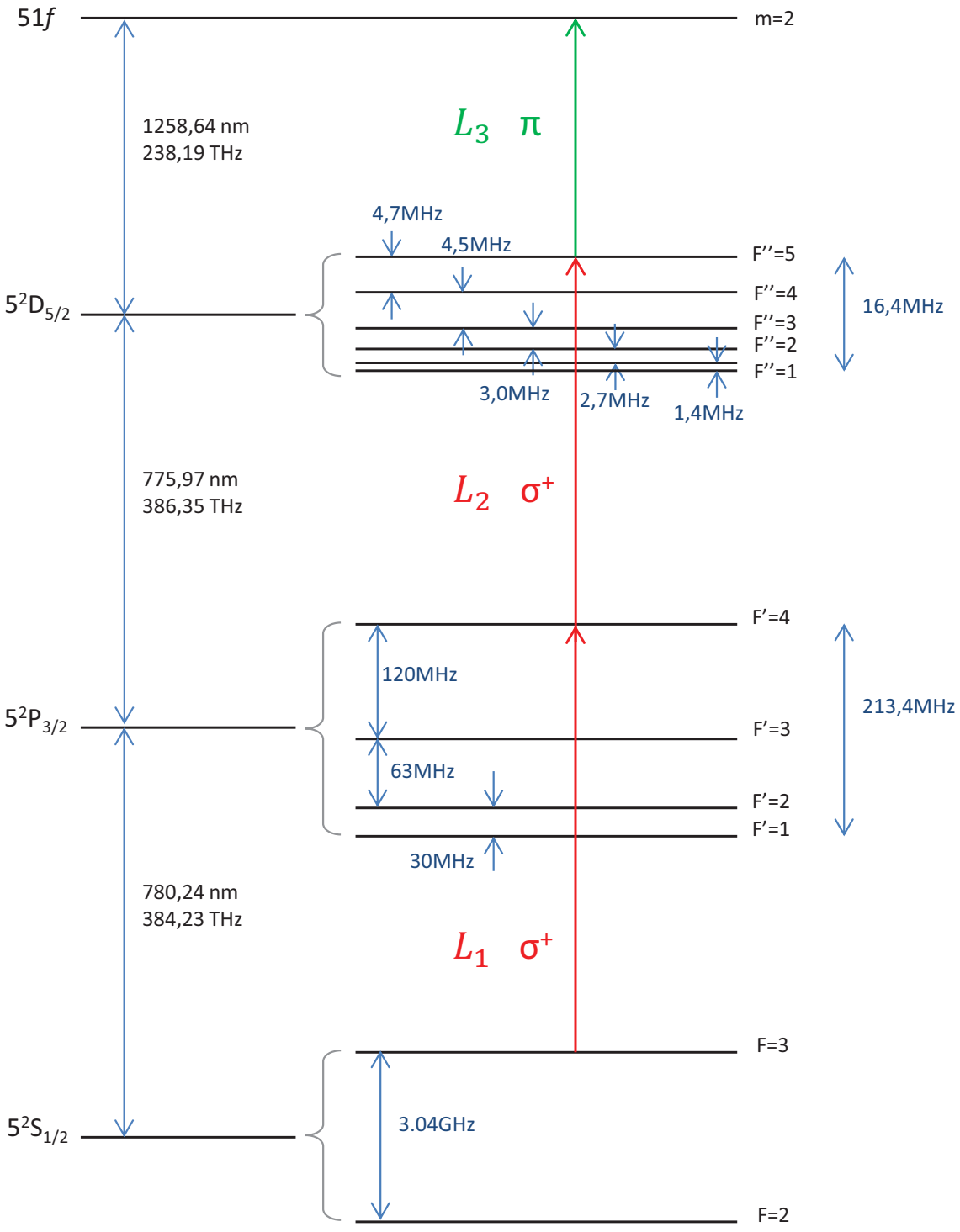


FIGURE II.6 – Schéma d'excitation optique des états de Rydberg, du niveau fondamental $5^2S_{1/2}$ vers le niveau $51f$. Trois lasers (780 nm, 776 nm et 1,3 µm) sont nécessaires pour atteindre le niveau voulu. Les valeurs des transitions sont extraites de Arimondo *et al.* [100] et de X. Maitre [101].

du $51f$ pour résoudre spectralement le niveau $|m| = 2$ des autres $|m|$. Au contraire, le laser infrarouge L_3 induit une transition $\Delta m = 0$. C'est pour cette raison qu'il se propage dans une direction orthogonale aux deux autres lasers (cf fig.II.4) : avec une polarisation linéaire parallèle à l'axe de quantification, il aura une polarisation π (cf fig.II.4). Chacun de ces échelons est décrit par la suite [99]. La figure II.6 résume la structure hyperfine de l'atome de rubidium 85 et le schéma d'excitation complet des états de Rydberg.

II.1.3.a Premier échelon à 780 nm

Le premier échelon de l'excitation vers les niveaux de Rydberg se fait du niveau fondamental $5^2S_{1/2}$ vers l'état excité $5^2P_{3/2}$, à 780, 24 nm. Le laser est produit par une diode DL PRO Toptica de 50 mW asservie en fréquence *via* la technique de spectroscopie par absorption saturée. Cette diode est en fait la diode MASTER d'un système complet TA PRO MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) dont la sortie haute puissance sera utilisée pour les lasers de refroidissement de la source d'atomes froids. Le faisceau issu de la diode du laser 780 alimente en parallèle une boucle d'asservissement et le faisceau d'excitation des atomes de Rydberg (fig.II.7).

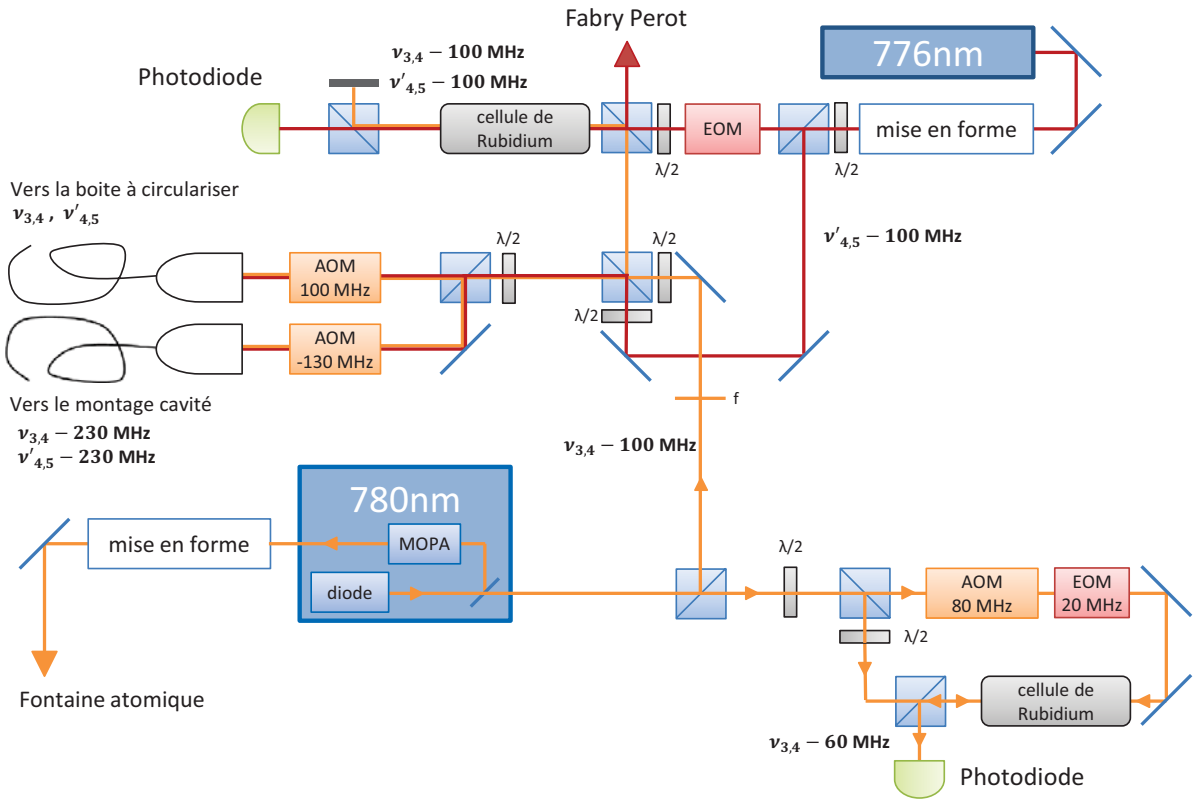


FIGURE II.7 – Montage optique des lasers à 780 nm et à 776 nm. Les fréquences des lasers sont indiquées en différents endroits.

Puisqu'il est résonant avec une transition atomique depuis le niveau fondamental du rubidium, le laser 780 est asservi sur cette transition atomique, ce qui offre une excellente stabilité et un asservissement simple. Le signal d'asservissement est un signal d'absorption obtenu après la traversée d'une cellule de rubidium. Sur le signal d'absorption simple, on ne distingue que la structure hyperfine du niveau fondamental $5^2S_{1/2}$, la structure hyperfine du niveau intermédiaire $5^2P_{3/2}$ étant absorbée par élargissement Doppler. L'asservissement est donc réalisé sur un signal d'absorption saturée (fig.II.8a). Pour cela, le faisceau est séparé en deux, le faisceau pompe et le faisceau sonde, contrapropageants dans la cellule. Pour chaque fréquence du laser, ils excitent chacun une classe de vitesse bien précise. Lorsqu'ils excitent la même classe de vitesse, l'absorption du faisceau sonde diminue et un pic apparaît. Ceci peut se produire lorsque le laser est exactement résonant avec l'une des transitions hyperfines du rubidium - dans ce cas les deux faisceaux réalisent la même transition en excitant la même classe de vitesse - ou bien lorsque la fréquence du laser est à mi-chemin entre deux résonances - cela correspond à l'excitation d'une même classe de vitesse sur deux transitions différentes, du type $F \to F' = X$ et $F \to F' = Y$. Cette deuxième situation fait apparaître une série de résonances appelées *cross-over*, notées $C(X, Y)$. Sur le signal d'absorption saturée depuis le niveau $5^2S_{1/2}, F = 3$, agrandi sur la figure II.8b, certaines de ces résonances seulement apparaissent.

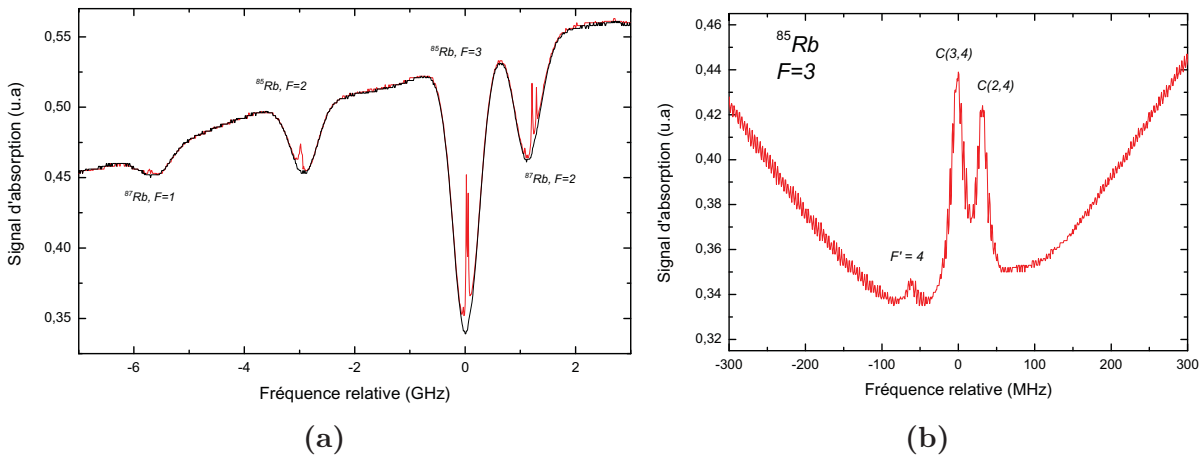


FIGURE II.8 – **(a)** Absorption simple et absorption saturée dans une cellule de rubidium composée d'un mélange des isotopes 85 et 87. L'absorption saturée résout la structure hyperfine de l'état $5^2P_{3/2}$. **(b)** Agrandissement sur les résonances depuis le niveau $5^2S_{1/2}, F = 3$ du rubidium 85. Seuls les cross-over $C(3, 4)$ et $C(2, 4)$ et la transition vers $F' = 4$ sont visibles sur ce spectre. La référence des fréquences est celle du cross-over $C(3, 4)$.

L'asservissement du laser L_1 est réalisé par une méthode de spectroscopie par modulation de fréquence [102, 103]. Le laser est modulé en phase par un modulateur électro-optique à 20 MHz et on en extrait un signal d'erreur. Le cross-over $C(3, 4)$ ayant la résonance la plus marquée, le laser est asservi sur celui-ci. La fréquence $\nu_{3,C(3,4)}$ de la transition

$F = 3 \rightarrow C(3,4)$ est donnée par

$$\nu_{C(3,4)} = \frac{\nu_{3,3} + \nu_{3,4}}{2}, \tag{II.3}$$

où $\nu_{3,X}$ est la fréquence de la transition $F = 3 \rightarrow F' = X$. Le cross-over $C(3,4)$ est donc à $-60\,\text{MHz}$ de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$. En ajoutant un modulateur accousto-optique à $\nu_a = -80\,\text{MHz}$ sur le chemin du faisceau sonde, la fréquence de la résonance de l'asservissement est modifiée et vaut désormais

$$\nu = \frac{(\nu_{3,3} + \nu_a) + \nu_{3,4}}{2} = \nu_{3,4} - 100\,\text{MHz}. \tag{II.4}$$

Le laser est de cette façon asservi à $-100\,\text{MHz}$ de la résonance $\nu_{3,4}$ de l'excitation Rydberg. Dans la boîte à circulariser, le jet atomique est orthogonal aux lasers et l'effet Doppler est nul. On insère donc sur le chemin du laser L_1 un modulateur accousto-optique qui décale la fréquence de $+100\,\text{MHz}$. Dans la cavité, le laser L_1 est incliné de $45\,^\circ$ par rapport au jet atomique, il faut donc tenir compte de l'effet Doppler. Dans cette géométrie, le laser sélectionne la classe de vitesse v_0 sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ si sa fréquence ν répond au critère

$$\nu = \nu_{3,4}\left(1 + \frac{v_0 \cos 45\,^\circ}{c}\right), \tag{II.5}$$

où c est la vitesse de la lumière. Dans notre expérience, on souhaite exciter des atomes de vitesse $v_0 \simeq 250\,\text{m/s}$. Ces atomes voient les photons lasers décalés par effet Doppler de 230 MHz vers le bleu. Le laser est donc mis en résonance par un modulateur accousto-optique additionnel à $-130\,\text{MHz}$ (cf fig.II.7).

II.1.3.b Deuxième échelon à 776 nm

Le deuxième échelon de l'excitation Rydberg réalise la transition du $5^2P_{3/2}, F' = 4, m_{F'} = 4$ vers le $5^2D_{5/2}, F'' = 5, m_{F''} = 5$, à $775,97\,\text{nm}$. Le laser est produit par une diode DL PRO Toptica. Avant toute chose, le faisceau est mis en forme dès la sortie du laser L_2 afin d'optimiser son injection dans les fibres qui amènent la lumière vers l'expérience. Initialement de forme elliptique, la faisceau traverse un télescope formé de deux lentilles cylindriques de focale $f_{cyl,x} = 150\,\text{mm}$ et $f_{cyl,y} = 75\,\text{mm}$ et d'une lentille sphérique $f_{sph} = 60\,\text{mm}$. Les axes propres des lentilles cylindriques sont alignés avec les axes propres de l'ellipse du faisceau. Les distances focales sont choisies pour faire converger avec le même angle le faisceau sur chacun des axes, leur rapport est donc donné par la relation d'optique géométrique

$$\frac{f_{cyl,x}}{f_{cyl,y}} = \frac{D_x}{D_y}, \tag{II.6}$$

où D_x etD_y sont les demi-grands axes de l'ellipse. La lentille sphérique collimate le faisceau en sortie du télescope. La largeur est déterminée pour que, après propagation entre le télescope et les fibres, d'ouverture numérique NA$= 0,12$ et précédée d'une lentille de

focale $f = 4,51\,\text{mm}$, le diamètre du faisceau vérifie

$$\text{ø} \simeq \frac{\text{NA}f}{0,61} = 0,88\,\text{mm} \tag{II.7}$$

de sorte à optimiser le couplage dans les fibres.

Une fois mis en forme, le laser L_2 se divise en plusieurs faisceaux (cf fig.II.7). L'un d'eux alimente une boucle d'asservissement pour stabiliser sa fréquence. Puisque le laser L_2 réalise une transition atomique entre états excités, il est nécessaire d'envoyer les lasers L_1 et L_2 simultanément dans une cellule de rubidium. Le fonctionnement est analogue à celui d'une absorption saturée. Le laser L_1 sélectionne une classe de vitesse v_0 et le laser L_2 est asservi sur l'absorption des atomes de vitesse v_0. Puisque le laser L_1 est asservi à $-100\,\text{MHz}$ de la résonance $\nu_{3,4}$ et que les deux lasers sont de fréquences voisines ($\Delta\nu/\nu = 0.5\%$), le laser L_2 sera aussi asservi à $-100\,\text{MHz}$ de la résonance. L'asservissement est aussi réalisé par spectroscopie par modulation de fréquence.

Le faisceau du laser L_2 destiné à l'excitation Rydberg est superposé au laser L_1 et passe dans les mêmes modulateurs accousto-optiques. Il est donc amené à résonance lorsqu'il est couplé à la fibre pour la boîte à circulariser et décalé de $-230\,\text{MHz}$ lorsqu'il se couple à la fibre pour le montage cavité (cf fig.II.7). L'effet Doppler étant sensiblement le même que pour le laser L_1, il sera résonant pour la classe de vitesse $v_0 = 250\,\text{m/s}$.

Un dernier faisceau est prélevé du laser L_2 pour servir de référence à l'asservissement du Fabry-Pérot sur lequel est stabilisé le laser L_3. Le fonctionnement de celui-ci est détaillé au paragraphe II.1.3.c.

Mises en forme des faisceaux pour l'excitation Rydberg De fréquences voisines, les faisceaux des lasers L_1 et L_2 destinés à l'excitation Rydberg sont injectés en polarisation linéaire dans les mêmes fibres optiques Schäfter-Kirchhoff PMC-780-5.2-NA012-3-APC monomode à maintien de polarisation. A l'entrée de chaque fibre, une lentille sphérique de courte focale $f = 4,51\,\text{mm}$ collecte la lumière de façon à optimiser l'injection. Les couplages sont pour les deux lasers de l'ordre de 50%.

En sortie de fibre, une lame $\lambda/4$ transforme la polarisation linéaire en une polarisation circulaire qui, associée à l'axe de quantification horizontale, assure une polarisation σ^+ des deux lasers. Les deux faisceaux sont focalisés au centre du cryostat par une lentille convergente de focale $f = 30\,\text{cm}$. Le diamètre des faisceaux au croisement avec le jet atomique est ainsi de l'ordre de $580\,\mu\text{m}$. La puissance du laser L_1 est de $20\,\mu\text{W}$ pour ne pas saturer la transition, ce qui garantit une bonne sélection de vitesse. La deuxième excitation à 776 nm se fait à une puissance de $300\,\mu\text{W}$.

II.1.3.c Troisième échelon à $1,3\,\mu$m

Dernier échelon de l'excitation Rydberg, le laser L_3 réalise la transition $5^2D_{5/2}, F'' = 5, m_{F''} = 5$ vers le niveau $nf, m = 2$ avec $n \sim 50$. Il est de fréquence ajustable pour que l'on puisse choisir la multiplicité n que l'on souhaite exciter. La longueur d'onde, voisine de 1258 nm, est générée par une diode Toptica DL PRO-100. Comme les autres lasers, celui-ci est tout d'abord mis en forme pour optimiser le couplage dans une fibre qui transporte le laser jusqu'à l'expérience. Le laser L_3 se sépare ensuite en deux faisceaux (fig.II.9). Le premier est utilisé pour la boucle d'asservissement en fréquence. Le laser L_3 est asservi sur une cavité Fabry-Pérot de longueur $L = 11$ cm et d'intervalle spectral libre $\Delta\nu = 1,36$ GHz pour une largeur spectrale de 10 MHz. Le signal de réflexion du laser L_3 sur le Fabry-Pérot sert de signal d'erreur pour un asservissement du type Pound-Drever-Hall [104]. La cavité Fabry-Pérot étant sensible aux fluctuations de l'environnement, sa stabilité n'est bonne qu'à court terme et une dérive se fait sentir à long terme. La cavité Fabry-Pérot est par conséquent elle-même asservie sur le laser L_2. La cavité est donc traversée dans l'autre sens par le laser L_2 et le signal de réflexion sert de signal d'erreur. La cavité Fabry-Pérot peut être asservie à n'importe quelle fréquence grâce à un modulateur accousto-optique à 200 MHz en double-passage qui permet de modifier la fréquence du faisceau laser de référence L_2. Le second faisceau concentre l'essentiel de la puissance lumineuse pour la coupler dans une fibre (Schäfter-Kirchhoff PMC-1300-

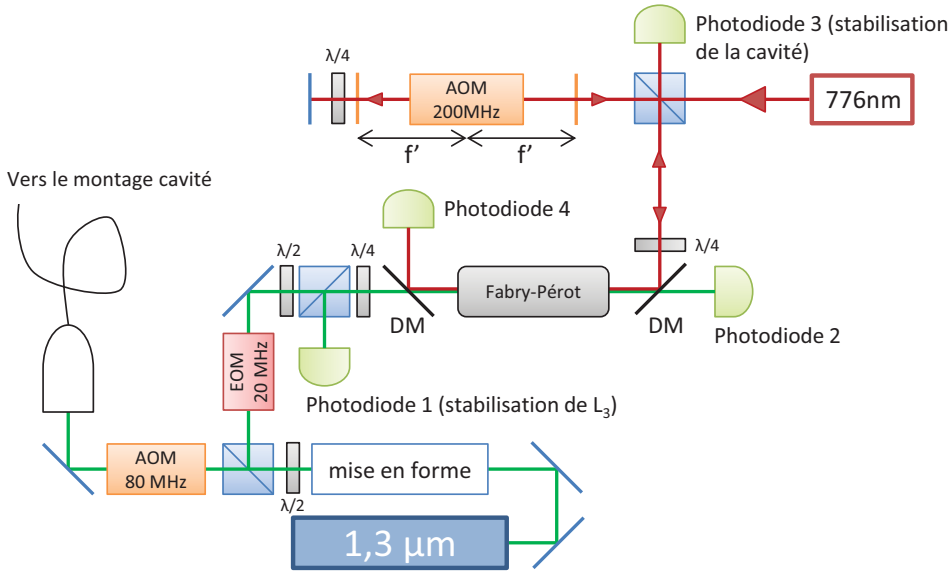


FIGURE II.9 – Chemin optique du laser L_3. Une partie de la puissance laser est utilisée pour l'asservir sur une cavité Fabry-Pérot, elle-même stabilisée sur le laser L_2. Un modulateur accousto-optique double-passage permet de changer la fréquence d'asservissement de la cavité. Les photodiodes 1 et 3 collectent le signal de réflexion des lasers L_3 et L_2. Les photodiodes 2 et 4 permettent de visualiser les signaux de transmission et de déterminer le caractère résonant de la cavité avec l'un ou l'autre des lasers. L'essentiel de la puissance du laser L_2 est envoyée vers la fibre pour être acheminée à l'expérience.

9.2-NA011-3-APC) monomode à maintien de polarisation qui transporte la lumière vers l'expérience. Un modulateur accousto-optique de 80 MHz placé avant la fibre permet un contrôle électronique de l'allumage et de l'extinction du laser. On dispose en sortie de la fibre d'une puissance d'environ 12 mW. Le faisceau est focalisé sur le jet atomique avec un diamètre de 400 µm par une lentille de focale 30 cm. L'intensité du faisceau reste très inférieure à l'intensité de saturation de la transition, qui est la transition limitante de l'excitation optique.

II.1.4 Génération de champs micro-ondes

Dans le rubidium, les transitions inter-multiplicités autour de $n = 50$ sont de l'ordre de 50 GHz, c'est-à-dire dans le domaine micro-onde. Dans cette gamme de fréquence, les générateurs offrent une précision meilleure que le Hertz. A l'échelle des transitions atomiques, ces générateurs sont infiniment précis. Le champ micro-onde est par conséquent un outil extrêmement puissant pour manipuler et analyser l'état d'excitation électronique de l'atome.

Pour générer des fréquences de l'ordre de 50 GHz, nous utilisons un synthétiseur Anritsu-MG3692 qui produit un signal autour de 12, 5 GHz. Un élément non-linéaire appelé « mélangeur » génère ensuite les harmoniques de rangs supérieurs (fig.II.10). La fréquence du signal est ajustée pour que la quatrième harmonique corresponde à la fréquence souhaitée pour interagir avec les atomes. Le montage de génération de micro-onde est détaillé en annexe C.

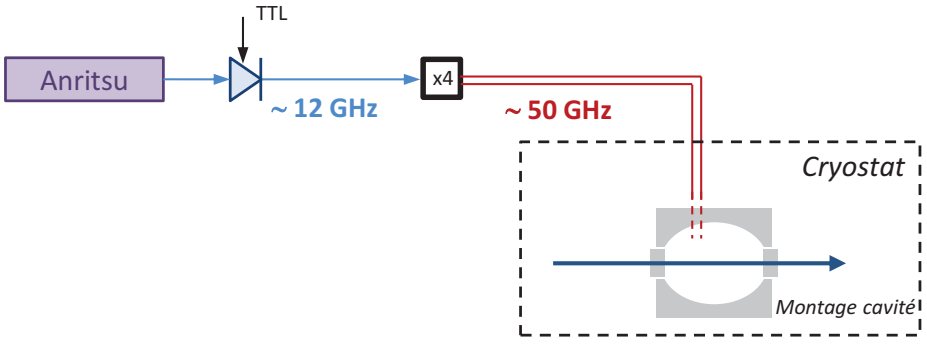


FIGURE II.10 – Principe de génération de micro-onde. Les synthétiseurs produisent un signal autour de 12, 5 GHz. Des quadrupleurs génèrent l'harmonique de rang 4 à une fréquence d'environ 50 GHz. Ce signal descend dans le cryostat jusqu'au montage cavité. Une diode PIN contrôle l'allumage et l'extinction du champ micro-onde.

En sortie des générateurs micro-ondes sont disposées des diodes PIN qui contrôlent l'allumage et l'extinction de la micro-onde. La polarisation de la diode est déterminée par un signal logique - produit par notre séquenceur ADWin - qui peut rendre la diode

passante ou bloquante. La diode se comporte donc comme un interrupteur, avec des temps caractéristique de commutation très rapide. En pratique, c'est le signal logique lui-même qui limite le temps de commutation. On mesure une atténuation de 40 dB lorsque la diode PIN est éteinte.

Il peut aussi être intéressant d'éteindre lentement le champ micro-onde (cf chap.IV). Pour ce faire, nous utilisons la modulation d'amplitude du générateur micro-onde. Lorsqu'on souhaite éteindre la micro-onde, on décroît la tension de modulation de 0 V à −2 V en une durée Δt réglable. Le gain de la modulation est de 20 dB/V. La figure II.11 illustre l'extinction lente pour différentes durées Δt. L'atténuation maximale mesurée est ici de 20 dB qui correspond au bruit résiduel de l'oscilloscope avec lequel les courbes sont prises.

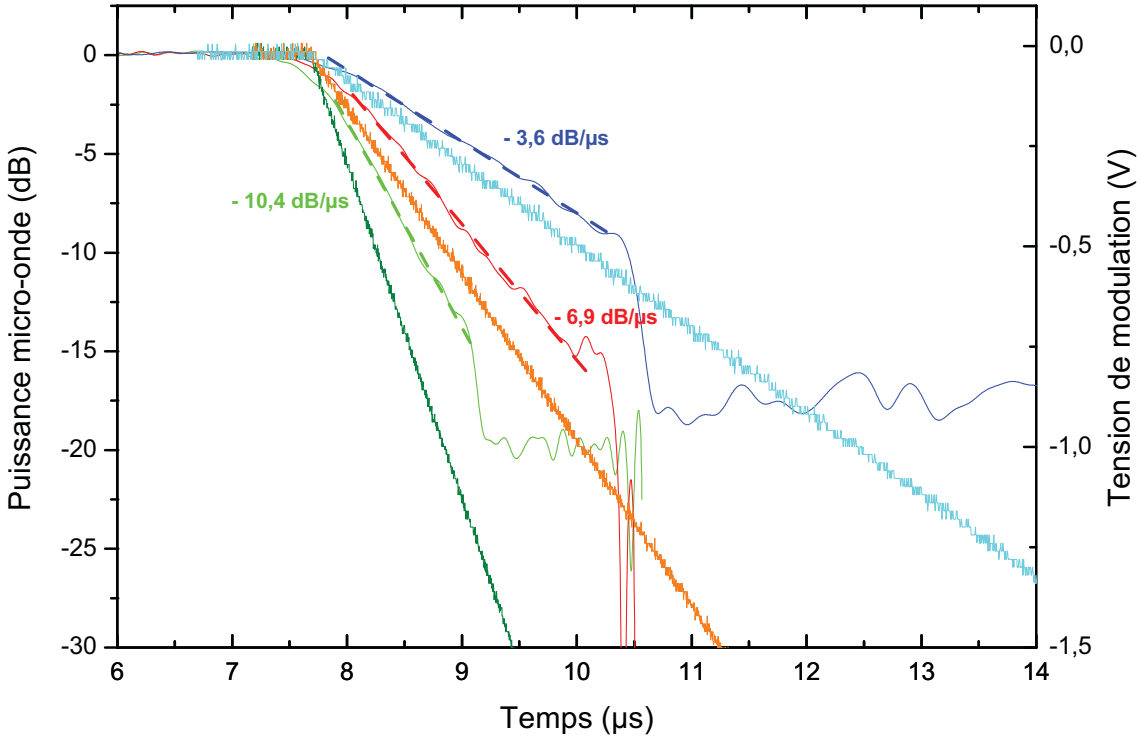


FIGURE II.11 – Extinction adiabatique de la micro-onde pour trois durées Δt différentes : 2, 5 µs (vert), 5 µs (rouge) et 10 µs (bleu). Les traits fins continus représentent l'atténuation micro-onde en décibel obtenue à partir du battement à 30 MHz. La rupture de pente correspond à l'extinction de la micro-onde par la diode PIN. Les traits pointillés sont un ajustement linéaire de l'extinction. La valeur de chaque pente est notée sur la courbe. En vert, orange et cyan sont tracées les tensions de modulation appliquées sur le générateur micro-onde. L'échelle en tension respecte le calibrage du générateur de 20 dB/V. Les pentes attendues dans les trois situations sont respectivement de 4 dB/µs, 8 dB/µs et 16 dB/µs. Plus l'extinction est rapide, plus la pente mesurée s'éloigne de la pente théorique, limitée probablement par la bande passante de réponse de la modulation.

II.1.5 Générer un champ radiofréquence dans le montage cavité

En présence d'un champ électrique statique de l'ordre du V/cm, la fréquence des transitions entre les niveaux Stark du rubidium sont de l'ordre de la centaine de MHz. Pour induire des transitions entre ces niveaux et ainsi manipuler l'état du spin atomique, l'atome doit être couplé à un champ radiofréquence. Comme nous l'avons montré au chapitre I, les deux échelles de spins qui paramétrisent les états de Rydberg hydrogénoïdes sont découplées et peuvent être manipulées indépendamment par des champs radiofréquences polarisés σ^+ ou σ^-. La manipulation d'un seul des deux spins nécessite donc d'être capable de ne produire qu'une seule des deux composantes.

II.1.5.a Contrôle en phase et en amplitude de chaque électrode

La radiofréquence est produite en appliquant sur chaque électrode du montage cavité un potentiel radiofréquence qui crée un champ au niveau des atomes. Les dimensions de la cavité, de l'ordre de 10 cm, sont petites devant la longueur d'onde $\lambda \sim 1,3\,\mathrm{m}$: l'hypothèse quasi-statique est donc vérifiée et le champ électrique $F_{rf}(t)$ est directement proportionnel à la tension $U(t)$ que l'on applique. Si les quatre électrodes génèrent un champ de même amplitude, on peut produire un champ radiofréquence tournant en les déphasant chacune de $\pi/2$. En présence d'un champ électrique statique perpendiculaire au plan des électrodes, le champ radiofréquence devient polarisé σ^+.

La radiofréquence est produite par un synthétiseur Holzworth HS9004A-316 disposant de quatre voies. Chacune d'elle peut être indépendamment réglée en fréquence, phase et amplitude. Les voies sont asservies en phase les unes aux autres de sorte que les déphasages restent constants au cours du temps. La radiofréquence est transportée dans des cables coaxiaux semi-rigides afin de maintenir leur position fixe et éviter d'éventuels changements de phase.

Pour générer une radiofréquence polarisée σ^+, il est indispensable de pouvoir régler indépendamment la phase et l'amplitude de chaque électrode. Le synthétiseur permet pour chaque voie un contrôle manuel de ces paramètres qui est utilisé pour régler la polarisation σ^+ de la radiofréquence. Les impulsions de radiofréquence sont produites par le synthétiseur qui offre la possibilité d'allumer ou éteindre chaque voie indépendamment par un signal logique, produit par notre séquenceur ADWin.

II.1.5.b Contrôle en amplitude du champ radiofréquence polarisé σ^+

Il est important pour les expériences de pouvoir modifier l'amplitude du champ σ^+ de façon analogique. Nous avons donc ajouté sur chaque voie du synthétiseur une modulation en amplitude dont la tension de commande est commune : les amplitudes de chaque

électrode varient simultanément ce qui conserve la polarisation σ^+ de la radiofréquence au niveau des atomes. La modulation fonctionne avec deux multiplieurs en série Mini-circuit ZFM-2-S+, contrôlés par une tension de modulation V_{mod}. La tension V_{mod} est établie par une séquence de points produite par un générateur basse-fréquence. Un amplificateur Mini-circuits ZHL-2-12 amplifie ensuite pour chaque voie le signal radiofréquence. Le schéma II.12 résume l'ensemble du circuit. Au bout de sa descente dans le cryostat,

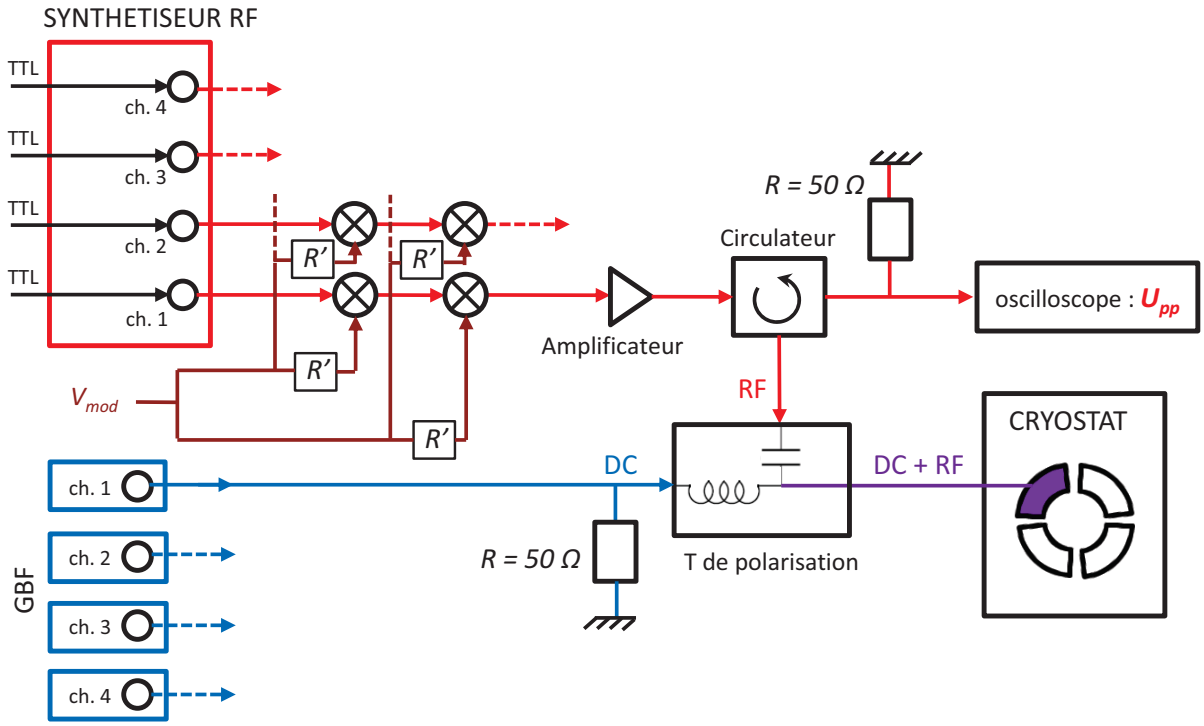


FIGURE II.12 – Connexion et contrôle de la radiofréquence et du champ électrique statique sur les électrodes de la cavité. Le circuit de la radiofréquence est représenté en rouge et la modulation d'amplitude, pour modifier la puissance de la polarisation σ^+, en marron. Le circuit de génération du champ statique est en bleu. Les résistances R de 50 Ω évitent les réflexions. Les résistances $R' = 150\,\Omega$ limitent le courant qui circule dans les multiplieurs. La tension de modulation V_{mod} est commune aux quatre électrodes mais n'est représentée que pour les deux premières.

la radiofréquence est réfléchie sur l'électrode d'impédance infinie. Pour éviter toute interférence avec le signal généré par le synthétiseur, un circulateur RF-Lambda RFLC101 renvoie ce signal vers une résistance de 50 Ω. En parallèle avec cette résistance, le signal est connecté à un oscilloscope afin de mesurer la tension appliquée sur l'électrode. La tension alors mesurée U_{pp} n'est qu'une image de la tension réellement appliquée sur l'électrode que nous n'avons pas la possibilité de mesurer. Ce schéma est reproduit à l'identique pour les quatre électrodes.

L'amplitude du signal radiofréquence U_{pp} n'est pas linéaire avec la tension de modulation V_{mod}. Pour être certain que la polarisation σ^+ reste pure lorsqu'on varie cette tension de modulation, il est important que les amplitudes radiofréquences U_{pp} des quatre

électrodes varient linéairement entre elles. On le vérifie sur la figure II.13 où sont tracées les amplitudes de la radiofréquence $U_{2,pp}$, $U_{3,pp}$ et $U_{4,pp}$ en fonction de l'amplitude $U_{1,pp}$ de la première électrode.

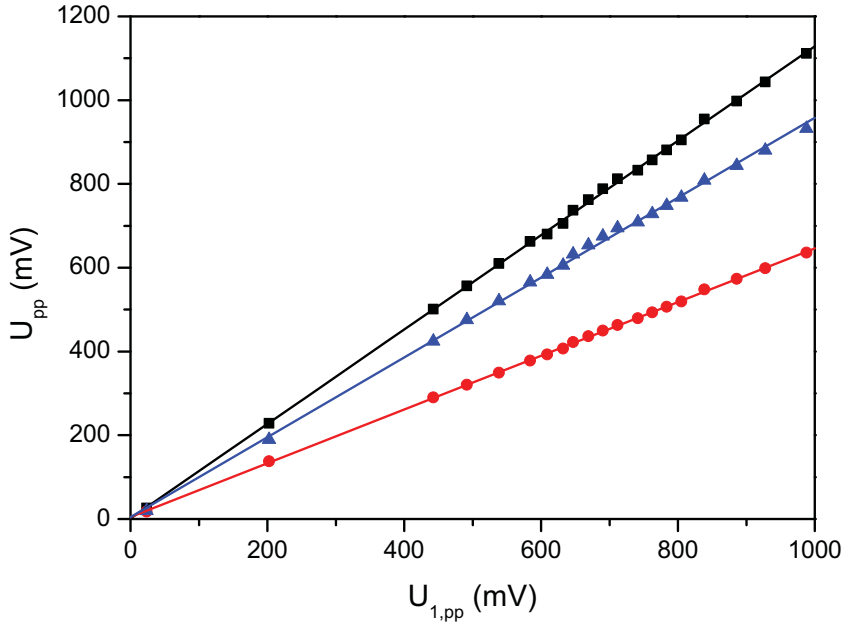


FIGURE II.13 – Linéarité des tensions appliquées sur les électrodes. Les différents points sont pris en faisant varier la tension de modulation V_{mod} sur toute la gamme de tension accessible (de 0 V à 5 V), ce qui correspond à une variation de $U_{1,pp}$ entre 0 et 1 V. Les amplitudes, exprimées en Volt crête-crête, sont mesurées sur l'oscilloscope. Les données sont prises avec des puissances de sortie sur le synthétiseur de $-1,20$ dBm, $-2,83$ dBm, 0 dBm et $-2,22$ dBm pour les voies 1, 2, 3 et 4.

II.1.5.c Radiofréquence et champ statique

En plus de la radiofréquence, les quatre électrodes sont aussi utilisées pour générer le champ électrique directeur lors de l'excitation optique. Du point de vue de la radiofréquence de période $4,35$ ns, ce champ qui varie à l'échelle de 1 µs est quasi-statique. On applique simultanément ce champ continu et le champ radiofréquence sur les électrodes à l'aide d'un *T de polarisation* Mini-circuits ZFBT-4R2G, dont les caractéristiques ont été adaptées à nos signaux, qui couple inductivement le champ quasi-statique et capacitivement la radiofréquence. Pour garantir une impédance constante du point de vue continu, chaque voie est connectée à une résistance de 50Ω avant le T (fig.II.12).

II.2 Préparation des atomes de Rydberg et du champ radiofréquence σ^+

Nous disposons maintenant de tous les éléments techniques pour préparer des atomes de rubidium sur leurs niveaux de Rydberg. Nous présentons ici les différents réglages indispensables pour coupler ces atomes avec un champ radiofréquence polarisé σ^+. Chaque expérience de manipulations des états de Rydberg décrite dans ce manuscrit commence par l'excitation optique d'un niveau $|nf, m = 2\rangle$ en champ électrique statique horizontal. Dans une seconde phase, un champ électrique vertical est appliqué pour tourner l'axe de quantification le long de l'axe de rotation de la radiofréquence.

II.2.1 Excitation optique des états de Rydberg

II.2.1.a Réglage du zéro de champ

L'excitation optique se fait en présence d'un champ électrique pour lever la dégénérescence entre les différents $|m|$ du niveau $|nf\rangle$. Pour garantir qu'on ne prépare que le niveau $m = +2$ et non le niveau $m = -2$, la polarisation des lasers doit être bien respectées. Il est donc important que l'axe de quantification soit le mieux aligné possible avec la direction des lasers rouges. Malheureusement, les charges résiduelles à la surface des pièces du montage cavité créent des champs électriques parasites qui perturbent la direction du champ électrique. Pour les annuler, nous réalisons la spectroscopie micro-onde d'une transition $|n, f\rangle \rightarrow |n-1, g\rangle$ pour différents champs électriques voisins du champ nul. Cette transition $\Delta l = +1$ n'est sensible qu'à l'effet Stark quadratique pour les faibles champs puisque les deux niveaux concernés ont un défaut quantique non nul. Elle prend sa plus faible valeur en champ nul et nous offre ainsi un critère d'ajustement du zéro du champ.

La séquence expérimentale est des plus simples. L'excitation optique du niveau $|nf, m = 2\rangle$ est faite avec un champ électrique dans l'axe des lasers L_1 et L_2. Ce potentiel appliqué aux électrodes est alors redescendu autour de 0 V et la spectroscopie micro-onde de la transition $|n, f\rangle \rightarrow |n-1, g\rangle$ est effectuée. Le champ électrique est alors ajusté pour minimiser la fréquence de la transition, cela dans les trois dimensions de l'espace en réglant les tensions continues appliquées aux électrodes radiofréquences et aux miroirs. La figure II.14 présente un exemple de réglage réalisé sur la transition $|52f\rangle \rightarrow |51g\rangle$. La transition en champ nul correspond bien à la valeur attendue théoriquement. De plus, en même temps que la fréquence diminue, la largeur du pic s'affine. Cela est attribuable à la dégénérescence en champ électrique nul des niveaux $51g$ de m différents. Puisque l'impulsion micro-onde ne résout pas ces niveaux, ils apparaissent comme un élargissement de la transition. Une fois les tensions de champ nul déterminées, le champ électrique est créé en appliquant en plus de ces tensions un potentiel pour produire le champ électrique.

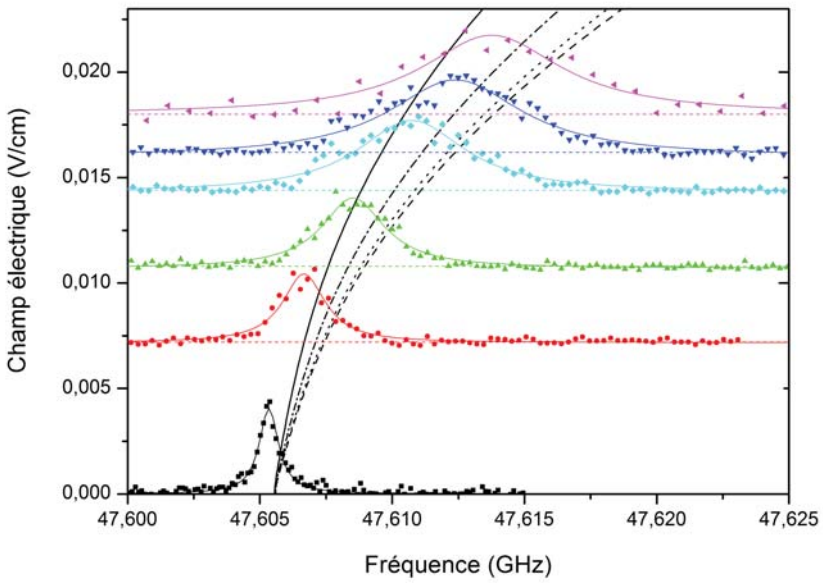


FIGURE II.14 – Réglages du champ nul par spectroscopie de la transition $|52f\rangle \rightarrow |51g\rangle$. Le zéro du champ est optimisé sur les miroirs et dans la direction de L_3. Chaque spectroscopie est faite pour un champ électrique différent dans la direction de L_1. A partir de la tension appliquée, on calcule le champ électrique correspondant sachant que la courbe noir correspond au véritable zéro du champ. On a respectivement : (magenta, 0 mV, 18 mV/cm), (bleu, ±50 mV, 16, 2 mV/cm), (cyan, ±100 mV, 14, 4 mV/cm), (vert, ±200 mV, 10, 8 mV/cm), (rouge, ±300 mV, 7, 2 mV/cm), (noir, ±500 mV, 0 mV/cm). En lignes pleines sont indiquées les simulations numériques. Puisqu'on ne résout pas la structure fine expérimentalement, il y a une incertitude de 0, 5 MHz en fréquence absolue sur les simulations.

II.2.1.b Champ électrique de l'excitation optique

En champ nul, les niveaux $|nf, m = 0 \dots 3\rangle$ sont dégénérés. Afin de préparer efficacement le niveau $|nf, m = 2\rangle$, le champ électrique appliqué dans la direction de L_1 et L_2 est choisi de sorte à lever la dégénérescence entre le niveau $|nf, m = 2\rangle$ et les niveaux $m \neq 2$. Nous avons mesuré par spectroscopie laser les transitions optiques à différents champs électriques pour déterminer quel était le champ électrique optimum pour résoudre le niveau $|52f, m = 2\rangle$. Le réglage étant peu sensible à la valeur de n, il est effectué ici avec $n = 52$ mais reste valable pour $n \sim 50$. La spectroscopie est faite en variant la fréquence du laser L_3 autour de la transition $5^2D_{5/2} \rightarrow 52f$.

Puisque l'objectif ici est de distinguer les niveaux de différents m, le champ électrique est appliqué verticalement - selon (Oz) - plutôt qu'horizontalement de sorte que les lasers n'aient pas une polarisation particulière par rapport à l'axe de quantification. On excite ainsi tous les m et pas seulement le $m = 2$. La figure II.15 présente le spectre du rubidium

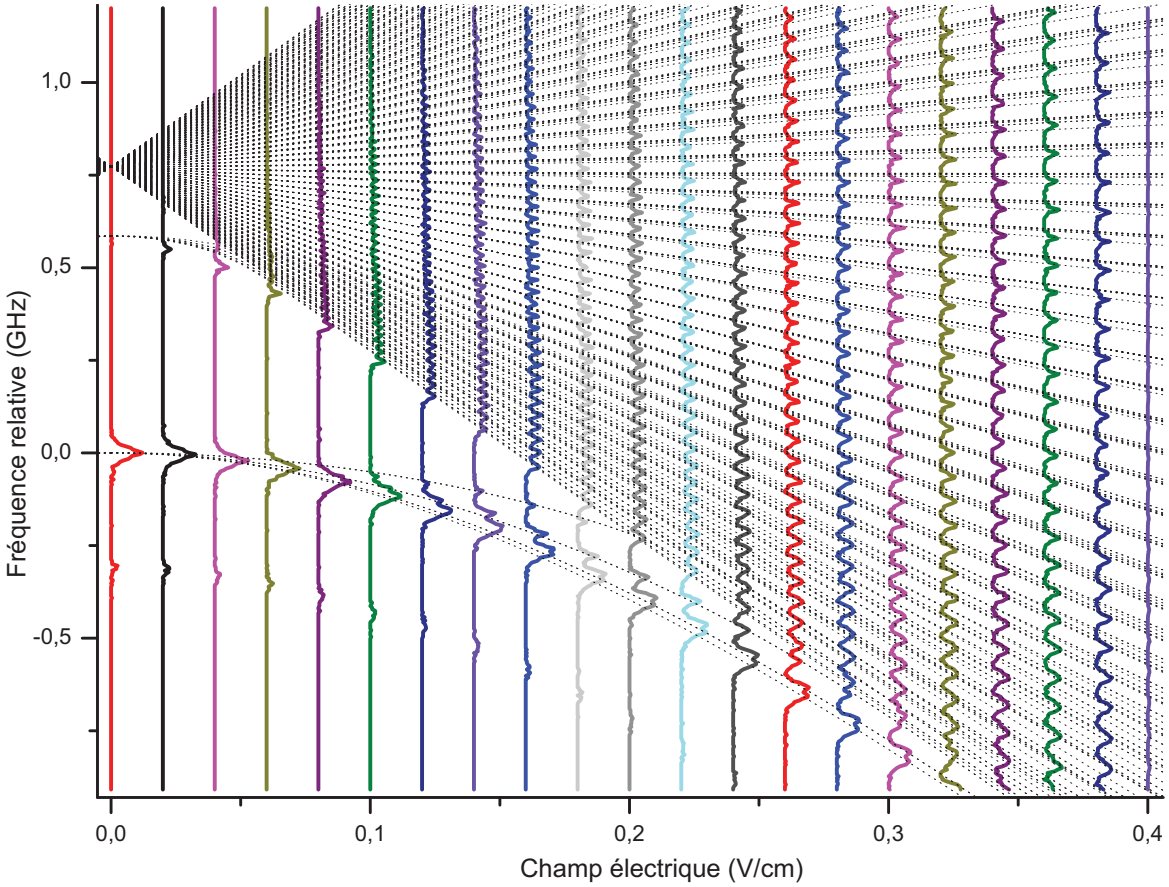


FIGURE II.15 – Spectroscopie laser autour de la multiplicité $n = 52$. Les données (traits pleins) sont obtenues en balayant la fréquence du laser L_3. Le champ électrique statique est appliqué verticalement pour ne pas être limité par les règles de sélection au seul niveau $m = 2$. L'échelle verticale est anamorphosée pour rendre visible tous les niveaux. En pointillés sont tracées les fréquences théoriques déduites de la diagonalisation complète du Hamiltonien Stark sur une bande d'énergie de 600 GHz autour du niveau $|52f\rangle$. On distingue les niveaux du $52g$ et du $52f$, éloignés de la multiplicité par le défaut quantique. Le signal détecté autour de -300 MHz correspond à des atomes excités par une faible réflexion des lasers, probablement sur le hublot de sortie du cryostat ; en effet, l'effet Doppler de cette réflexion est de signe opposé, ce qui conduit théoriquement à une différence de fréquence avec la vrai résonance de -283 MHz. Les simulations numériques, en pointillé sur la courbe, sont en bon accord avec les mesures [99].

sur une bande spectrale de 2 GHz autour de la multiplicité $n = 52$, en fonction du champ électrique statique d'excitation. A champ nul, les niveaux $52f$ et $52g$ se distinguent de la multiplicité $n = 52$ par le défaut quantique. Sous l'action d'un champ statique, l'effet Stark déplace les niveaux : il ouvre la multiplicité et sépare les différents m du niveau $|52f\rangle$. On retrouve le spectre théorique décrit à la figure I.15. Entre $0,22$ V/cm et $0,24$ V/cm, on distingue nettement trois résonances sur les niveaux $|52f\rangle$: les niveaux $m = 0$ et $m = 1$ qui ne sont pas résolus, le niveau $m = 2$ et le niveau $m = 3$. C'est donc autour de ces valeurs du champ électrique que l'on va exciter le niveau $|52f, m = 2\rangle$.

La figure II.16 est une spectroscopie laser effectuée à $0,236\,\mathrm{V/cm}$ avec le champ électrique appliqué dans la direction de L_1. L'axe de quantification est donc aligné sur la direction des lasers L_1 et L_2. Le niveau $|52f, m = 2\rangle$ est spectralement résolu et le transfert vers le niveau $m = 2$ est optimisé par la polarisation des lasers. Pour s'assurer que

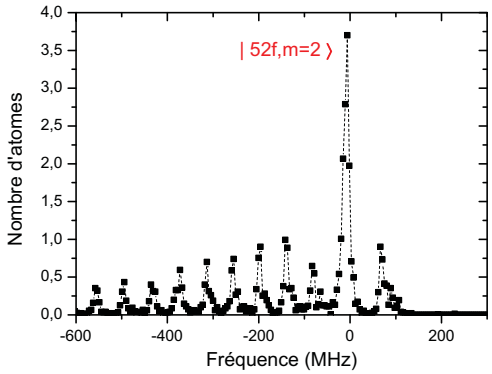


FIGURE II.16 – Excitation laser autour du niveau $|52f, m = 2\rangle$ à un champ électrique de $0,236\,\mathrm{V/cm}$ avec l'axe de quantification parallèle à L_1 et L_2.

le niveau $|52f, m = 2\rangle$ est préparé avec une bonne pureté, on réalise une spectroscopie micro-onde vers les niveaux $|51f\rangle$. Seules les transitions vers des niveaux $m = 1$, $m = 2$ ou $m = 3$ sont autorisées depuis le niveau $m = 2$, cette spectroscopie nous fournit donc un outil d'analyse de la pureté de l'état. Les mesures sont présentées sur la figure II.17. Toutes les résonances mesurées correspondent bien à l'une de ces trois transitions. L'ab-

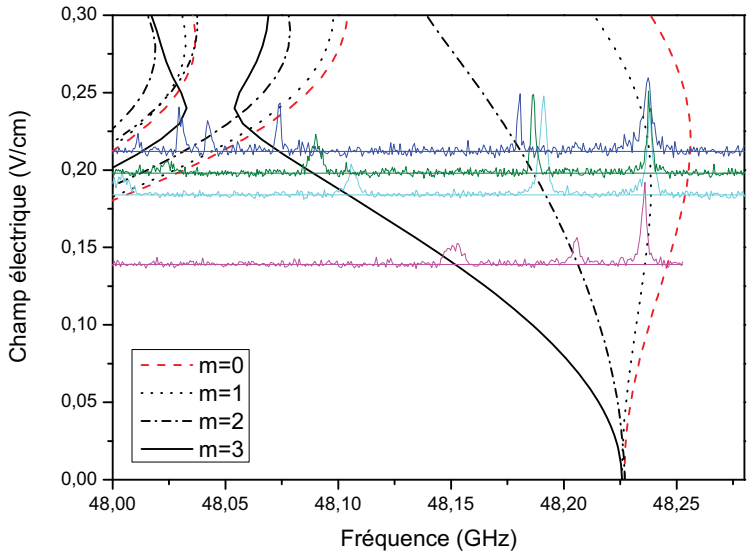


FIGURE II.17 – Spectroscopies micro-ondes depuis le niveau $|52f, m = 2\rangle$ vers la multiplicité $n = 51$ pour différents champs électriques. L'absence de transfert de population vers les niveaux $m = 0$ traduit l'absence d'excitation optique du niveau $|52f, m = 1\rangle$. Ces courbes servent aussi d'étalonnage du champ électrique statique généré par les électrodes radiofréquences : le champ est calculé de façon à faire coïncider les spectres avec les fréquences calculées par les simulations numériques (lignes noires et rouges).

sence de pic $m = 0$ sur les spectroscopies indique que le laser L_3 résout parfaitement les niveaux $|52f, m = 1\rangle$ et $|52f, m = 2\rangle$.

L'excitation optique étant accomplie, nous pouvons vérifier que le profil de vitesse correspond bien à nos attentes. La fréquence du laser L_3 est désormais fixée pour exciter le niveau $|52f, m = 2\rangle$. Sur la figure II.18 est tracé le profil de vitesse du jet atomique. Comme prévu, les atomes ont une vitesse de 250 m/s.

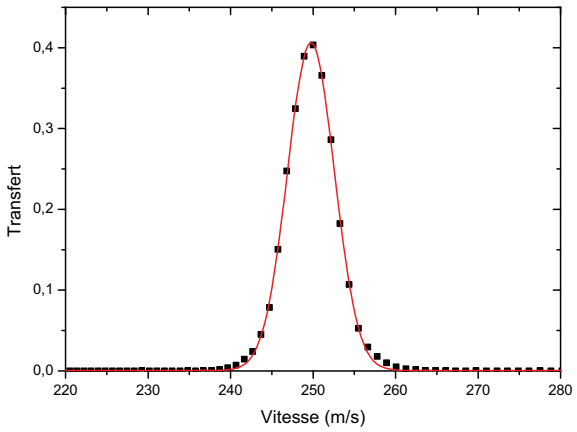


FIGURE II.18 – Profil de vitesse du jet atomique sélectionné par effet Doppler par les lasers. La vitesse est déterminée par la mesure du temps de vol des atomes à travers l'expérience sur une distance de 58 mm. Dans une bonne approximation, la distribution de vitesse a un profil gaussien (ligne continue).

II.2.1.c Retournement de l'axe de quantification

Il reste une dernière étape avant de pouvoir travailler avec ces atomes de Rydberg. L'axe de quantification lors de l'excitation optique est horizontal, dirigé parallèlement à la direction des lasers L_1 et L_2. Par la suite, toutes les expériences sont réalisées avec un axe de quantification vertical créé en appliquant une tension sur les miroirs de façon à être orthogonal au plan défini par les électrodes radiofréquences qui vont générer le champ radiofréquence σ^+. Dès la fin de l'excitation commence donc une phase de retournement du champ : en même temps que décroît le champ électrique horizontal, le champ électrique vertical croît (fig.II.19a).

Au cours de cette étape, le champ électrique doit tourné adiabatiquement pour éviter la contamination du niveau $|nf, m = 2\rangle$ par les niveaux $|nf, m \neq 2\rangle$. Il s'agit donc d'augmenter lentement le champ électrique vertical en même temps que l'on éteint le champ électrique horizontal. La spectroscopie micro-onde permet de vérifier l'efficacité du retournement par comparaison des spectres avant et après retournement (fig.II.19c).

Lors d'une rotation du champ électrique effectuée en 1 µs, la variation du champ a une vitesse angulaire de l'ordre de 1 MHz, très petite devant l'écart entre les niveaux Stark de l'ordre de 50 MHz à $0,236$ V/cm. L'évolution n'engendre donc pas de mélange d'états. Nous garderons cette valeur pour les expériences à venir.

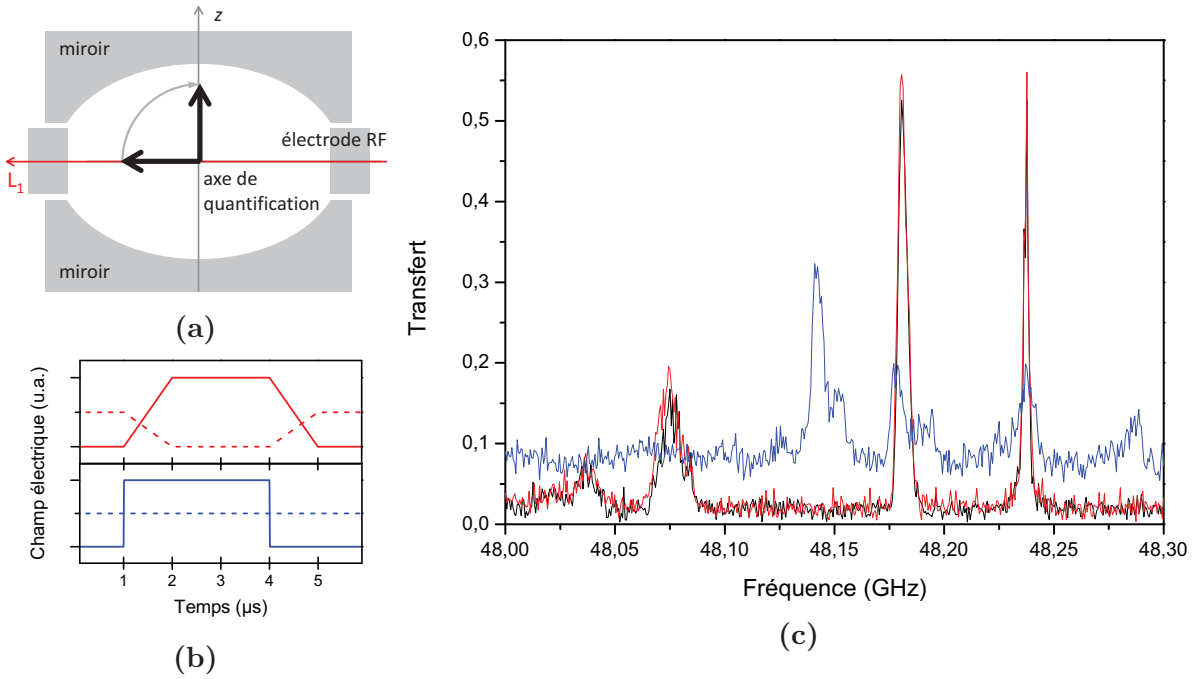


FIGURE II.19 – Retournement de l'axe de quantification, défini par la direction du champ électrique. **(a)** Vue en coupe du montage cavité. Le champ électrique est parallèle aux lasers L_1 et L_2 pendant la phase d'excitation et aligné selon (Oz) pour les manipulations radiofréquences. **(b)** Séquence du champ électrique sur les électrodes (traits pointillés) et sur les miroirs (traits pleins) pour deux retournements du champ différents. L'échelle entre le champ horizontal et le champ vertical n'est pas respecté, le second étant en réalité 10 fois supérieur au premier. En rouge, une séquence du retournement du champ en 1 µs. Les résultats sont comparés à une situation où le champ est varié très brutalement (bleu) : on allume le champ électrique vertical en ~ 10 ns (la simultanéité de deux rampes de cette durée étant difficile, le champ électrique horizontal est maintenu constant pour s'assurer que le champ total n'est jamais nul). **(c)** Spectroscopies vers la multiplicité $n = 51$ après la préparation du niveau $|52f, m = 2\rangle$ suivi ou non d'une phase de retournement. On compare les courbes rouges (retournement lent en 1 µs) et bleu (variation brutale) à la courbe noir (sans retournement). Le retournement du champ en 1 µs est adiabatique.

II.2.2 Couplage d'un atome de Rydberg à un champ radiofréquence σ^+

Une fois préparé sur le niveau de Rydberg de faible m $|52f, m = 2\rangle$, l'atome est mis en résonance avec le champ radiofréquence. Celle-ci doit être polarisée σ^+ pour ne coupler que les niveaux $n_1 = 0$.

II.2.2.a Champ électrique statique de circularisation

Le champ électrique vertical détermine la fréquence des transitions atomiques, il sera utilisé pour toutes les expériences décrites par la suite. Il est donc indispensable de l'étalonner avec précision. Depuis le niveau $|51, n_1 = 1, m = 2\rangle$, nous avons effectué des spectroscopies micro-ondes vers la multiplicité $n = 52$ à différents champs électriques (figure II.20). On trouve ainsi une calibration du champ électrique F_z selon la tension V_m

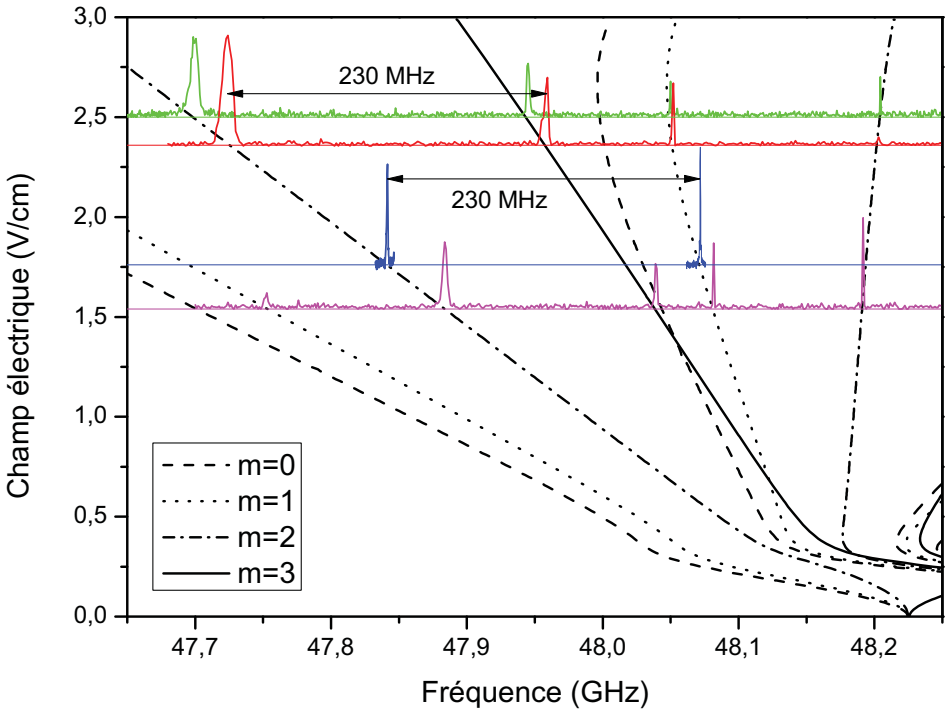


FIGURE II.20 – Étalonnage du champ électrique statique vertical par spectroscopie micro-onde. Le niveau de départ est le niveau $|51, n_1 = 1, m = 2\rangle$. On observe dans la multiplicité $n = 52$ les résonances des niveaux $m = 1$, $m = 2$ et $m = 3$. Le champ électrique vaut respectivement $2,5\,\mathrm{V/cm}$ (vert), $2,36\,\mathrm{V/cm}$ (rouge), $1,76\,\mathrm{V/cm}$ (bleu) et $1,54\,\mathrm{V/cm}$ (cyan). Les courbes sont comparées aux simulations numériques, faites en considérant tous les niveaux à $\pm 300\,\mathrm{GHz}$. A $2,36\,\mathrm{V/cm}$, la transition $|52, n_1 = 1, m = 2\rangle \rightarrow |52, n_1 = 0, m = 3\rangle$ est résonante avec la radiofréquence à $230\,\mathrm{MHz}$. A $1,76\,\mathrm{V/cm}$, c'est la transition $|52, n_1 = 1, m = 2\rangle \rightarrow |52, n_1 = 3, m = 1\rangle$ qui est résonante à $230\,\mathrm{MHz}$.

appliquée sur chacun des miroirs (avec des signes opposés)

$$F_z(\mathrm{V/cm}) = (0,819 \pm 0,01) V_m(\mathrm{V}). \tag{II.8}$$

Ces mesures nous permettent aussi de trouver le champ pour lequel le champ radiofréquence à 230 MHz - valeur à laquelle nous avons travaillé - est résonante avec les transitions atomiques. A $2,36$V/cm, c'est le cas de la transition $|52, n_1 = 1, m = 2\rangle \rightarrow |52, n_1 = 0, m = 3\rangle$. C'est donc autour de cette valeur que peut se faire la circularisation dans la multiplicité $n = 52$. Il nous sera aussi utile, pour ajuster la polarisation de la radiofréquence, de mettre cette dernière en résonance avec la transition $|52, n_1 = 1, m = 2\rangle \rightarrow |52, n_1 = 3, m = 1\rangle$, ce qui est fait à $1,76$ V/cm. Les mesures effectuées à différents champs électriques illustrent le très bon accord entre les simulations numériques des niveaux Stark et les mesures expérimentales. La position des résonances nous permet d'établir avec précision le champ électrique vu par les atomes.

II.2.2.b Compensation du champ électrique vertical

De géométrie sphérique, les miroirs créent un champ électrique vertical non-uniforme. Pour une tension continue constante, le champ électrique vu par les atomes augmente le long de leur trajectoire allant du centre de la cavité vers les bords. On souhaite que les transitions atomiques soient indépendantes de la position des atomes dans la cavité, il nous faut donc compenser ces variations. Puisque le jet atomique est monocinétique, les variations spatiales de la valeur du champ électrique peuvent être compensées par une variation temporelle (fig.II.21a) : à mesure que les atomes s'éloignent du centre de la cavité, on diminue la tension appliquée pour que le champ électrique ressenti par les atomes soit constant.

Mettre en place cette *compensation* nécessite en premier lieu de connaître le profil spatial du champ électrique vu par les atomes. Pour cela, on mesure la variation spatiale d'une transition atomique. Nous avons choisi la transition entre le niveau circulaire $|51, c\rangle$ et le premier niveau elliptique $|51, n_1 = 0, m = 49\rangle$ que nous noterons $|51, e_1\rangle$. La compensation du champ électrique n'est pas nécessaire pour préparer des atomes circulaires. Historiquement, nous avons donc d'abord préparé des atomes circulaires puis effectué cette compensation pour les expériences où la radiofréquence interagit de façon résonante avec les atomes. Le passage adiabatique que nous avons utilisé pour obtenir les atomes circulaires est décrit au chapitre III.

La transition $|51, c\rangle \rightarrow |51, e_1\rangle$ est mesurée à un champ électrique de $2,35$ V/cm où elle est résonante avec la radiofréquence. Pour sonder cette transition à 230 MHz avec une micro-onde, on mesure par spectroscopie les transitions de chacun des niveaux vers un niveau auxiliaire $|50, c\rangle$. En répétant cette mesure à différent instant, on obtient par différence le profil spatial de la transition $|51, c\rangle \rightarrow |51, e_1\rangle$ présenté sur la figure II.21b. En comparant ce profil au simulation du champ électrostatique, on estime que les lasers se croisent $1,4$ mm avant le centre de la cavité.

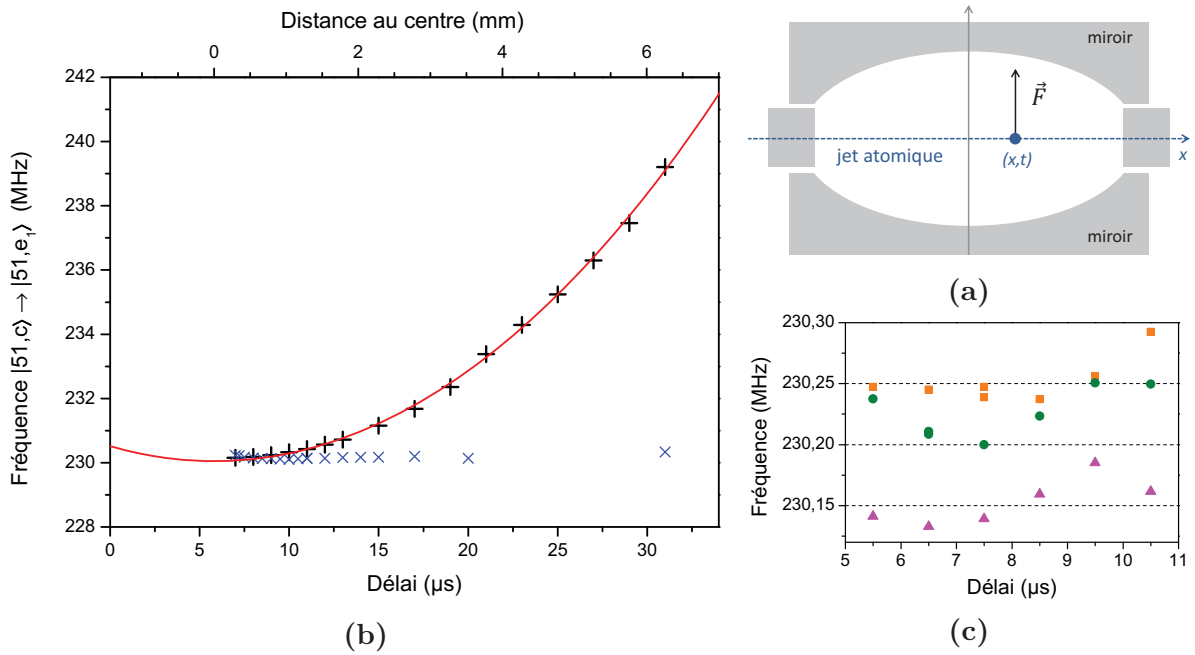


FIGURE II.21 – Compensation du champ électrique vertical dans le montage cavité. **(a)** Schéma du montage cavité. Les atomes sont sondés à un instant t, qui correspond à une position x le long de l'axe (Ox). **(b)** Fréquence de la transition $|51, c\rangle \rightarrow |51, e_1\rangle$ en fonction de la position des atomes dans la cavité. Les mesures sont des spectroscopies micro-onde de durée 2 µs et l'abscisse correspond au centre de l'impulsion. Les + (respectivement les $\times$) sont mesurées sans (respectivement avec) compensation. Le trait continu (rouge) est la simulation du champ créé par les miroirs. Le temps de référence $t = 0$ est l'instant d'allumage du laser. La position de l'excitation laser (qui correspond à l'instant $t = 0$) est ajustée sur les simulations. **(c)** Homogénéité du champ compensé. Les trois courbes sont prises à trois jours différents. La transition est homogène à 50 kHz près.

A $2,35\,\mathrm{V/cm}$, l'effet Stark quadratique de la transition $|51, c\rangle \rightarrow |51, e_1\rangle$ est négligeable devant l'effet Stark linéaire, si bien que dans une bonne approximation le champ électrique est proportionnel à la fréquence de la transition. Notre mesure (fig.II.21b) est donc une mesure indirecte du champ électrique. Pour faire la compensation, nous appliquons au cours du temps une tension $U(t)$ définie par

$$U(t) = U_{t_0} \frac{\nu(t_0)}{\nu(t)}, \tag{II.9}$$

où U_{t_0} et $\nu(t_0)$ sont respectivement la tension appliquée et la fréquence de la transition $|51, c\rangle \rightarrow |51, e_1\rangle$, mesurée à un instant arbitraire $t_0 = 7$ µs, et $\nu(t)$ la fréquence de la transition mesurée à l'instant t. L'interpolation de la courbe II.21b par un polynôme d'ordre 4 nous donne ainsi une première fonction de compensation. Le résultat peut être amélioré en réitérant les mesures et en compensant une nouvelle fois par une nouvelle interpolation. Après deux itérations, les mesures sont prises à nouveau (croix sur la figure II.21b) : le champ électrique vu par les atomes est constant. Pour estimer précisément l'homogénéité du champ compensé, plusieurs spectroscopies ont été effectuées à plusieurs jours d'inter-

valle (fig.II.21c). La valeur absolue change légèrement d'un jour à l'autre, ce qui nécessite de réajuster le champ électrique chaque fois, mais celui-ci reste homogène à 50 kHz près sur la transition atomique $|51, c\rangle \rightarrow |51, e_1\rangle$. Cela correspond à des variations de champ électrique de l'ordre de $0,5$mV/cm, à la limite de résolution de notre générateur.

Les spectroscopies mettent néanmoins en évidence des résonances de plus en plus large. En effet, la compensation du champ électrique ne réduit pas les inhomogénéités spatiales, dues au gradient de champ électrique qui existe toujours à un instant t donné. Les lasers excitent un train atomique de largeur environ 1 mm qui est sensible à ce gradient. L'inhomogénéité jouant un rôle déterminant dans les processus de décohérence, le temps de décohérence atomique T_2 ne peut malheureusement pas être augmenté par la compensation du champ électrique.

II.2.2.c Polarisation du champ radiofréquence

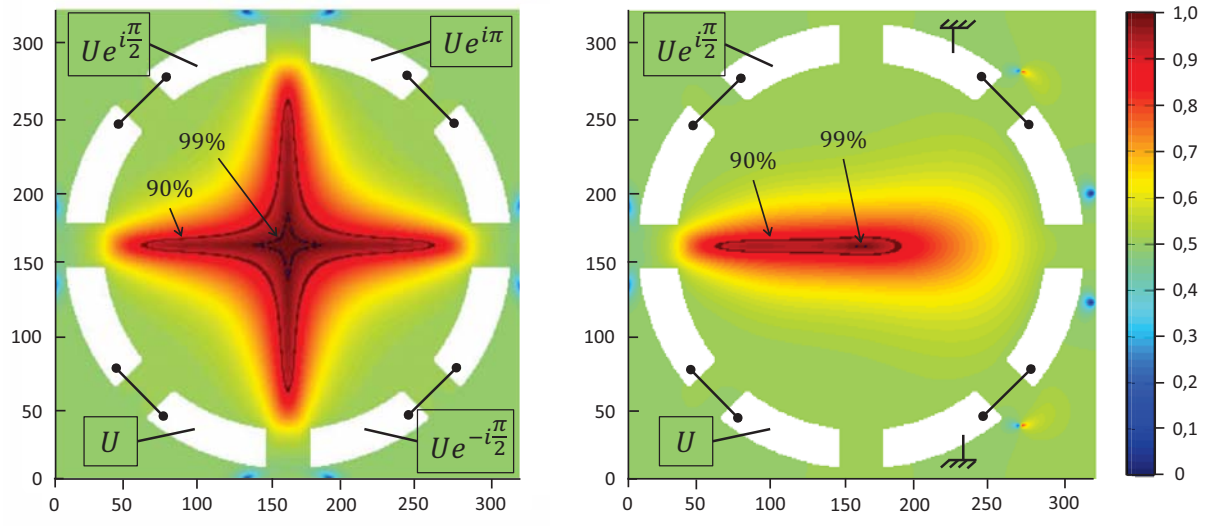
Nous disposons de quatre électrodes pour générer le champ radiofréquence σ^+ (§II.1.5.a). Il est *a priori* possible de créer une polarisation parfaite au centre de la cavité avec simplement deux électrodes. Mais la question de l'homogénéité se pose pour le champ radiofréquence que verront les atomes du jet thermique. Nous avons pour cela calculé par des simulations numériques sur SIMION la pureté du champ généré par deux ou quatre électrodes (fig. II.22). Le taux de pureté en amplitude T_{pur} est défini par

$$T_{pur} = \frac{F_{rf}^+}{F_{rf}^+ + F_{rf}^-}, \tag{II.10}$$

où F_{rf}^+ et F_{rf}^- sont respectivement les amplitudes des composantes σ^+ et σ^- du champ radiofréquence. Quatre électrodes créent un champ de polarisation nettement plus homogène. Sur une longueur de 9 mm le long du jet atomique, la polarisation théorique est meilleure que 99%.

Le réglage de la polarisation est en pratique difficile du fait qu'on ne connaît pas parfaitement l'amplitude et la phase de la radiofréquence au niveau de la cavité. La propagation dans les câbles qui descendent dans le cryostat entraîne une première altération des signaux radiofréquences. Les couplages capacitifs mutuels entre les électrodes perturbent un peu plus la situation. Le signal appliqué en théorie à une seule électrode peut se coupler aux électrodes voisines. Si le couplage induit un déphasage, il est même possible de créer une polarisation elliptique. Enfin, la mesure des phases et des amplitudes des signaux sur l'oscilloscope de contrôle se heurtent à des problèmes d'impédance, de déphasage et d'atténuation, qui rendent illusoire la comparaison directe entre les électrodes par lecture directe de ces signaux. Comme autre outil de mesure, les atomes sont les plus à même de nous fournir des informations sur la qualité de la polarisation de la radiofréquence. C'est donc par spectroscopie atomique que nous avons optimisé cette polarisation.

Cette méthode consiste à étudier l'atome couplé à la radiofréquence pour en déduire



(a) **(b)**

FIGURE II.22 – Simulation numérique de l'homogénéité de la radiofréquence. Nous avons tracé le taux de pureté en amplitude de la radiofréquence produite par **(a)** quatre électrodes, **(b)** deux électrodes. Les contours à 90% et 99% de pureté en amplitude sont indiqués par des lignes noires.

l'intensité du champ appliqué. Le choix de la transition atomique déterminera qui de la composante σ^+ ou σ^- sera mesurée. Cependant, la spectroscopie atomique ne se prête pas à un spectre hydrogénoïde où les transitions atomiques sont dégénérées, comme c'est le cas pour les transitions σ^+ $|n, n_1 = 1, m = 2\rangle \rightarrow |n, n_1 = 0, m = 3\rangle$ ainsi que toutes les suivantes vers les niveaux $|n, n_1 = 0, m > 3\rangle$. Il est donc préférable de travailler sur les niveaux de faible m où le défaut quantique joue un rôle important. La transition $|n, n_1 = 1, m = 2\rangle \rightarrow |n, n_1 = 3, m = 1\rangle$ par exemple, est non-dégénérée avec les autres transitions : ces deux niveaux constituent donc naturellement un système à deux niveaux, qu'on notera désormais respectivement $|2\rangle$ et $|1'\rangle$. Par contre, cette transition n'est pas résonante avec le champ radiofréquence, de fréquence fixe 230 MHz, pour le champ électrique de $2,36\,\mathrm{V/cm}$. Il est donc nécessaire de réduire le champ électrique à $1,76\,\mathrm{V/cm}$ (cf fig.II.17) pour les mettre en résonance comme illustré sur la figure II.23. Cette transition, qui correspond à $\Delta m = -1$, est sensible à la composante σ^- du champ radiofréquence. L'optimisation de la polarisation consiste à changer la phase et l'amplitude des signaux envoyés sur les électrodes pour réduire la pulsation de Rabi de la transition $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$.

Pour mesurer la pureté de la polarisation, nous devons aussi mesurer l'amplitude de la composante σ^+. Pour cela, après l'excitation optique, on aligne le champ électrique selon la direction $(-Oz)$ au lieu de la direction (Oz). Par rapport à l'axe de quantification, le niveau $|2\rangle$ est alors le niveau $|52, n_1 = 1, m = -2\rangle$ et le niveau $|1'\rangle$ est le niveau $|52, n_1 = 3, m = -1\rangle$. La transition est donc sensible à la composante σ^+ de la radiofréquence. On voit donc que selon la direction du champ électrique, le système à deux niveaux est couplé à la composante σ^+ ou σ^- de la radiofréquence. Pour plus de clarté,

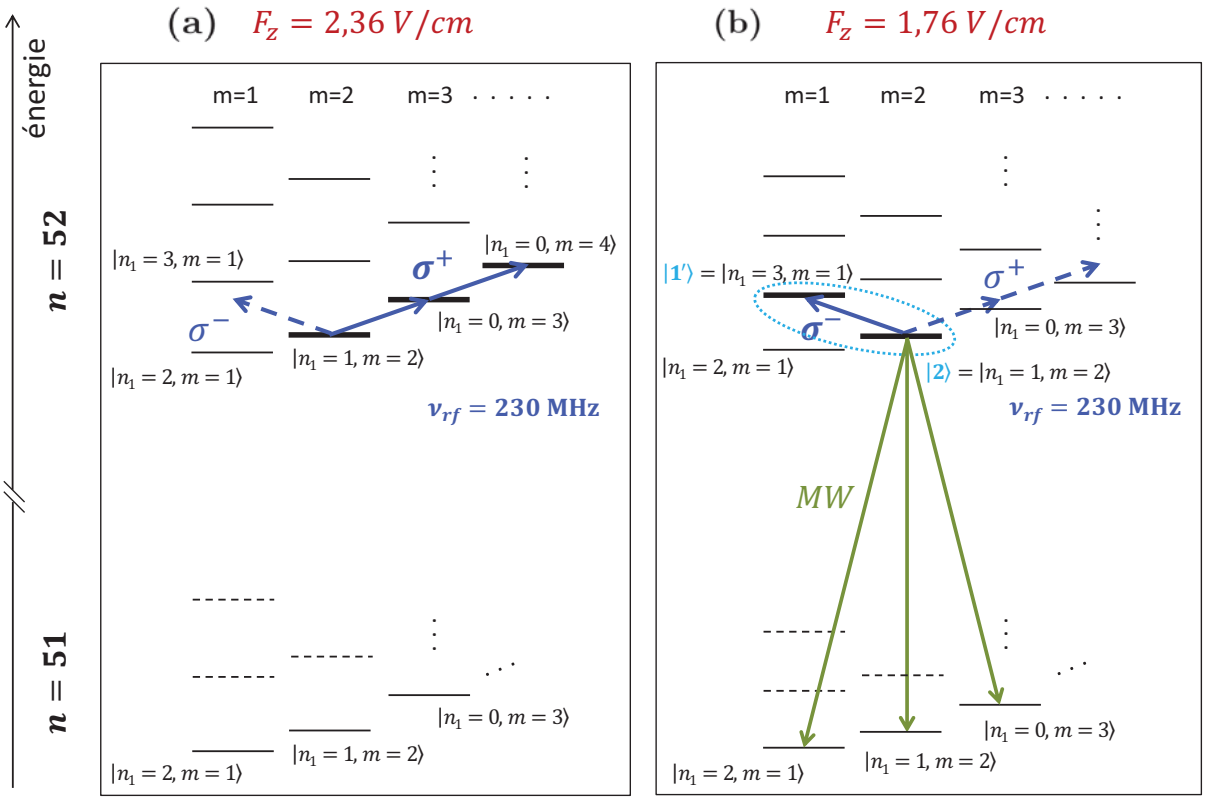


FIGURE II.23 – Mise en résonance de la radiofréquence avec un système à deux niveaux. **(a)** A $2,36$V/cm, la radiofréquence est résonante avec les niveaux du spin $\boldsymbol{J}_1$. **(b)** En réduisant le champ à $1,75$V/cm, le système à deux niveaux $|52, n_1 = 1, m = 2\rangle$ et $|52, n_1 = 3, m = 1\rangle$, noté désormais $|2\rangle$ et $|1'\rangle$, devient résonant avec la radiofréquence. Le couplage peut être étudié par spectroscopie micro-onde vers la multiplicité $n = 51$ vers l'un des niveaux indiqués.

nous parlerons de champ positif lorsque le champ électrique est selon (Oz) et de champ négatif pour un champ électrique selon $(-Oz)$.

Réglage de la polarisation Avec quatre électrodes, plusieurs procédures peuvent être suivies pour optimiser la polarisation du champ radiofréquence. Nous avons opté pour la méthode suivante :

i. On mesure l'effet du champ radiofréquence créé par chaque électrode sur la transition $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$ en champ positif et négatif pour connaître l'amplitude des deux composantes σ^+ et σ^- ;

ii. Les électrodes opposées ($\{1, 3\}$ et $\{2, 4\}$ sur la figure II.4) sont réglées en opposition de phase pour maximiser le champ linéaire créé par chaque paire ;

iii. les amplitudes de ces deux champs sont égalisées ;

iv. les phases de ces champs sont optimisées pour mettre en quadrature ces deux polarisations linéaires de façon à produire un champ tournant polarisé σ^+.

i. Mesures individuelles des électrodes

Chaque électrode génère individuellement un champ polarisé linéairement, aligné sur l'axe définit par le barycentre de l'électrode et le centre de la cavité. Cette polarisation linéaire se décompose en deux polarisations σ^+ et σ^-. A $1,76\,\mathrm{V/cm}$, la radiofréquence habille la transition $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$ résonante à $230\,\mathrm{MHz}$ (cf fig.II.23b). Dans le référentiel de l'atome habillé par la radiofréquence, la dégénérescence est levée pour donner lieu à des états propres $|+\rangle$ et $|-\rangle$ et définis par

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|2\rangle \pm |1'\rangle\right) \tag{II.11}$$

Ces niveaux sont séparés d'une énergie $\hbar\Omega_{21}^-$ (resp. $\hbar\Omega_{21}^+$) proportionnelle à l'amplitude σ^- (resp. σ^+) du champ radiofréquence si le champ électrique est positif (resp. négatif). Pour mesurer l'écart entre les états habillés, on réalise une spectroscopie micro-onde autour du niveau $|2\rangle$ en présence de radiofréquence. Cette mesure est faite vers un niveau auxiliaire $|51, n_1 = 0, m = 3\rangle$ de la multiplicité $n = 51$ qui est insensible à la présence de la radiofréquence. Autour de la fréquence de la transition $|51, n_1 = 0, m = 3\rangle \rightarrow |2\rangle$ apparaissent deux résonances séparées de $\Omega_{21}^{\pm}$ selon que la mesure est faite en champ positif ou négatif (fig.II.24). L'asymétrie entre champ positif et négatif, que met en évidence la

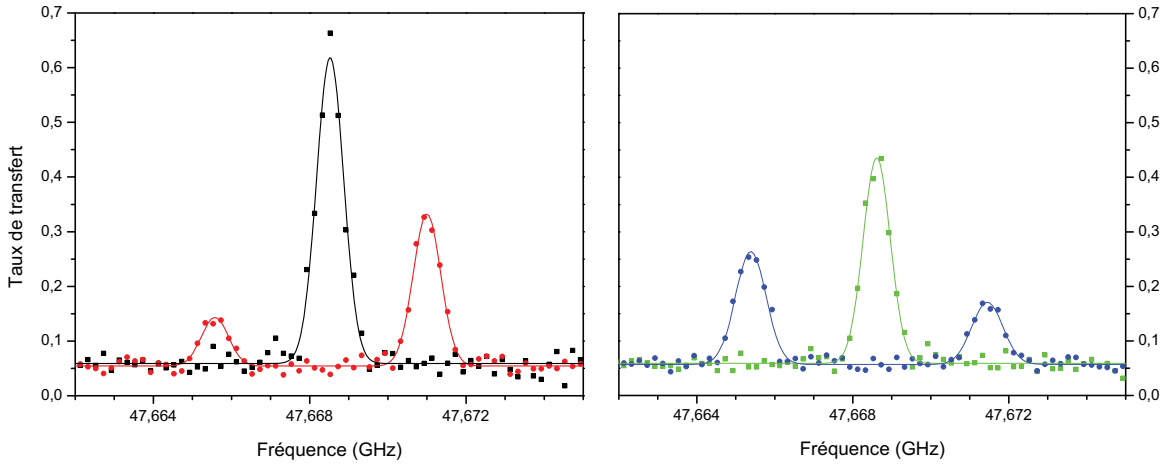


FIGURE II.24 – Spectroscopie micro-onde des niveaux de la transition $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$ habillée par la radiofréquence générée par l'électrode 4, pour une amplitude de radiofréquence de $U_{4,pp} = 576\,\mathrm{mV}$. **(a)** En champ positif. On mesure $\Omega_{21}^- = 2\pi \cdot 6,1\,\mathrm{MHz}$. **(b)** En champ négatif. On mesure $\Omega_{21}^+ = 2\pi \cdot 5,4\,\mathrm{MHz}$. Dans l'idéal, on s'attendrait à des fréquences de Rabi identiques pour les deux composantes.

différence entre ces deux fréquences de Rabi, souligne la complexité de la génération du champ radiofréquence par les électrodes : des couplages asymétriques entre une électrode et ses voisines peuvent conduire à une polarisation elliptique et donc à une différence entre les composantes σ^+ et σ^-.

La spectroscopie est répétée pour chaque électrode. Les pulsations de Rabi Ω_{21}^{-} et Ω_{21}^{+} mesurées pour une électrode sont proportionnelles à l'amplitude du champ radiofréquence qu'on lui applique, elle-même proportionnelle à l'amplitude que l'on mesure sur l'oscilloscope U_{pp}. Par cette mesure, nous connaissons pour chaque électrode et pour chaque composante le coefficient de proportionnalité entre la fréquence de Rabi et l'amplitude mesurée à l'oscilloscope (tableau II.1).

Electrodes	1	2	3	4
Champ positif	8,47	10,36	12,57	10,52
Champ négatif	9,62	9,24	14,22	9,42

TABLE II.1 – Fréquences de Rabi $\Omega_{21}^{-}/2\pi$ et $\Omega_{21}^{+}/2\pi$ rapportées à l'amplitude de la radiofréquence mesurée sur l'oscilloscope pour chacune des électrodes (en MHz/V_{pp}).

ii. **Optimisation de la polarisation linéaire de deux électrodes opposées**

Deux électrodes opposées créent *a priori* un champ radiofréquence linéaire dans la même direction mais de sens opposé. Si les champs sont en opposition de phase, les électrodes agissent de façon constructive et génèrent un champ plus grand que celui d'une électrode individuelle. Pour une homogénéité optimale du champ radiofréquence, nous avons choisi d'imposer que les champs créés individuellement par chaque électrode de la paire aient la même amplitude. Connaissant le rapport entre l'amplitude du signal sur l'oscilloscope U_{pp} et l'intensité du champ créé par l'électrode au niveau des atomes, on utilise le signal de l'oscilloscope pour régler la puissance envoyée sur chaque électrode de sorte qu'elles créent des champs de même amplitude. Dans toute la suite des réglages, ces ratios seront toujours respectés.

En faisant varier la phase de l'une des électrodes de la paire, le champ radiofréquence reste polarisé linéairement mais il est de plus au moins grande intensité selon que les champs générés par les électrodes interfèrent destructivement ou constructivement. Cette polarisation linéaire se décompose toujours en une composante σ^+ et une composante σ^- que nous avons mesurées pour différentes phases relatives entre les électrodes de la paire (fig.II.25). La phase pour laquelle les champs radiofréquences de chaque électrode sont en phase est la même pour un champ électrique positif ou négatif. Par contre, la fréquence de Rabi maximale que l'on peut atteindre n'est pas la même dans les deux cas : comme nous le suggère le tableau II.1, le champ total n'est pas parfaitement linéaire.

iii. **Égalisation de l'amplitude des deux champs polarisés linéairement**

Pour annuler la polarisation σ^-, il est absolument nécessaire que chacune des paires d'électrodes crée un champ d'égale amplitude. La puissance du signal appliqué aux électrodes $\{2, 4\}$ est diminuée pour que le champ radiofréquence créé par cette paire soit, en champ positif, égale à celui créé par la paire $\{1, 3\}$. Nous vérifions le réglage en mesurant les pulsations de Rabi Ω_{21}^{-} de chaque paire (fig.II.26).

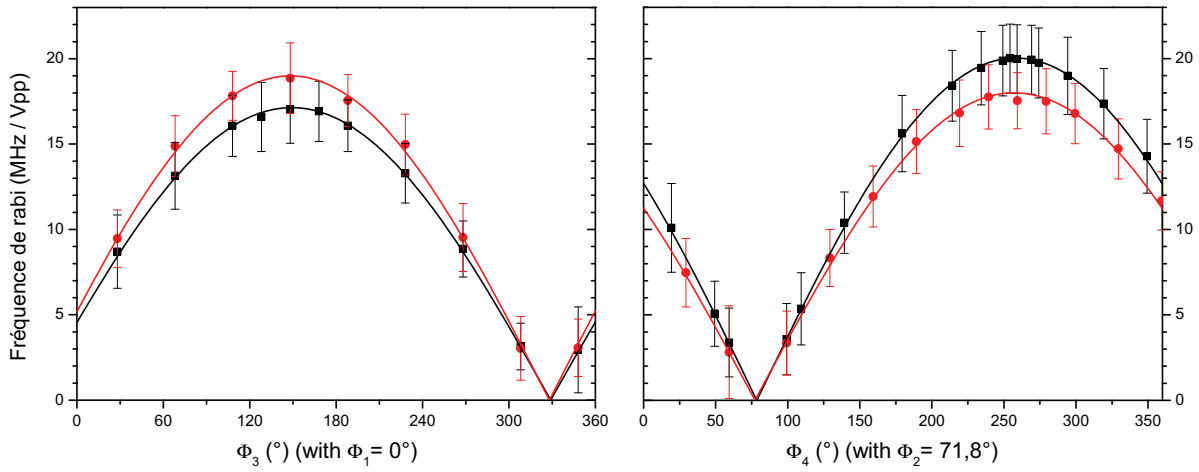


FIGURE II.25 – Optimisation de la polarisation linéaire de deux électrodes qui sont l'une en face de l'autre, en champ positif (points noirs) ou négatif (points rouges). **(a)** Fréquence de Rabi du champ créé par la paire d'électrode $\{1,3\}$ rapportée à l'amplitude $U_{1,pp}$. **(b)** Fréquence de Rabi du champ créé par la paire d'électrode $\{2,4\}$ rapportée à l'amplitude $U_{2,pp}$. Les lignes représentent des ajustements des mesures par la fonction $f(\phi) = A|\sin(\phi - \phi_0)|$.

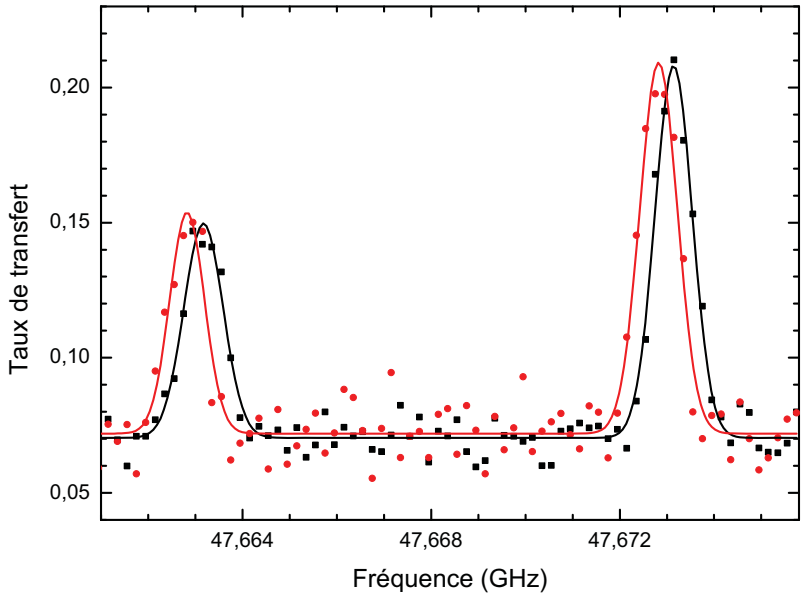


FIGURE II.26 – Égalisation des fréquences de Rabi des paires d'électrodes $\{1,3\}$ et $\{2,4\}$ en champ positif. La puissance de la paire $\{2,4\}$ est ajustée pour que l'écart entre les résonances soit identiques à celui de la paire $\{1,3\}$. Les spectroscopies sont toujours réalisées vers le niveau auxiliaire $|51, n_1 = 0, m = 3\rangle$.

iv. **Optimisation de la polarisation et mesure de Ω_{21}^-**

Dès lors, il ne reste plus qu'à optimiser la phase entre les deux paires d'électrodes pour minimiser Ω_{21}^{-}. Mais la résolution de la spectroscopique micro-onde des états habillés est limitée par la largeur des résonances, de l'ordre de 1 MHz. Pour cette phase d'optimisation, nous avons préféré une mesure temporelle de Ω_{21}^{-} à une mesure spectrale. Lorsque la radiofréquence et la transition atomique sont résonantes, la fréquence de Rabi $\Omega_{21}^{-}/2\pi$ est la fréquence à laquelle s'opère les échanges d'énergie. La mesure consiste donc à mesurer la population du niveau $|2\rangle$ pour différentes durées d'impulsion radiofréquence. La mesure de la population du niveau $|2\rangle$ est faite par une sonde micro-onde. La sonde réalise une impulsion π qui transfère un nombre maximal d'atomes vers le niveau auxiliaire $|51, n_1 = 1, m = 2\rangle$.

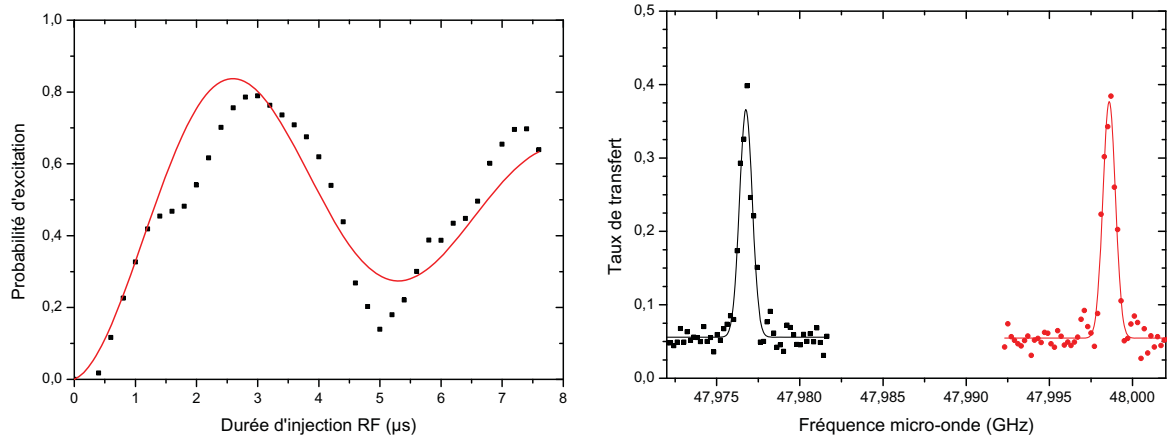
Lors de cette optimisation, la composante σ^+ de la radiofréquence est très puissante. Bien que non-résonante avec les transitions atomiques, elle habille quand même les transitions $\Delta m = +1$ et provoque des effets de déplacements lumineux sur les niveaux $|2\rangle$ et $|1'\rangle$. Pour une amplitude de radiofréquence $U_{1,pp}$ de 440 mV, on mesure un déplacement lumineux de $1,6$ MHz qui suffit à mettre hors-résonance la composante σ^- de la transition $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$. Pour la mettre à nouveau à résonance, le champ électrique statique doit être réajusté. On le trouve expérimentalement en regardant sur une série de mesures l'évolution du contraste de l'oscillation de Rabi qui varie avec le désaccord effectif δ en présence du déplacement lumineux en

$$\mathcal{C} = \frac{\left(\Omega_{21}^{-}\right)^2}{\left(\Omega_{21}^{-}\right)^2 + \delta^2} \tag{II.12}$$

et qui est donc maximal à résonance. En même temps que le contraste augmente, la fréquence des oscillations, qui vaut $\sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$, diminue. C'est seulement à résonance que la fréquence des oscillations est égale à la fréquence de Rabi et que la mesure peut être faite. Dans cette configuration, nous avons mesuré l'oscillation de Rabi présentée sur la courbe II.27a. On mesure une pulsation de Rabi $\Omega_{21}^{-} = 2\pi \cdot 185$ kHz.

Pureté de la polarisation Pour connaître la pureté du champ radiofréquence, il faut d'abord mesurer la pulsation de Rabi de la composante σ^+. Cette mesure est effectuée en champ négatif. Cette fois-ci, la composante puissante est celle qui habille la transition $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$ et que l'on veut mesurer. La composante σ^-, beaucoup plus faible et non-résonante, n'a pas d'effet sur les niveaux atomiques. La mesure de Ω_{21}^{+} consiste, comme nous l'avions fait précédemment, à mesurer la pulsation de Rabi sur une spectroscopie des états habillés. La mesure est faite vers le niveau auxiliaire $|51, n_1 = 2, m = 1\rangle$. Les deux résonances sont séparées d'une fréquence de $21,8$ MHz l'une de l'autre (fig.II.27b). Sachant que les pulsations de Rabi Ω^+ et Ω^- sont respectivement proportionnelles aux amplitudes du champ radiofréquence F_{rf}^{+} et F_{rf}^{-}, on calcul un taux de pureté en amplitude de la polarisation (II.10) qui dépasse 99 %. Cette valeur est tout à fait cohérente avec les simulations numériques du champ radiofréquence (fig.II.22a).

Pour certifier cette valeur, il convient de s'assurer que la mesure de $\Omega_{21}^{-}/2\pi$, qui vaut



(a) **(b)**

FIGURE II.27 – Mesures des fréquences de Rabi après optimisation complète de la polarisation. **(a)** Oscillation de Rabi temporelle sur la transition $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$, induite par la composante σ^- de la radiofréquence. La ligne continue (en rouge) est un ajustement de l'oscillation avec un contraste en exponentielle décroissante. La fréquence de Rabi est estimée à 185 kHz. **(b)** Mesure de la pulsation de Rabi Ω_{21}^+. L'écart entre les résonances du doublet d'Autler-Towns nous donne $\Omega_{21}^+ = 2\pi \cdot 21,8\,\text{MHz}$.

seulement quelques centaines de kHz, est valable. En particulier, nous avons vérifié que le champ électrique est suffisamment uniforme pour que la fréquence de la transition atomique $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$ ne varie pas trop à cette échelle. Nous l'avons mesuré à différents instants, par différence entre les transitions $|51, n_1 = 1, m = 2\rangle \rightarrow |1'\rangle$ et $|51, n_1 = 1, m = 2\rangle \rightarrow |2\rangle$. Les variations restent inférieures à 100 kHz (fig.II.28). Nous avons aussi vérifié que le déplacement lumineux induit par la composante σ^+ reste constant au cours du temps. On mesure une grande homogénéité de la composante σ^+ (variation de ~ 80 kHz) qui conduit à des variations du déplacement lumineux très inférieures à $\Omega_{21}^-/2\pi$ (~ 15 kHz).

Robustesse de la polarisation du champ radiofréquence L'optimisation de la polarisation a été effectué pour une valeur donnée de la puissance radiofréquence appliquée sur les électrodes, correspondant à une certaine valeur U_{pp}. Nous étudions ici la robustesse de notre réglage avec l'amplitude de la radiofréquence. Comme nous l'espérons, la pulsation de Rabi Ω_{21}^+ a un comportement linéaire avec l'amplitude mesurée U_{pp} (fig.II.29a). Nous avons aussi mesuré la pulsation de Rabi Ω_{21}^- pour différentes amplitudes radiofréquences. Les résultats sont présentés sur la figure II.29b. Nous n'observons pas de variation nette de la pulsation de Rabi Ω_{21}^-. Jusqu'à présent, tous les réglages ont été fait en suivant rigoureusement la procédure décrite ici. Cela conduit à de très bons résultats mais il est possible, à partir de cette situation déjà très favorable, d'effectuer une dernière optimisation en changeant manuellement les phases et amplitudes des électrodes autour du point de fonctionnement, jusqu'à obtenir une situation encore plus optimale. Nous avons procédé à ce dernier réglage pour une amplitude mesurée de $U_{1,pp} = 780\,\text{mV}$. Le point est

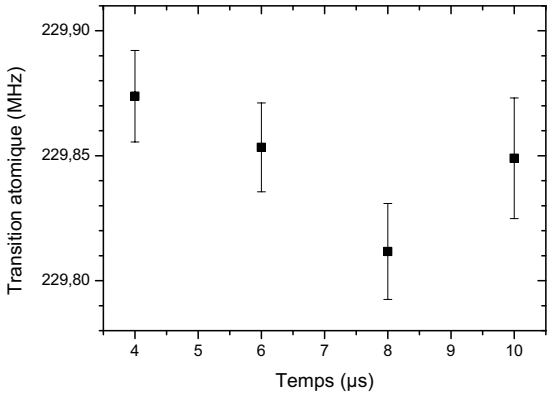
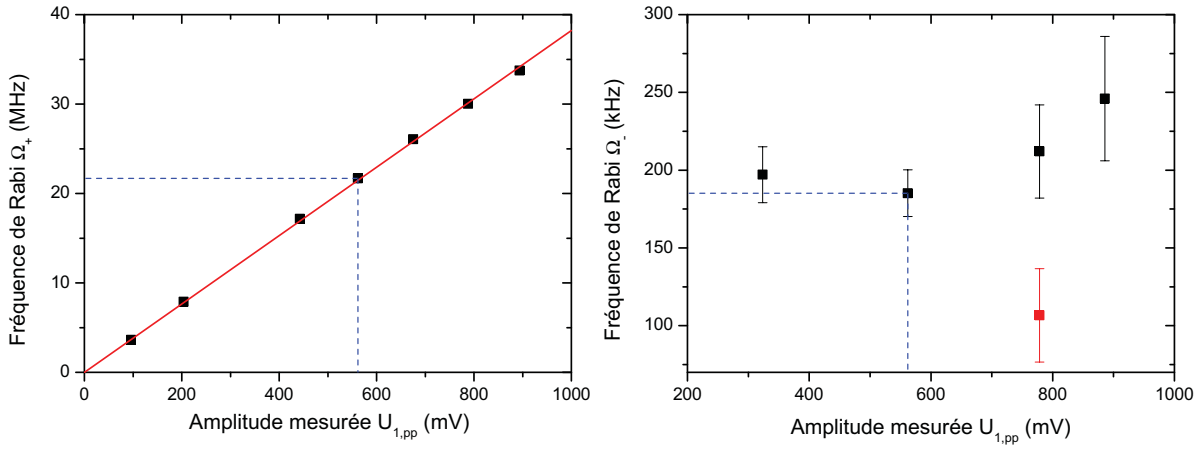


FIGURE II.28 – Homogénéité de la fréquence de la transition $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$. La spectroscopie micro-onde est faite à différents instants, en l'absence de radiofréquence. La dispersion de la fréquence est de l'ordre de 80 kHz, en accord avec les mesures de compensation du champ électrique.

indiqué sur la courbe II.29b en rouge. On atteint alors une pureté de la polarisation de $99,5\%$.



(a) **(b)**

FIGURE II.29 – Robustesse de la polarisation avec l'amplitude radiofréquence. **(a)** Linéarité de la fréquence de Rabi $\Omega_{21}^{+}/2\pi$ avec l'amplitude radiofréquence $U_{1,pp}$ mesurée sur l'électrode 1. **(b)** Evolution de la fréquence de Rabi $\Omega_{21}^{-}/2\pi$ avec l'amplitude radiofréquence $U_{1,pp}$. La fréquence de Rabi est estimée par un ajustement numérique de la première oscillation visible sur les courbes d'oscillations de Rabi temporelles. Les barres d'erreurs sont calculées en faisant une estimation pessimiste de la fréquence en tenant compte de toutes les oscillations accessibles. Le réglage des électrodes est celui issu de la procédure d'optimisation. A partir de là, une optimisation a été faite « manuellement » à une amplitude de 780 mV (point rouge) pour améliorer la polarisation. Ce réglage sera utilisé pour la circularisation.

Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre l'ensemble du dispositif expérimental que nous avons construit pour réaliser les expériences de manipulations cohérentes d'états de Rydberg. Dans un environnement cryogénique bien contrôlé, le dispositif permet l'interaction entre un atome et un champ radiofréquence polarisé σ^+. Nous avons vu en outre comment préparer optiquement ces atomes sur un état de Rydberg de faible m, point de départ pour transférer l'atome sur l'état circulaire.

Suivant une procédure bien précise pour régler la polarisation du champ radiofréquence, nous avons obtenu et mesuré des puretés très satisfaisantes. Il convient de souligner que tous les réglages de la polarisation ont été fait à une fréquence de $230,0\,\mathrm{MHz}$. La changer impliquerait de reprendre toute la procédure. Les expériences qui suivent sont par conséquent toutes réalisées avec une radiofréquence de fréquence fixe. C'est par le contrôle du champ électrique que les transitions atomiques sont mises en résonance avec la radiofréquence.

Chapitre III

Préparation d'atomes de Rydberg circulaires

Nous présentons dans ce chapitre la préparation d'états de Rydberg circulaires par interaction avec un champ radiofréquence polarisé σ^+. Nous ne nous intéresserons qu'à la circularisation à proprement parler, c'est-à-dire la phase de transfert d'un état de faible m vers l'état circulaire de la même multiplicité. L'état de faible m est accessible par l'absorption de photons optiques *via* des processus standards (cf §II.1.3). Nous étudions ici le transfert de moment cinétique entre le champ radiofréquence et l'atome de Rydberg selon deux procédés : l'oscillation de Rabi et le passage adiabatique. Pour chacun d'eux, nous décrirons le principe théorique et les résultats expérimentaux que nous avons obtenus en les mettant en application dans notre dispositif expérimental.

III.1 Atome de Rydberg couplé à un champ radiofréquence : éléments de théorie

Parmi ces deux procédés, l'oscillation de Rabi est le plus simple à décrire et par conséquent celui par lequel nous commencerons. Les équations que nous introduirons seront un point de départ pour présenter dans un second temps le passage adiabatique.

III.1.1 Oscillations de Rabi dans un atome de Rydberg

Les mécanismes de l'oscillation de Rabi peuvent être illustrés sur l'exemple d'un atome à deux niveaux. Nous la généraliserons ensuite à des systèmes de n niveaux équirépartis avant de les appliquer au cas plus concret de l'atome de rubidium.

III.1.1.a Oscillations de Rabi dans un atome à deux niveaux

Un atome à deux niveaux $|g\rangle$ et $|e\rangle$ séparés d'une énergie $\hbar\omega_{at}$ peut être formellement identifié à un spin 1/2 en prenant pour états propres de l'opérateur de spin $\hat{s}_z$ les états $|-\rangle_z = |g\rangle$ et $|+\rangle_z = |e\rangle$. On définit alors les opérateurs de spin

$$\hat{s}_x = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \hat{s}_y = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \hat{s}_z = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{III.1}$$

Le Hamiltonien de l'atome dans la base $\{|e\rangle, |g\rangle\}$ s'écrit

$$\hat{H}_0 = \omega_{at}\hat{s}_z. \tag{III.2}$$

Nous supposerons que le niveau $|g\rangle$ est un état de moment angulaire m et le niveau $|e\rangle$ de moment angulaire $m+1$. Le Hamiltonien d'interaction entre cet atome à deux niveaux et un champ radiofréquence polarisé σ^+ est donné par

$$\hat{V}(t) = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & \Omega_R \\ 0 & 0 \end{pmatrix} e^{-i\omega_{rf}t} + h.c. \tag{III.3}$$

où Ω_R est la pulsation de Rabi. L'élément de matrice $\langle e|\hat{V}|g\rangle$ traduit le fait que le champ polarisé σ^+ permet l'excitation de $|g\rangle$ vers $|e\rangle$ par l'absorption d'un photon. De même, le terme hermitien conjugué correspond à la desexcitation du niveau $|e\rangle$ vers le niveau $|g\rangle$ par émission d'un photon.

L'atome peut être vu comme un oscillateur de pulsation propre ω_{at}, excité par une perturbation extérieure à la pulsation ω_{rf}. Par analogie avec la mécanique classique, nous continuons l'étude en passant dans le référentiel tournant à la fréquence $\omega_{rf}/2\pi$. Dans la sphère de Bloch de l'atome à deux niveaux, cela revient à effectuer une rotation autour de l'axe (Z) d'un angle $\Phi = \omega_{rf}t$. Celle-ci est générée par la rotation

$$\hat{R}(\omega_{rf}t) = e^{-i\omega_{rf}t\hat{s}_z/\hbar}. \tag{III.4}$$

Dans ce référentiel tournant, l'expression du vecteur d'état $|\tilde{\psi}\rangle = \hat{R}^\dagger(\omega_{rf}t)|\psi\rangle$ vérifie l'équation de Schrödinger

$$i\hbar\frac{d}{dt}|\tilde{\psi}\rangle = \hat{H}_{sec}|\tilde{\psi}\rangle \quad \text{avec} \quad \hat{H}_{sec} = \frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} -\delta & \Omega_R \\ \Omega_R & \delta \end{pmatrix}, \tag{III.5}$$

où $\delta = \omega_{rf} - \omega_{at}$ est le désaccord de fréquence entre le champ électromagnétique et l'atome. Remarquons qu'aucune approximation de champ tournant n'est nécessaire ici : le Hamiltonien en référentiel tournant, appelé Hamiltonien séculaire $\hat{H}_{sec}$, est rigoureusement indépendant du temps. Le fait de coupler l'atome à un champ polarisé σ^+ ne fait apparaitre que des termes résonants. En effet, les deux procédés décrit par l'équation III.3 sont résonants : l'atome absorbe un photon pour passer de $|g\rangle$ à $|e\rangle$ et en émet un pour passer de $|e\rangle$ à $|g\rangle$.

En se plaçant dans le référentiel tournant de la radiofréquence, on se ramène à un Hamiltonien indépendant du temps. Dans ce référentiel, les états sont dits habillés par le champ radiofréquence. L'évolution temporelle du vecteur d'état $\left|\tilde{\psi}\right\rangle$ est donnée grâce à l'équation de Schrödinger par

$$\left|\tilde{\psi}(t)\right\rangle = e^{-i\hat{H}_{sec}t/\hbar}\left|\tilde{\psi}(0)\right\rangle, \tag{III.6}$$

où le Hamiltonien $\hat{H}_{sec}$ peut s'exprimer en fonction des opérateurs du moment cinétique $\hat{\boldsymbol{s}}$ par

$$\hat{H}_{sec} = -\delta\hat{s}_z + \Omega_R\hat{s}_x. \tag{III.7}$$

L'état $\left|\tilde{\psi}\right\rangle$ est représenté sur la sphère de Bloch par le vecteur de Bloch $\boldsymbol{U}$ définit par les coordonnées (Θ, Φ) (cf chapitre I). L'évolution de $\left|\tilde{\psi}(t)\right\rangle$ s'interprète donc sur la sphère de Bloch comme une rotation du vecteur de Bloch autour du vecteur rotation $\boldsymbol{\Omega}$ de composante

$$\Omega_X = \Omega_R \qquad \Omega_Y = 0 \qquad \Omega_Z = -\delta \tag{III.8}$$

Le vecteur de Bloch $\boldsymbol{U}$ précesse autour de $\boldsymbol{\Omega}$ avec une pulsation

$$\Omega = \|\boldsymbol{\Omega}\| = \sqrt{\Omega_R^2 + \delta^2} \tag{III.9}$$

Ce mouvement de précession induit une oscillation de la composante selon l'axe (Z) du vecteur de Bloch. La projection du vecteur d'état sur les états $|g\rangle$ et $|e\rangle$ varie donc sinusoïdalement au cours du temps avec une période Ω. Ces oscillations portent le nom d'*oscillations de Rabi*. Un exemple est présenté sur la figure III.1, pour un état initial $|g\rangle$ et un désaccord $\delta \neq 0$. Le champ étant désaccordé, l'amplitude des oscillations est limitée et le système reste avec une grande probabilité sur le niveau $|g\rangle$. Pour induire un transfert de l'atome de $|g\rangle$ vers $|e\rangle$, il faut annuler le désaccord comme illustré sur la figure III.2. Après une demi-période $T_{1/2} = \pi/\Omega$, la probabilité de peupler le niveau excité est égale à 1.

Dans un système à deux niveaux, l'oscillation de Rabi permet donc de transférer la population atomique d'un niveau à l'autre avec une efficacité de 100% à condition d'annuler le désaccord δ et de régler la durée d'allumage du champ radiofréquence à la demi-période de l'oscillation.

III.1.1.b Oscillations de Rabi de n niveaux équirépartis

Nous nous intéressons maintenant au cas d'un atome de Rydberg couplé à un champ radiofréquence σ^+. Le chapitre I nous a montré que l'évolution de l'état atomique se restreint aux n niveaux de l'échelle de spin m_2 constante. Nous supposerons que l'atome est initialement peuplé sur un niveau $m_2 = j_2$ si bien que nous ne considérerons que les

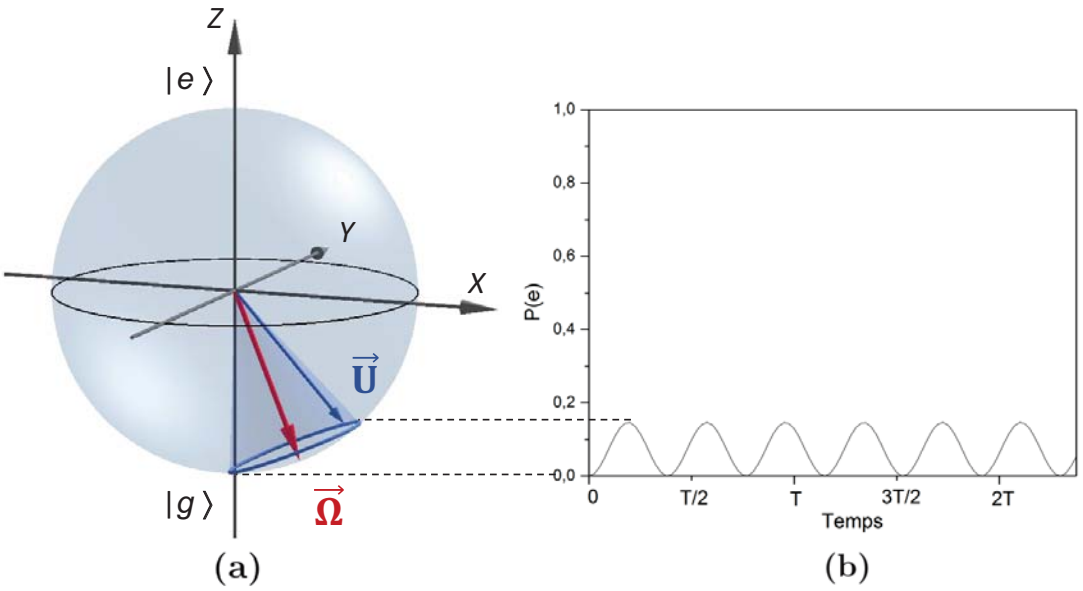


FIGURE III.1 – Oscillations de Rabi dans un système à deux niveaux pour un désaccord $\Omega_R/\delta = \tan(\pi/8)$ et un état initial $|g\rangle$. **(a)** Représentation de vecteur $\boldsymbol{U}$ sur la sphère de Bloch qui précesse autour du vecteur rotation $\boldsymbol{\Omega}$. **(b)** Cette précession se traduit par une oscillation de la population excitée $P(e)$ de fréquence Ω. La période de Rabi $T = 2\pi/\Omega$ est prise comme unité.

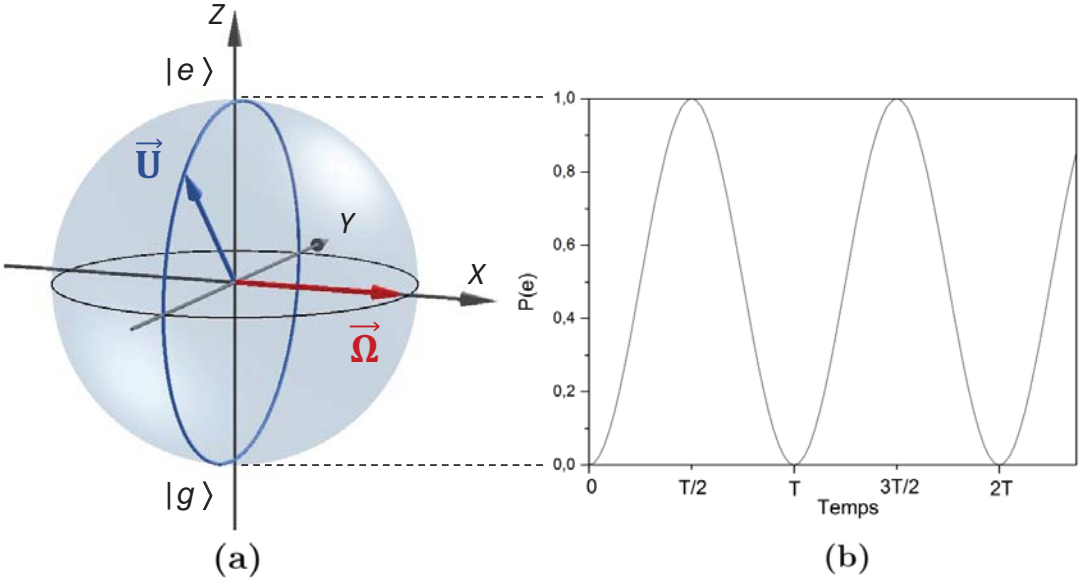


FIGURE III.2 – Oscillations de Rabi dans un système à deux niveaux pour un désaccord nul et un état initial $|g\rangle$. **(a)** Le vecteur $\boldsymbol{\Omega}$ est aligné avec l'axe (X) de la sphère de Bloch et le vecteur $\boldsymbol{U}$ décrit une rotation le long d'un méridien, passant d'un pôle à l'autre. **(b)** L'amplitude de l'oscillation est dans ce cas maximale. L'oscillation conduit à un transfert total da population de l'état $|g\rangle$ vers l'état $|e\rangle$.

niveaux de l'échelle de spin $m_2 = j_2$ (cf fig.I.6). Dans la limite d'une échelle harmonique, ces niveaux sont les $n = 2j_1 + 1$ niveaux d'un spin $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ que nous avons décrit au chapitre I. Pour simplifier les notations, les états de ce spin seront désormais notés à l'aide du nombre quantique $k = n_2 - n_1$ caractérisant l'excentricité de l'orbitale, où n_1 et n_2 sont les nombres quantiques paraboliques. Le nombre quantique k varie donc de 0 pour l'état circulaire à $n - 1$ pour l'état fondamental (fig.III.3). L'énergie des niveaux $|k\rangle$ est notée $\hbar\omega_k$ et,

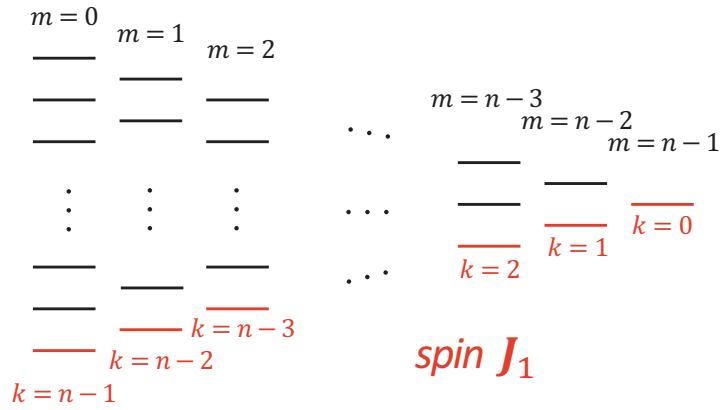


FIGURE III.3 – Dénomination des niveaux du spin $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ considérés. Le nombre quantique k est utilisé désormais pour caractériser les niveaux de l'échelle de spin considérée. Il est défini comme étant la valeur propre du vecteur de Runge-Lenz réduit $\hat{\boldsymbol{a}}_z|n, n_1, n_2, \pm\rangle = k\hbar|n, n_1, n_2, \pm\rangle$ (cf annexe A).

puisqu'ils sont équirépartis, la fréquence de la transition entre deux niveaux successifs est notée $\omega_k - \omega_{k+1} = \omega_{at}$. L'Hamiltonien de l'atome isolé s'écrit

$$\hat{H}_0 = \begin{pmatrix} \hbar\omega_0 & 0 & & 0 \\ 0 & \hbar\omega_1 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \hbar\omega_{n-1} \end{pmatrix}. \tag{III.10}$$

L'expression du Hamiltonien d'interaction du moment cinétique $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ avec un champ radiofréquence est de la forme (I.60)

$$\hat{V}(\hat{\boldsymbol{r}}, t) = \hat{V} e^{-i\omega_{rf} t} + h.c., \tag{III.11}$$

avec $\hat{V}$ qui se met sous la forme

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} 0 & V_1 & 0 & \dots & 0 \\ & 0 & V_2 & \ddots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \ddots & 0 \\ & & & & V_{n-1} \\ 0 & & \dots & & 0 \end{pmatrix}, \tag{III.12}$$

et les éléments de matrice V_k qui valent

$$V_k = \langle k|\hat{V}|k+1\rangle = \frac{3}{2} n a_0 q F_{rf} \sqrt{(n-k-1)(k+1)}. \tag{III.13}$$

En introduisant la pulsation de Rabi Ω_R par $\hbar\Omega_R = 3na_0qF_{rf}$, le couplage entre deux niveaux s'écrit simplement

$$V_k = \frac{\hbar\Omega_R}{2}\sqrt{(n-k-1)(k+1)}. \tag{III.14}$$

Le Hamiltonien total dépend du temps. Pour s'en affranchir, nous nous plaçons dans le référentiel tournant de la radiofréquence. Chaque vecteur $|k\rangle$ de la base voit sa phase tourner à la vitesse $-k\omega_{at}t$. Pour changer de référentiel, on ajoute à chaque composante une phase $k\omega_{rf}t$, ce qui correspond exactement à l'action de l'opérateur rotation $\hat{R}(\Theta = 0, \Phi = \omega_{rf}t)$, où Θ et Φ sont les angles des coordonnées sphériques de la sphère de Bloch (introduits au §I.1.3.b). Si le vecteur d'état $|\psi(t)\rangle$ se décompose sur la base $\{|k\rangle\}$ en

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{k=0}^{n} c_k(t)|k\rangle, \tag{III.15}$$

alors le vecteur d'état $\left|\tilde{\psi}(t)\right\rangle$ dans le référentiel tournant s'écrit

$$\left|\tilde{\psi}(t)\right\rangle = \sum_{k=0}^{n} \tilde{c}_k(t)|k\rangle = \sum_{k=0}^{n} c_k(t)e^{-ik\omega_{rf}t}|k\rangle. \tag{III.16}$$

L'équation de Schrödinger dans le nouveau référentiel, projetée sur la composante $|k = p\rangle$, conduit à une équation différentielle sur le coefficient $\tilde{c}_p(t)$

$$i\hbar\frac{d\tilde{c}_p(t)}{dt} = \sum_k \langle p|\hat{H}|k\rangle\tilde{c}_k(t)e^{i(k-p)\omega_{rf}t} + \hbar p\omega_{rf}\tilde{c}_p(t). \tag{III.17}$$

Le vecteur $|k\rangle$ est vecteur propre de l'Hamiltonien H_0, qui ne couple donc que l'état $|p\rangle$. De plus, l'état $|p\rangle$ est couplé à l'état $|p+1\rangle$ par l'opérateur $\hat{V}$ et à l'état $|p-1\rangle$ par l'opérateur $\hat{V}^\dagger$. L'équation différentielle se résume donc à

$$\begin{aligned} i\hbar\frac{d\tilde{c}_p(t)}{dt} = \hbar\delta_p\tilde{c}_p(t) &+ \langle p|\hat{V}e^{-i\omega_{rf}t}|p+1\rangle\tilde{c}_{p+1}(t)e^{i\omega_{rf}t} \\ &+ \langle p|\hat{V}^\dagger e^{i\omega_{rf}t}|p-1\rangle\tilde{c}_{p-1}(t)e^{-i\omega_{rf}t} \end{aligned}, \tag{III.18}$$

ce qui prend la forme

$$i\hbar\frac{d\tilde{c}_p(t)}{dt} = \hbar\delta_p\tilde{c}_p(t) + \langle p|\hat{V}|p+1\rangle\tilde{c}_{p+1}(t) + \langle p|\hat{V}^\dagger|p-1\rangle\tilde{c}_{p-1}(t), \tag{III.19}$$

avec $\delta_p = p(\omega_{rf} - \omega_{at})$. On généralise ainsi à un atome à n niveaux l'expression du Hamiltonien séculaire indépendant du temps

$$\hat{H}_{sec} = \begin{pmatrix} \hbar\delta_0 & V_1 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ V_1 & \hbar\delta_1 & V_2 & 0 & & \vdots \\ 0 & V_2 & \hbar\delta_2 & \ddots & & \\ & 0 & \ddots & \ddots & & 0 \\ \vdots & & & & & V_{n-1} \\ 0 & \dots & & 0 & V_{n-1} & \hbar\delta_{n-1} \end{pmatrix}. \tag{III.20}$$

Bien que dans un espace de plus grande dimension, le comportement de l'atome à n niveaux est très similaire à celui de l'atome à deux niveaux. En effet, $\hat{H}_{sec}$ s'écrit toujours comme une combinaison linéaire des opérateurs moments cinétiques $\hat{J}_z$ et $\hat{J}_x$ à travers l'expression

$$\hat{H}_{sec} = -\delta \hat{J}_z + \Omega_R \hat{J}_x. \tag{III.21}$$

Dans le référentiel tournant, l'évolution temporelle est donc décrite par une rotation autour du même vecteur de rotation $\mathbf{\Omega}$ que décrit pour l'atome à deux niveaux. Puisque le champ radiofréquence fait précesser le spin $\hat{\boldsymbol{J}}$ autour du vecteur $\mathbf{\Omega}$, on observe aussi des oscillations de Rabi. L'amplitude de ces oscillations dépend du désaccord δ. A résonance, l'amplitude est maximale et l'état du système, partant du niveau fondamental $|k = n-1\rangle$, atteint après une demi-période l'état d'énergie maximale $|k = 0\rangle$. L'évolution depuis l'état $|k = n-1\rangle$, donné par

$$\hat{U}(t)|k = n-1\rangle = \exp\left(i\frac{\delta t}{\hbar}\hat{J}_z - i\frac{\Omega_R t}{\hbar}\hat{J}_x\right)|k = n-1\rangle, \tag{III.22}$$

n'est autre qu'une rotation globale de l'état sur la sphère de Bloch, si bien que l'état $\hat{U}(t)|k = n-1\rangle$ est en fait un état cohérent de spin $|\Theta, \Phi\rangle$.

La figure III.4 présente l'oscillation de Rabi d'un spin couplé à un champ radiofréquence résonant pour le spin initialement dans l'état $|k = n-1\rangle$. Nous y avons tracé les probabilités d'occupation de plusieurs niveaux en fonction de la durée de l'impulsion radiofréquence. A mesure qu'on injecte la radiofréquence, le spin tourne : le niveau initial $|k = n-1\rangle$ se dépeuple tout d'abord au profit des niveaux voisins $|k = n-2\rangle$ et

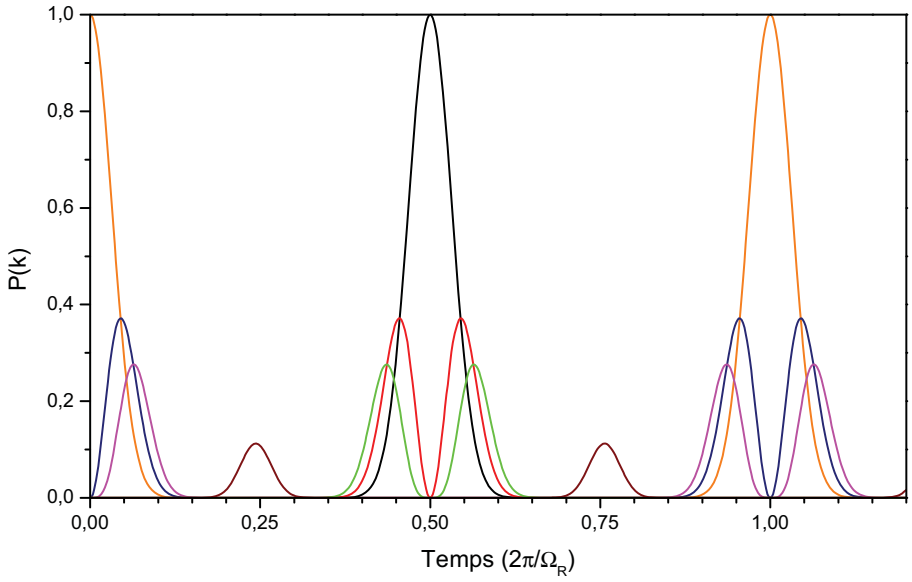


FIGURE III.4 – Simulations numériques d'une oscillation de Rabi d'un spin à $n = 51$ niveaux. L'oscillation commence du niveau $|k = n-1\rangle$ (orange). Sont représentés, par ordre de peuplement, les niveaux $|k = n-2\rangle$ (bleu), $|k = n-3\rangle$ (magenta), $|k = (n-1)/2\rangle$ (marron), $|k = 2\rangle$ (vert), $|k = 1\rangle$ (rouge) et $|k = 0\rangle$ (noir). Au bout d'une demi-oscillation ($t = \pi/\Omega_R$), le spin a été transféré dans l'état $|k = 0\rangle$.

$|k = n - 3\rangle$. Le spin continue sa rotation et finit par atteindre le pôle opposé de la sphère de Bloch. Il peuple alors les états $|k = 2\rangle$, $|k = 1\rangle$ puis l'état $|k = 0\rangle$ après une durée qui est égale à la demi-période de Rabi. A tout instant, le spin est dans un état cohérent, superposition d'états $|k\rangle$ (cf fig.I.11).

III.1.1.c Oscillations de Rabi dans un atome de rubidium

La situation est plus complexe dans le rubidium. Le défaut quantique introduit une forte anharmonicité qui modifie le spectre des niveaux de faible m (cf §I.2.2.b). Pour plus de clarté dans la description de l'atome de rubidium, nous utiliserons la notation $|k\rangle$, qui commencent à $k = 0$ pour le niveau circulaire, pour les niveaux qui conservent un comportement hydrogénoïde ou la notation $|m\rangle$, qui compte les niveaux dans l'autre sens, pour les niveaux ayant un défaut quantique important. Les valeurs des différentes transitions sont représentée sur la figure III.5 pour la multiplicité $n = 51$. Au-delà de $m = 3$, les niveaux se comportent comme ceux d'un spin, ce qui n'est pas le cas des niveaux $|m = 0\rangle$, $|m = 1\rangle$ et $|m = 2\rangle$. La fréquence de la transition $|m = 2\rangle \rightarrow |m = 3\rangle$ est cependant peu différente des fréquences des transitions hydrogénoïdes. Pour un champ électrique de $2,35\,\mathrm{V/cm}$ où les transitions hydrogénoïdes sont à 230 MHz, cette transition n'est désaccordée que de 3 MHz, ce qui peut être raisonnablement compensé par un

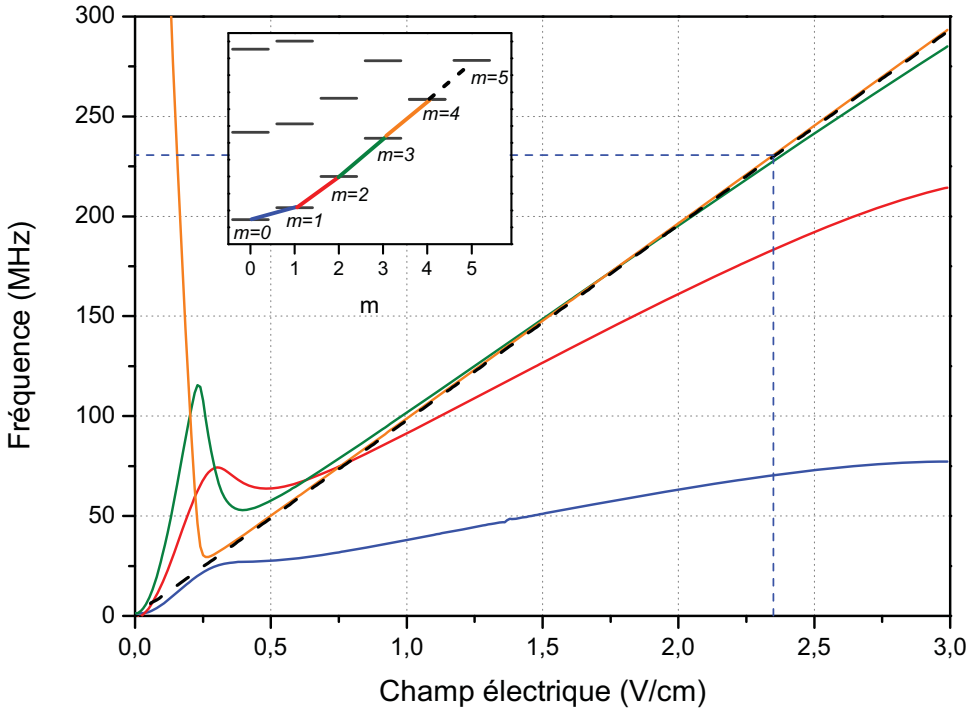


FIGURE III.5 – Simulations numériques des transitions $\Delta m = \pm 1$ des niveaux couplés par le champ radiofréquence dans le rubidium. Au-delà de $m = 5$, les transitions restent dégénérées et ne sont plus représentées. Les expériences seront réalisées à $2,35\,\mathrm{V/cm}$ lorsque les fréquences des transitions hydrogénoïdes valent 230 MHz.

couplage important. Cela justifie que l'on parte du niveau $|m = 2\rangle$ pour réaliser la circularisation. Une autre source d'anharmonicité est l'effet Stark quadratique différentiel qui lève la dégénérescence entre les transitions considérées. Au champ de $2,35\,\mathrm{V/cm}$, chaque transition est modifiée de $14\,\mathrm{kHz}$. Au total, la première transition $|m = 2\rangle \rightarrow |m = 3\rangle$ et la dernière $|k = 1\rangle \rightarrow |k = 0\rangle$ sont désaccordées de $700\,\mathrm{kHz}$. L'effet reste cependant minime devant l'effet du défaut quantique.

Pour réaliser une oscillation de Rabi dans le rubidium, il faut donc partir du niveau $|m = 2\rangle$ plutôt que du niveau $|m = 0\rangle$. Il est légitime de se demander comment se passe une telle oscillation, et en particulier quel sera l'état peuplé après une demi-oscillation. Pour déterminer l'effet précis de l'absence de deux niveaux (le niveau $|m = 0\rangle$ et le niveau $|m = 1\rangle$) dans une oscillation de Rabi, nous avons intégré les équations d'un spin idéal (cf fig.III.6). Le cas idéal discuté au paragraphe III.1.1.b d'une oscillation commençant dans l'état fondamental $|m = 0\rangle$ est présenté sur la figure III.6a. La figure III.6b montre une oscillation de Rabi avec pour état initial l'état $|m = 2\rangle$. Enfin, la figure III.6c montre une oscillation de Rabi partant du même niveau $|m = 2\rangle$ en l'absence de couplage entre ce niveau et le niveau $|m = 1\rangle$. La première oscillation transfère l'atome de l'état $|m = 0\rangle$ à l'état circulaire $|k = 0\rangle$. La deuxième oscillation transfère l'atome de l'état $|m = 2\rangle$ à l'état $|k = 2\rangle$. Si l'on supprime le couplage vers l'état $|m = 1\rangle$, l'état $|m = 2\rangle$ devient l'état fondamental d'une échelle quasi-harmonique et l'oscillation de Rabi transfère alors la population de ce niveau vers l'état circulaire $|k = 0\rangle$.

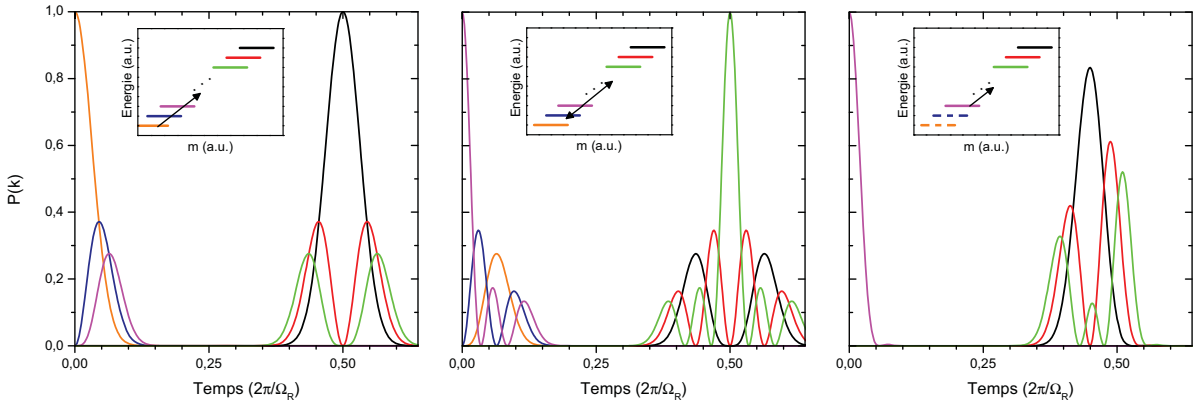


FIGURE III.6 – Exemples d'oscillations de Rabi dans un spin. **(a)** Oscillation depuis son niveau fondamental $|k = n - 1\rangle$. **(b)** Oscillation depuis le niveau $|k = n - 3\rangle$. **(c)** Oscillation depuis le niveau $|k = n - 3\rangle$ lorsque l'élément de matrice de la transition $|k = n - 3\rangle \rightarrow |k = n - 2\rangle$ est nul.

On remarque cependant que le transfert de population n'est pas total dans ce cas de figure. En effet, les éléments de matrice de cette nouvelle échelle ne sont pas exactement ceux d'un spin et on ne peut en fait plus décrire les niveaux atomiques par un moment cinétique. Le transfert est donc possible mais il n'est pas total. C'est pour cette raison que nous avons envisagé une autre méthode de préparation, le passage adiabatique.

III.1.2 Passage adiabatique dans un atome

L'oscillation de Rabi n'est pas nécessairement la manipulation la plus adaptée pour modifier l'état atomique lorsqu'on s'éloigne du modèle du spin. Une solution pour circulariser les atomes de rubidium, utilisée jusqu'alors par le groupe dans les expériences d'électrodynamique en cavité, consiste à réaliser le transfert depuis le niveau $|m = 2\rangle$ vers le niveau circulaire par un passage adiabatique. Cette notion désigne l'évolution adiabatique d'un état propre vers un autre état propre du système sous l'effet d'une perturbation. L'idée du passage adiabatique est d'introduire une perturbation dépendante du temps qui modifie progressivement l'expression des états propres. Le système suit le même niveau énergétique - d'où le terme d'adiabaticité - mais celui-ci varie lentement, faisant évoluer le système vers un autre état que l'état initial.

III.1.2.a Passage adiabatique pour un atome à deux niveaux

Reprenons l'exemple de l'atome à deux niveaux. En présence de couplage, les états propres de l'atome habillé désignés par $|\pm\rangle$ s'écrivent

$$|+,\Theta\rangle = \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right)|g,N\rangle + \cos\left(\frac{\Theta}{2}\right)|e,N-1\rangle \quad \text{(III.23)}$$

$$|-,\Theta\rangle = -\cos\left(\frac{\Theta}{2}\right)|g,N\rangle + \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right)|e,N-1\rangle, \quad \text{(III.24)}$$

où l'angle $0 \leq \Theta < \pi$ est défini par $\tan\Theta = \Omega_R/\delta$. Ils possèdent une énergie

$$E_\pm = \pm\hbar\Omega = \pm\hbar\sqrt{\Omega_R^2 + \delta^2}. \quad \text{(III.25)}$$

Sur le diagramme III.7 sont représentées les énergies propres en l'absence et en présence de couplage radiofréquence. A fort désaccord, la radiofréquence ne modifie pas les niveaux énergétiques. A résonance, le couplage lève la dégénérescence des états habillés. Les niveaux sont alors espacés d'une énergie $\hbar\Omega_R$. Lorsque l'on fait varier le désaccord δ en présence de couplage, les états propres $|\pm,\Theta\rangle$ s'évitent : on parle d'*anti-croisement*. Un passage adiabatique consiste à tirer profit de cet anti-croisement pour passer de l'état $|g,N\rangle$ à l'état $|e,N-1\rangle$. On peut le décrire en trois étapes :

- A grand désaccord δ négatif, on augmente lentement le couplage. Le niveau $|g,N\rangle$ devient progressivement le niveau $|-,\Theta\rangle$.
- A couplage constant, on varie le désaccord. Le système reste sur le niveau $|-,\Theta\rangle$ pendant toute cette phase.
- A grand désaccord δ positif, on éteint lentement le couplage pour que le niveau $|-,\Theta\rangle$ devienne progressivement le niveau $|e,N-1\rangle$.

A la fin du passage adiabatique, l'atome est passé de l'état $|g\rangle$ à l'état $|e\rangle$. Si l'on isole le système à un instant donné d'une de ces étapes, celui-ci sera sur un état propre de l'Hamiltonien séculaire. En pratique, on change le désaccord en faisant varier le champ électrique : le Hamiltonien varie donc dans le temps.

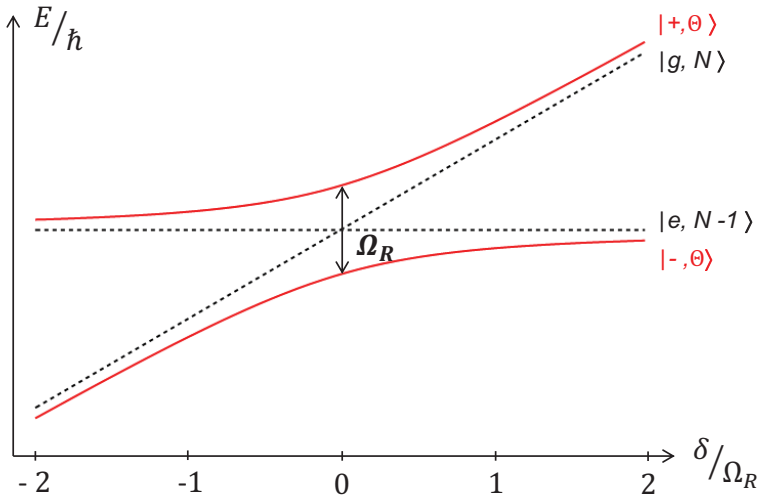


FIGURE III.7 – Energies des états habillés en fonction du désaccord δ pour un atome à deux niveaux. Les énergies sont représentées en référence à l'état $|e, N-1\rangle$. Sans couplage, les niveaux se croisent à résonance (niveaux en noir). Le couplage radiofréquence lève la dégénérescence des niveaux à résonance (niveaux en rouge).

Phase de variation du désaccord Pendant cette phase, l'ajout d'une perturbation dépendante du temps, à savoir la variation de δ, modifie le Hamiltonien total. La description en terme d'états habillés $|\pm\rangle$ ne reste valable que si cette perturbation introduit une énergie très faible devant la différence d'énergie entre les niveaux. Dans ce cas, le système suit l'anti-croisement : il reste sur le même niveau d'énergie pendant la transformation, on parle alors d'approximation adiabatique. La question de l'évolution d'un tel système a été initialement soulevée dans le cadre des collisions moléculaires inélastiques et porte le nom d'effet Landau-Zener [105, 106]. Celui-ci a été qualitativement étudié dans le cadre des atomes de Rydberg en champ électrique par Rubbmark *et al.* [107]. Dans le cas qui nous intéresse ici d'une variation linéaire du désaccord avec le temps, la probabilité de transférer un atome vers le niveau $|+,\Theta\rangle$ au cours du processus est donnée par

$$P_{|-\rangle\to|+\rangle} = \exp\left(-2\pi\frac{\hbar^2\Omega_R^2/4}{hdE/dt}\right). \tag{III.26}$$

La variation d'énergie lorsque le désaccord change s'écrit $dE/dt = \hbar d\delta/dt$. La probabilité de manquer l'anti-croisement sera faible si

$$\frac{d\delta}{dt} \lesssim \Omega_R^2. \tag{III.27}$$

D'un point de vue géométrique, le passage adiabatique correspond à la précession du vecteur de Bloch $\boldsymbol{U}$ autour du vecteur rotation $\boldsymbol{\Omega}$, qui réalise lui-même une rotation d'un pôle à l'autre de la sphère de Bloch. La trajectoire de $\boldsymbol{U}$ au cours de l'évolution est représentée sur la figure III.8. Le transfert sera grand si $\boldsymbol{U}$ précesse vite devant la variation du vecteur $\boldsymbol{\Omega}$, ce qui permet de retrouver la condition (III.27).

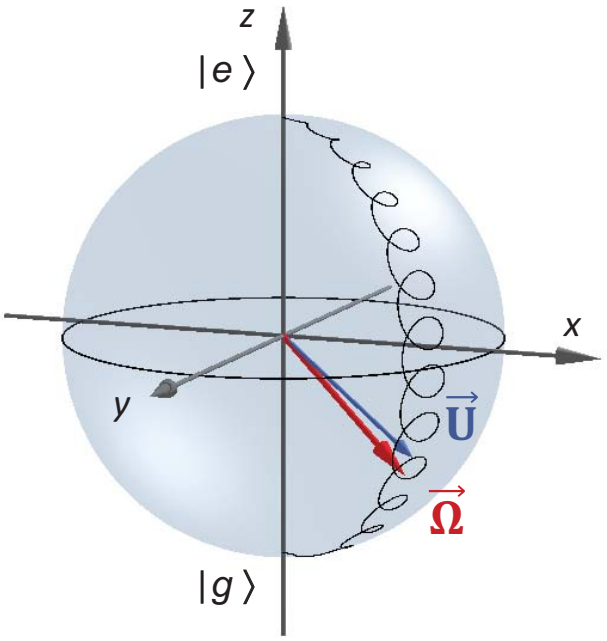


FIGURE III.8 – Représentation qualitative sur la sphère de Bloch du passage adiabatique. La condition d'adiabaticité peut aussi s'interpréter géométriquement : la vitesse de rotation de $\mathbf{\Omega}$ doit être lente devant la vitesse de précession du vecteur de Bloch $\boldsymbol{U}$. Cette dernière est maximale lorsque $\mathbf{\Omega}$ est selon l'axe (Ox) et donc $\delta = 0$. La vitesse de précession est donnée par Ω_R, et l'angle du vecteur de Bloch varie de $2\pi d\delta/\Omega_R$ en une durée dt. On retrouve ainsi une condition d'adiabaticité similaire $\Omega_R^2 \gg 2\pi d\delta/dt$.

Phases de variation du couplage radiofréquence Lors de la phase d'allumage de la radiofréquence, on souhaite que le niveau $|g, N\rangle$ se branche sur le niveau $|-, \Theta\rangle$. Pour la phase d'extinction, c'est le niveau $|-, \Theta\rangle$ qui doit se brancher sur le niveau $|e, N-1\rangle$. Là encore, le branchement n'est adiabatique qu'à condition que l'allumage et l'extinction de la radiofréquence soit suffisamment lent devant un temps caractéristique du système, afin que les états habillés soient toujours les états propres du système. Géométriquement, la condition est toujours la même : la vitesse de précession doit être grande devant la vitesse à laquelle tourne le vecteur rotation $\mathbf{\Omega}$. Cette phase s'effectue à grand désaccord, la vitesse de précession est donc égale à δ. La vitesse de rotation du vecteur $\mathbf{\Omega}$ vaut $d\Omega_R/\delta dt$. On en déduit la deuxième condition d'adiabaticité

$$\frac{d\Omega_R}{dt} \ll \delta^2. \tag{III.28}$$

Le processus sera d'autant plus adiabatique que le désaccord sera grand et la vitesse d'allumage ou d'extinction de la radiofréquence sera lente.

III.1.2.b Passage adiabatique dans un système à n niveaux

L'étude des oscillations de Rabi pour un atome à n niveaux équirépartis fait apparaître le Hamiltonien séculaire décrit à l'équation III.20. Ce Hamiltonien décrit encore le système dans la base de l'atome habillé, et toute l'approche faite pour l'atome à deux niveaux reste valable. La diagonalisation du Hamiltonien $\hat{H}_{sec}$ nous donne l'expression des énergies propres du système, qui valent

$$E_p = -p\Omega,\ -(p-1)\Omega,\ \ldots,\ p\Omega \quad \text{avec} \quad \begin{cases} p = n/2 \text{ si } n \text{ est pair} \\ p = (n+1)/2 \text{ si } n \text{ est impair.} \end{cases} \tag{III.29}$$

Les énergies propres sont tracées sur la figure III.9. La répulsion des états provoquent

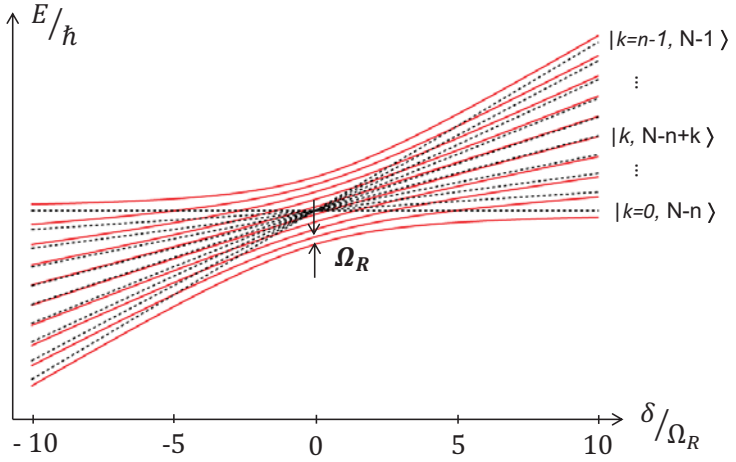


FIGURE III.9 – Energies propres de l'atome à n niveaux habillé par le champ radiofréquence. Les énergies sont tracées ici pour $n = 10$.

un anti-croisement des n niveaux considérés. Ceux-ci sont toujours équirépartis, avec une distance minimale égale à Ω_R à résonance. Si l'on fait varier le désaccord δ autour de la résonance, le niveau de plus basse énergie atomique se branche sur le niveau de plus grande énergie, l'avant-dernier niveau de basse énergie se branche sur l'avant-dernier niveau de plus haute énergie, etc. Partant du niveau $|k = n-1, N-1\rangle$, le passage adiabatique permet de transférer la population atomique vers le niveau circulaire $|k = 0, N-n\rangle$. Durant le processus, l'atome absorbe 48 photons radiofréquences σ^+ qui lui fournissent le moment cinétique nécessaire pour atteindre le niveau circulaire.

L'atome finira dans l'état circulaire $|k = 0\rangle$ s'il suit le premier anticroisement. Il finira dans l'état atomique $|1\rangle$ s'il rate le premier anti-croisement mais réussi le suivant, et ainsi de suite. Ainsi, la probabilité P_k de finir sur le niveau $|k\rangle$ est égale à la probabilité de manquer k anticroisement et d'en réussir 1, soit

$$P_k = P^k(1-P), \tag{III.30}$$

où P est la probabilité de manquer un anti-croisement. A résonance, chaque niveau est séparé du suivant par une énergie $\hbar\Omega_R$. La probabilité de manquer un anticroisement est

donc donnée par la même expression que pour l'atome à deux niveaux

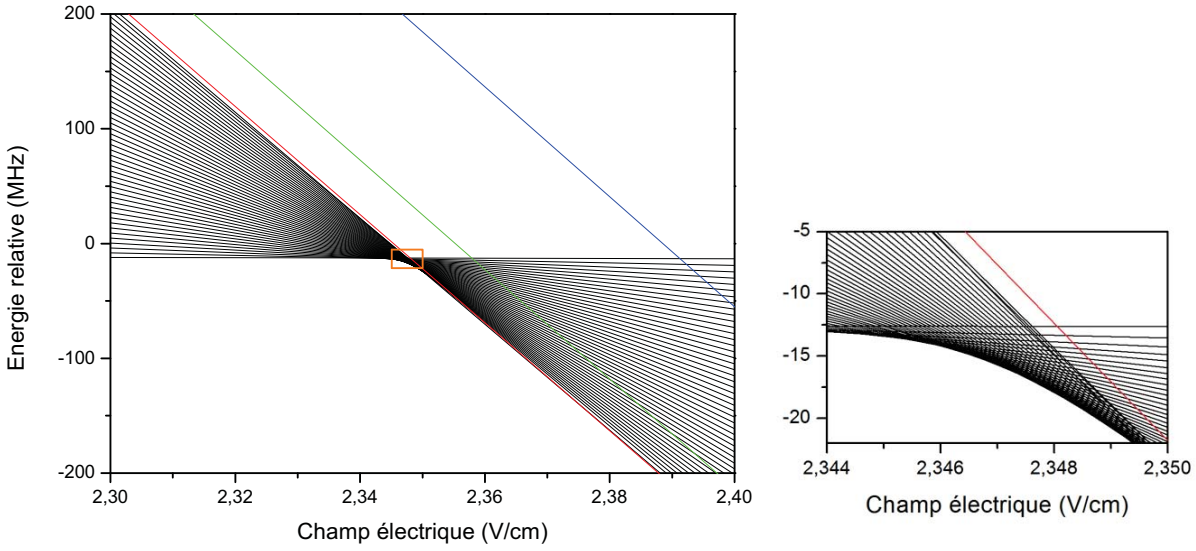
$$P = \exp\left(-2\pi \frac{\hbar^2 \Omega_R^2/4}{h\frac{dE}{dt}}\right). \tag{III.31}$$

L'état final sera l'état circulaire avec une probabilité $1-P$ et la condition d'adiabaticité est celle énoncée pour l'atome à deux niveaux (III.27). De même, la condition sur l'allumage et l'extinction de la radiofréquence reste identique à celle exprimée précédemment (III.28).

III.1.2.c Passage adiabatique dans le rubidium

Dans le rubidium, un grand nombre de niveaux conserve un comportement hydrogénoïde et se croise *a priori* au même champ électrique, comme décrit dans le paragraphe précédent et illustré sur la figure III.10a. En réalité, l'effet Stark quadratique, que nous n'avons pas pris en compte au chapitre précédent, apporte une légère correction à ce modèle et les niveaux se croisent en des champs électriques légèrement différents (fig.III.10b). Parmi les niveaux sensibles au défaut quantique, seul le niveau $|m = 2\rangle$ a un comportement quasi-hydrogénoïde. Les niveaux $|m = 0\rangle$ et $|m = 1\rangle$ sont décalés en énergie et croisent les autres niveaux à un champ électrique plus grand. Par conséquent, il est plus intéressant de décrire le passage adiabatique en champ décroisant qu'en champ croisant de façon à éviter les croisements avec les niveaux $m = 1$ et $m = 0$. La circularisation par passage adiabatique consiste donc à préparer l'état $|m = 2\rangle$, puis à faire varier le champ électrique autour de $2,35\,\mathrm{V/cm}$ dans le sens des champs décroissants.

Le passage adiabatique s'affranchit des irrégularités introduit par le défaut quantique en permettant un couplage entre le niveau $|m = 2\rangle$ et le niveau circulaire *via* tous les autre niveaux. Du défaut quantique du niveau $|m = 2\rangle$ ne reste que l'élément de matrice de la transition $|m = 2\rangle \rightarrow |m = 3\rangle$ qui n'est pas exactement égal à l'élément de matrice hydrogénoïde. L'écart n'est cependant que de $0,4\%$, cela n'a donc pas d'influence sur le passage adiabatique. L'autre avantage du passage adiabatique tel que nous le réalisons est qu'il absorbe la non-harmonicité due à l'effet Stark quadratique. Dans le sens des champs décroissants, l'anticroisement des niveaux $|m = 2\rangle$, $|m = 3\rangle$ a lieu avant celui des niveaux $|m = 3\rangle$, $|m = 4\rangle$ et ainsi de suite (fig.III.10b). Ici, l'effet reste faible car les ordres de grandeurs de l'effet Stark quadratique sont petits devant l'effet Stark linéaire. Pour de nombres quantiques principaux plus faibles, l'effet peut être suffisant pour résoudre les fréquences de résonance. Les premières techniques de circularisation s'appuyaient sur cet effet pour réaliser, plutôt qu'un passage adiabatique géant, une somme de passages adiabatiques individuels [54].



(a) **(b)**

FIGURE III.10 – Energies des états habillés par la radiofréquence dans la multiplicité $n = 51$ du rubidium, avec un couplage nul. Les niveaux sont tracés en fonction du champ électrique. **(a)** Vue d'ensemble sur les croisements. Les niveaux avec défaut quantique sont représentés en couleur (bleu, vert et rouge pour les niveaux $|m = 0\rangle$, $|m = 1\rangle$ et $|m = 2\rangle$. Exceptés les niveaux $|m = 0\rangle$ et $|m = 1\rangle$, tous les niveaux se croisent à un champ électrique voisin de $2,35\,\mathrm{V/cm}$. **(b)** Agrandissement sur les croisements des niveaux autour de $2,35\,\mathrm{V/cm}$ (correspond au cadre sur la figure (a)). L'effet Stark quadratique décale progressivement le croisement des niveaux. L'effet du défaut quantique du niveau $|m = 2\rangle$ est visible sur cet agrandissement.

III.2 Circularisation par passage adiabatique

Le passage adiabatique est plus adapté que l'oscillation de Rabi pour préparer des atomes de Rydberg circulaires dans un atome de rubidium. Nous l'avons donc appliqué dans notre dispositif et nous présentons ici les résultats expérimentaux que nous avons obtenus. Nous décrirons aussi les outils que nous avons mis en place pour caractériser le processus et déterminer les paramètres optimaux de la circularisation.

III.2.1 Premiers essais de circularisation

La méthode tradionnellement utilisée dans les expériences d'électrodynamique quantique en cavité pour préparer des atomes circulaires dans la multiplicité $n = 51$ est de réaliser la circularisation dans la multiplicité $n = 52$ et d'appliquer une impulsion micro-

onde dite de *purification* pour transférer les atomes du niveau circulaire $|52, k = 0\rangle$ vers le niveau circulaire $|51, k = 0\rangle$. De cette façon, les atomes qui n'ont pas atteints le niveau circulaire lors du passage adiabatique restent dans la multiplicité $n = 52$ et on s'assure ainsi que seul le niveau circulaire est peuplé dans la multiplicité d'intérêt $n = 51$. La circularisation est donc réalisée ici dans la multiplicité $n = 52$.

III.2.1.a Séquence expérimentale d'un passage adiabatique

Toutes les séquences expérimentales, passage adiabatique ou non, commencent par l'excitation optique des atomes par une impulsion laser de 1 µs et se terminent par l'ionisation des atomes dans le détecteur. Diverses impulsions micro-ondes ou radiofréquences permettent de manipuler l'état de l'atome, dans un champ électrique contrôlé. Toutes les manipulations ont lieu dans une fenêtre temporelle d'environ 30 µs, mais les atomes ne sont détectés qu'après 230 µs de temps de vol. La majeure partie du temps, l'état atomique n'est pas manipulé et les atomes ne font que traverser le dispositif expérimental. Cette dernière phase n'est jamais intégrée aux séquences présentées.

La séquence « type » d'un passage adiabatique est présentée sur la figure III.11. L'excitation optique par les lasers prépare les atomes sur le niveau $|52f, m = 2\rangle$. L'axe de quantification est ensuite tourné en 1 µs de 90 ° dans la direction verticale et orienté vers le haut (cf §II.2.1). Le champ électrique statique reste alors constant pendant une durée

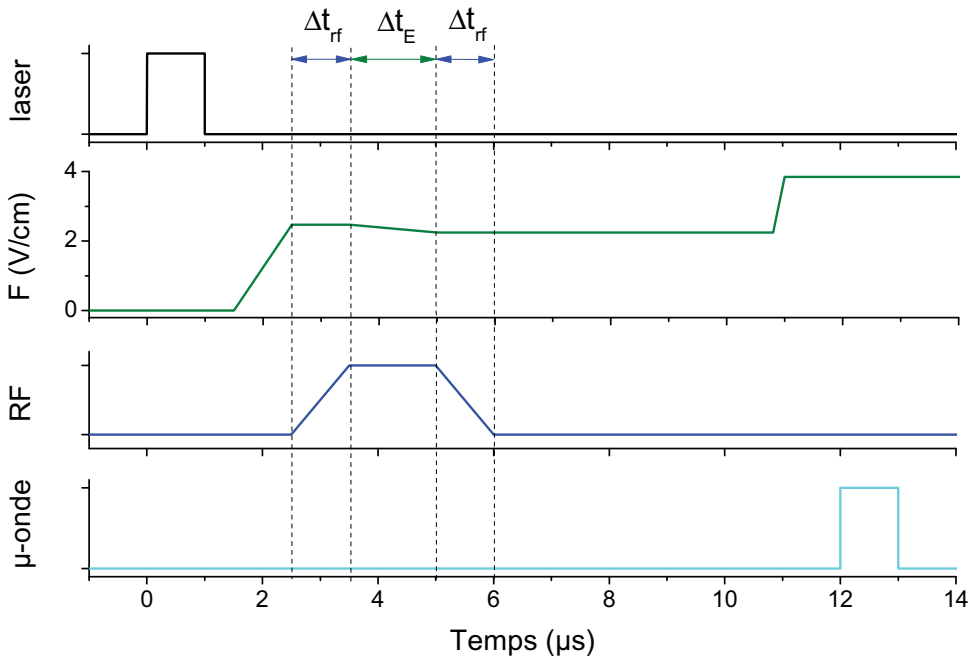


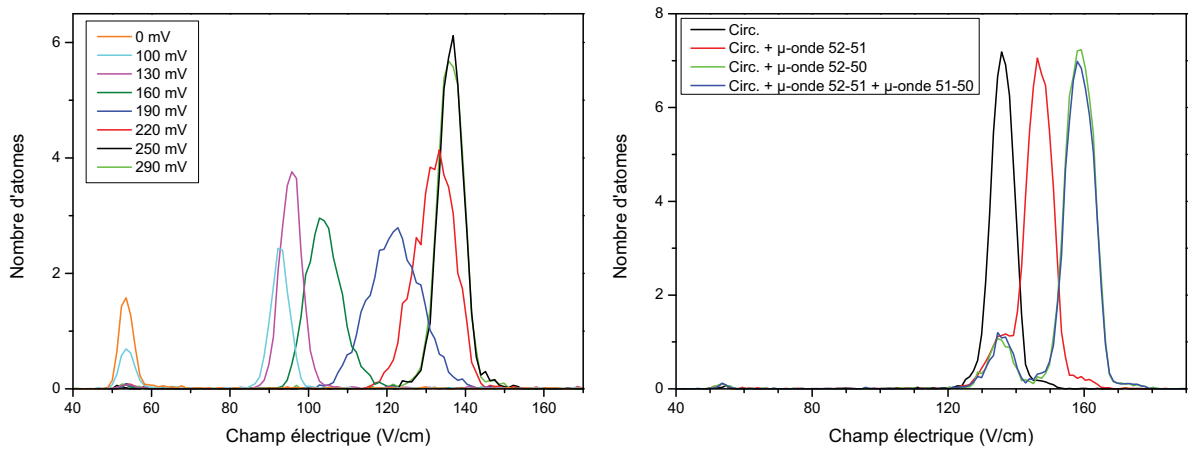
FIGURE III.11 – Séquences de circularisation par passage adiabatique. Nous avons représenté l'évolution temporelle (dans l'ordre) de l'impulsion laser, du champ électrique vertical, du champ radiofréquence et de la micro-onde de sonde.

Δt_{rf} pendant laquelle la radiofréquence est allumée. A cet instant, le champ électrique est supérieur au champ résonant, de sorte que la transition atomique soit désaccordée avec le champ radiofréquence avec un désaccord négatif. Le temps d'allumage Δt_{rf} peut être modifié afin de tester la condition d'adiabaticité (III.28). On décroît ensuite linéairement le champ électrique pendant une durée Δt_E afin de faire varier la transition atomique autour de la résonance. Si la seconde condition d'adiabaticité (III.27) est vérifiée, l'état atomique suit l'anti-croisement. On peut aussi faire varier Δt_E pour tester cette condition. La dernière étape consiste à maintenir le champ constant et désaccordé pendant la phase d'extinction de la radiofréquence, avec un désaccord positif. Ici encore, la durée d'extinction peut être modifiée. Au cours de cette phase, le niveau habillé peuplé par le passage adiabatique doit se brancher adiabatiquement sur le niveau circulaire $|52, k = 0\rangle$ et ainsi terminer le processus. Dans le cas précis de ce chapitre où nous souhaitons caractériser le processus de circulairsation, le champ électrique est augmenté à la valeur de $3,84\,\mathrm{V/cm}$ en fin de séquence pour accroitre les écarts entre les niveaux et faire des mesures par spectroscopie.

III.2.1.b Signaux d'ionisation de la circularisation

Dans un premier temps, la séquence expérimentale est appliquée avec une durée $\Delta t_E = 9\,\mu\mathrm{s}$ et une durée $\Delta t_{rf} = 1\,\mu\mathrm{s}$ pour un champ électrique variant de $2,49\,\mathrm{V/cm}$ à $2,19\,\mathrm{V/cm}$, ce qui correspond à un effet Stark linéaire pour $n = 52$ de 248 MHz et 219 MHz. L'état atomique est analysé directement par le signal d'ionisation. Celui-ci est mesuré pour différentes puissances du champ radiofréquence pour montrer l'évolution de l'état atomique. Les résultats sont présentés sur la figure III.12a. Sans radiofréquence, les atomes s'ionisent en un pic autour de $53\,\mathrm{V/cm}$ qui correspond donc au seuil du niveau $|52, m = 2\rangle$. A mesure que la puissance de la radiofréquence augmente, ce pic d'ionisation disparaît et un autre apparaît à un champ électrique de $\sim 95\,\mathrm{V/cm}$, laissant une large plage de champ électrique sur laquelle aucun atome ne s'ionise. En fait, l'ionisation des niveaux Stark dans les atomes de Rydberg est un processus complexe qui fait intervenir plusieurs effets en même temps [109, 110] : déplacement Stark des niveaux, effet Landau-Zener, mélange des états paraboliques, *etc.*. Dans les multiplicités voisines de $n = 52$ dans le rubidium, les niveaux s'ionisent sur une plage continue de champ électrique, sauf les niveaux $m \leq 3$ qui s'ionisent selon un processus différent pour un champ électrique nettement plus faible, si bien qu'ils sont séparés des autres niveaux sur les signaux d'ionisation.

Plus on augmente la puissance du champ radiofréquence, plus les atomes s'ionisent à un champ électrique élevé. Pour des puissances intermédiaires, le pic d'ionisation est large témoignant que l'atome est sur un état cohérent de spin, superposition cohérente de plusieurs états qui s'ionisent en des champs électriques différents. Finalement, le pic d'ionisation s'affine et se stabilise : si l'on augmente encore la puissance, le signal reste identique (courbes noire et verte). Il semble donc que l'atome soit dans l'état circulaire. Notons que nous détectons alors environ 6 atomes dans l'état final et seulement 1,6 dans le niveau initial $|52, m = 2\rangle$. Cette différence provient de l'efficacité du détecteur dont les



(a) **(b)**

FIGURE III.12 – Signaux d'ionisation de la circularisation par passage adiabatique et de purification de l'état final. **(a)** Variation de l'état atomique avec l'amplitude du champ radiofréquence $U_{1,pp}$ depuis l'état $|52, m = 2\rangle$. Le champ électrique d'ionisation est étalonné à partir de la valeur d'ionisation de l'état circulaire, égale à 136 V/cm [108]. L'augmentation apparente du nombre d'atomes entre l'état initial et l'état final est due à l'efficacité du détecteur qui a été optimisé pour le niveau circulaire. **(b)** Après circularisation dans la multiplicité $n = 52$ (courbe noire), une impulsion de purification transfère les atomes vers l'état $|51, k = 0\rangle$ (courbe rouge) ou vers l'état $|50, k = 0\rangle$ (courbe verte). La courbe bleue présente le signal d'ionisation correspondant à deux impulsions successives qui transfèrent en deux temps les atomes vers l'état $|51, k = 0\rangle$ puis vers l'état $|50, k = 0\rangle$.

paramètres - les tensions appliquées pour créer le champ électrique qui capte les électrons - ont été optimisés pour le niveau circulaire. L'effet est accentué par le fait que les atomes du niveau $|52, m = 2\rangle$, dont le temps de vie est faible devant celui du niveau circulaire, ont plus de chance de se désexciter avant d'atteindre le détecteur. Ces effets seront pris en compte par une efficacité de détection η_d entre le niveau $|m = 2\rangle$ et $|k = 0\rangle$.

Pour s'assurer de la présence d'atomes circulaires dans l'état final, nous avons appliqué une impulsion de purification depuis l'état final, dans le cas où $U_{1,pp} = 250\,\text{mV}$, à la fréquence de la transition $|52, k = 0\rangle \rightarrow |51, k = 0\rangle$ (transition micro-onde à un photon) ou $|52, k = 0\rangle \rightarrow |50, k = 0\rangle$ (transition micro-onde à deux photons). Les signaux d'ionisation sont présentés sur la figure III.12b. Les impulsions micro-ondes sont optimisées pour réaliser une *impulsion* π qui transfère un nombre maximal d'atomes vers l'état final. Malgré cela, on observe qu'un nombre conséquent d'atomes n'est pas transféré, de façon sensiblement équivalente sur les deux signaux. Cela peut être attribué à l'efficacité de l'impulsion π ou bien signifier que ces atomes ne sont pas des atomes circulaires et qu'ils ne peuvent par conséquent pas être transférés par les impulsions micro-ondes. Sans pouvoir encore le prouver, nous avons aussi mesuré à titre d'exemple le signal d'ionisation lorsqu'on applique, après la purification vers le niveau $|51, k = 0\rangle$, une deuxième impulsion qui transfère les atomes du niveau $|51, k = 0\rangle$ vers le niveau $|50, k = 0\rangle$. Le signal se superpose quasiment parfaitement avec celui de la purification à deux photons. Aucun atome ne reste

donc sur le niveau $|51, k = 0\rangle$, ce qui signifie que cette impulsion-là a une efficacité proche de 100%. On peut raisonnablement en attendre autant des autres impulsions micro-ondes et penser que les atomes non-transférés ne sont pas des atomes circulaires.

Il semble donc que le passage adiabatique que nous avons réalisé ne soit pas parfait. Malheureusement, la détection par ionisation ne permet pas de résoudre les niveaux au sein d'une multiplicité Stark et ne nous suffit pas pour caractériser l'efficacité de la circularisation par passage adiabatique. Néanmoins, comme nous le montrent ces résultats, la sélectivité de la micro-onde est un outil puissant pour analyser les états atomiques. Nous avons donc mis en place une série de *sondes* micro-ondes pour mesurer individuellement les niveaux Stark.

III.2.2 Caractérisation des sondes micro-ondes

L'objectif en utilisant des sondes micro-ondes est de mesurer l'efficacité de la circularisation par passage adiabatique à travers la pureté $\mathcal{P}$ de l'état circulaire préparé. Les sondes seront établies de façon à mesurer la probabilité d'occupation des niveaux de la multiplicité $n = 51$. Nous pourrons ainsi caractériser et comparer la pureté d'une circularisation effectuée dans la multiplicité $n = 51$ avec celle d'une circularisation dans la multiplicité $n = 52$ suivie d'une impulsion de purification vers $n = 51$. La pureté de l'état $|51, k = 0\rangle$ s'exprime comme

$$\mathcal{P} = \frac{P_{k=0}}{\sum_{n_1 m} P_{n_1 m}}, \tag{III.32}$$

où $P_{n_1 m}$ sont les probabilités d'occupation des niveaux $|51, n_1, m\rangle$ de la multiplicité $n = 51$ et $P_{k=0}$ la probabilité d'occupation du niveau $|51, k = 0\rangle$.

III.2.2.a Principe des sondes

Le principe des sondes micro-ondes est de transférer la population d'un niveau spécifique de la multiplicité Stark vers une autre multiplicité où l'on puisse le détecter, sans que le signal d'ionisation ne soit perturbé par d'autres niveaux atomiques. Les signaux présentés préalablement (cf fig.III.12) montrent qu'il est préférable de transférer les atomes vers des multiplicités d'énergie plus faibles où aucun état $n = 51$ ne s'ionisent. Pour résoudre le mieux possible les signaux d'ionisation, il est aussi préférable d'appliquer des sondes micro-ondes à deux photons. Ces dernières ont par conséquent été dirigées sur la multiplicité $n = 49$.

Il n'est heureusement pas utile de mesurer les n^2 niveaux de la multiplicité. Le résidu d'atomes visibles sur les signaux d'ionisation de la figure III.12b indiquent que seuls les niveaux voisins du niveau circulaire sont probablement peuplés après le passage adiabatique. Nous identifions deux limites principales dans le transfert des atomes vers le niveau

circulaire : la pureté du champ radiofréquence et l'efficacité du passage adiabatique. Pour la première, l'existence d'une composante σ^- dans le champ radiofréquence engendrerait une rotation du spin $\hat{\boldsymbol{J}}_2$, indépendamment de la rotation du spin $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ puisque les deux spins sont découplés. L'évolution d'un état cohérent autour de l'état de spin maximal $|j_2, j_2\rangle$ étant quadratique et la polarisation de la radiofréquence très pure, nous pouvons raisonnablement espérer que l'effet de la composante σ^- sera très faible. Nous ne mesurerons donc que les états $|j_2, j_2\rangle$ et $|j_2, j_2 - 1\rangle$. La deuxième limite concerne l'efficacité du passage adiabatique. Le défaut de la première transition rend imparfait le transfert vers l'état circulaire. D'autre part, les différentes étapes ne seront pas nécessairement parfaitement adiabatiques et la probabilité P de manquer un anti-croisement peut être non nulle (cf §III.31). Cependant, la probabilité de manquer k anticroisement diminue en P^k. Nous ne mesurerons donc que les deux derniers états avant le circulaire. Ces deux conditions rassemblées, nous ne mesurerons que les cinq états présentés sur la figure III.13. Plus plus de clarté, nous désignerons par un « ' » les états de la deuxième diagonale et cette notation s'appliquera aussi bien pour les états $|k\rangle$ que pour les états $|m\rangle$.

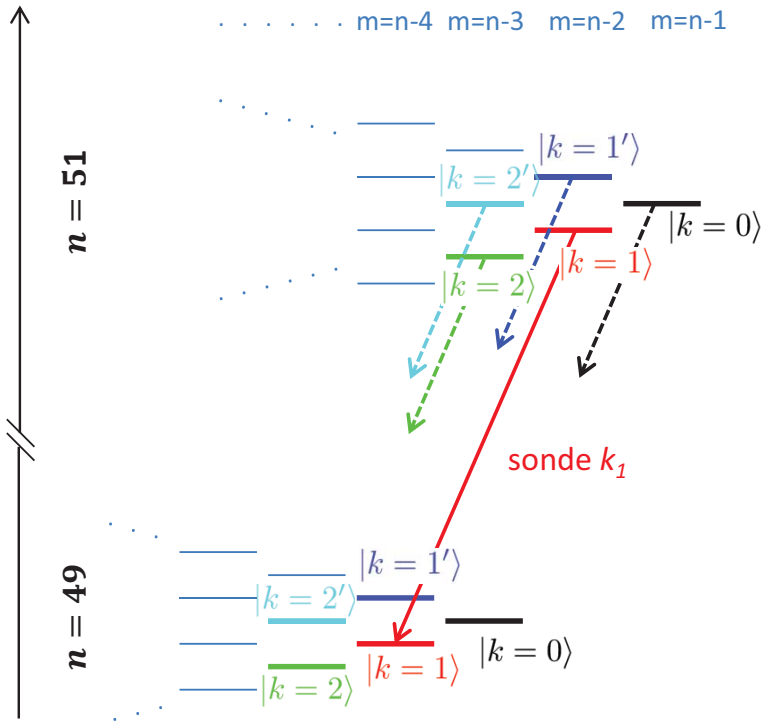


FIGURE III.13 – Présentation des sondes micro-ondes et des niveaux sondés. Les sondes micro-ondes transfèrent sélectivement les atomes d'un niveau $|51, k_s\rangle$ de la multiplicité $n = 51$ vers la multiplicité $n = 49$ et seront appelées *sonde* k_s en référence au niveau qu'elles sondent.

Les sondes micro-ondes doivent être sélectives pour ne mesurer les niveaux qu'un par un. C'est pour cette raison qu'elles sont effectuées à un champ électrique élevé de $3,84\,\mathrm{V/cm}$: plus l'effet Stark linéaire différentiel entre les niveaux est important, plus il

est aisé de les résoudre spectralement. Les sondes seront donc optimisées à ce champ-là de façon à réaliser une impulsion π, avec toute fois une durée qui nous garantissent leur sélectivité. Dans ces conditions et contrairement aux impulsions micro-ondes appliquées sur les niveaux circulaires au paragraphe III.2.1.b, ces sondes n'ont pas une efficacité proche de 1. Pour que la mesure soit quantitative, il nous faut donc aussi connaitre l'efficacité de nos sondes η_s. Déterminer cette efficacité avec précision est difficile. Il faut pour cela préparer l'état sondé $|51, k_s\rangle$ le plus pur possible et mesurer précisemment les populations des niveaux $|51, k_s\rangle$ et $|49, k_s\rangle$. Heureusement, toute contamination de l'état $|51, k_s\rangle$ conduira à sur-estimer la population de cet état et donc à sous-estimer l'efficacité de la sonde η_s. Pour le calcul de la pureté $\mathcal{P}_k$ de l'état circulaire, l'erreur commise pour $k \neq 0$ aura pour effet de sous-estimer la pureté du processus. Seules l'efficacité de la sonde circulaire ne doit pas être sur-estimée. Pour chaque sonde, nous décrivons ici comment a été préparé le niveau $|51, k_s\rangle$ et estimé le taux de transfert. En pratique, l'efficacité des sondes changent d'un jour à l'autre, elle est donc mesurée avant chaque mesure.

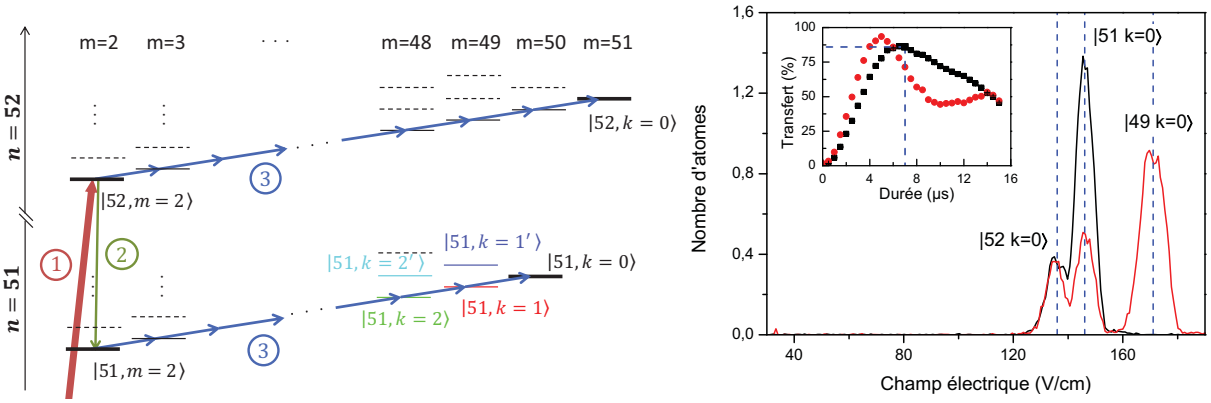
III.2.2.b Sondes k_0, k_1 et k_2

La préparation des états $|51, k = 0\rangle$, $|51, k = 1\rangle$ et $|51, k = 2\rangle$ exploite les propriétés du passage adiabatique : le i-ième niveau le moins énergétique se branche sur le i-ième niveau le plus énergétique. Nous savons que le niveau $|51, m = 2\rangle$ se branche adiabatiquement sur le niveau circulaire $|51, k = 0\rangle$. Par conséquent, le niveau $|51, m = 3\rangle$ se branche sur le niveau $|51, k = 1\rangle$ et le niveau $|51, m = 4\rangle$ sur le niveau $|51, k = 2\rangle$. Le passage adiabatique nous fournit donc un moyen d'atteindre les états de grand m à condition de pouvoir préparer les états de faibles m. Or, tous ne sont pas accessibles par excitation optique. Nous avons donc procédé par l'intermédiaire d'une transition micro-onde. L'excitation optique prépare dans la multiplicité $n = 52$ l'état $|52, m = 2\rangle$ ou l'état $|52, m = 3\rangle$ et une transition micro-onde de *préparation* transfère l'atome vers l'un des niveaux de la multiplicité $n = 51$.

L'inconvénient de cette méthode est qu'on peuple transitoirement un état dans la multiplicité $n = 52$. L'efficacité de la micro-onde de préparation étant limitée, des atomes restent dans cette multiplicité après l'impulsion. Comme les conditions pour un passage adiabatique dans les multiplicités $n = 51$ et $n = 52$ sont très proches, ces atomes risquent d'être partiellement transférés lors du passage adiabatique. Cela provoquerait une répartition non-controllée de ces atomes sur les niveaux de la multiplicité $n = 52$ et donc une dégradation du rapport signal-sur-bruit des signaux d'ionsiation. Pour éviter ce transfert incontrôllé, nous faisons un passage adiabatique qui transfère aussi bien les atomes de chacune des deux multiplicités. De cette façon, les atomes $n = 52$ seront transférés majoritairement vers un seul niveau de la multiplicité $n = 52$ qui ne s'ionisera qu'à un seuil bien précis. En pratique, il suffit d'élargir la borne inférieure du champ électrique qui varie donc ici entre $2,47\,\mathrm{V/cm}$ (240 MHz d'effet Stark linéaire pour $n = 51$) et $2,05\,\mathrm{V/cm}$ (205 MHz d'effet Stark linéaire pour $n = 52$). La durée du passage adiabatique est allongée à 4 µs et la radiofréquence est allumée en 150 µs. La transition micro-onde de préparation

est effectuée à un champ plus faible de $1,23\,\mathrm{V/cm}$ où les modes spaciaux de la micro-onde nous offraient plus de puissance.

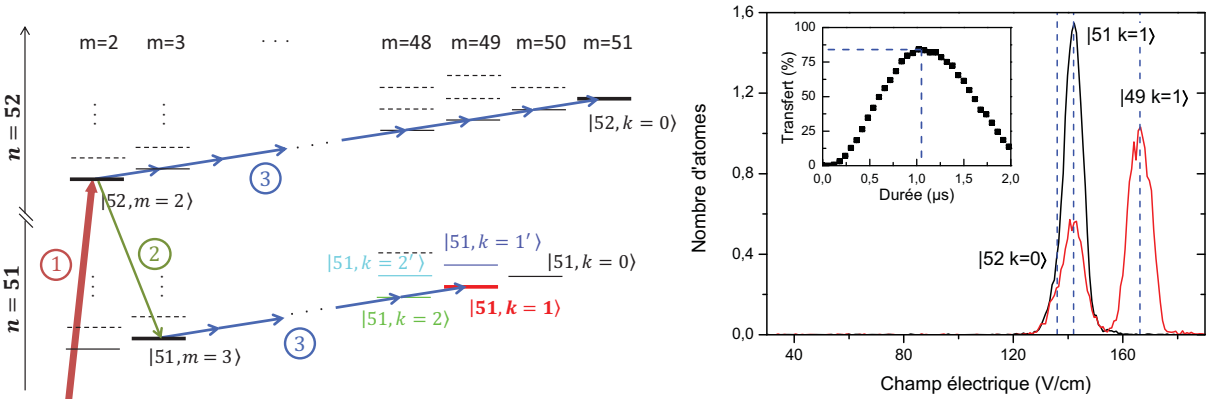
Sonde k_0 Le niveau $|51,k_0\rangle$ est préparé selon le mode opératoire décrit en figure III.14a. La sonde circulaire doit résoudre les niveaux $|51,k=0\rangle$ et $|51,k=2'\rangle$ qui ne sont séparés par effet Stark quadratique différentiel que de $250\,\mathrm{kHz}$. L'impulsion dure donc $7\,\mu\mathrm{s}$. la sonde est ensuite optimisée en ajustant la puissance pour réaliser une impulsion π (insert dans la figure III.14b). Le taux de transfert n'atteint ici que $\eta_0 = 86\%$. Pour s'assurer qu'on mesure bien ici l'efficacité de la sonde et non l'efficacité du passage adiabatique, une impulsion plus courte est réalisée pour le même passage adiabatique : le taux de transfert monte à 94%. Nous justifierons *a posteriori* que la différence de 8% entre ces deux impulsions n'est pas due à un peuplement du niveau $|51,k=2'\rangle$ mais bien à l'efficacité de cette sonde. Les signaux d'ionisation avec ou sans la sonde circulaire sont présentés sur la figure III.14b. On y distingue les deux pics d'ionisation des niveaux $|51,k=0\rangle$ et $|49,k=0\rangle$ ainsi que celui du niveau $|52,k=0\rangle$, issu de la circularisation du résidu d'atomes dans le niveau $|52,m=2\rangle$.



(a) **(b)**

FIGURE III.14 – Réglage de la sonde circulaire. **(a)** Schéma de préparation du niveau $|51,k=0\rangle$. L'excitation optique prépare le niveau $|52,m=2\rangle$. La micro-onde de préparation transfère les atomes vers le niveau $|51,m=2\rangle$ par une transition $\Delta m = 0$ et le passage adiabatique transfère les atomes sur le niveau $|51,k=0\rangle$. Le résidu d'atomes sur le niveau $|52,m=2\rangle$ est transféré par le passage adiabatique sur le niveau $|52,k=0\rangle$. **(b)** Signaux d'ionisation avec (rouge) ou sans (noir) sonde. Les traits pointillés indiquent les seuils d'ionisation des niveaux étiquettés. Le signal sans la sonde montre deux résonances : l'un correspond à l'état $|51,k=0\rangle$ et l'autre à l'état $|52,k=0\rangle$ dû au résidu d'atomes dans le niveau $|52,m=2\rangle$. Avec la sonde, les atomes dans l'état $|52,k=0\rangle$ ne sont pas du tout transférés. L'oscillation de Rabi temporelle de la sonde est présentée dans l'insert. La puissance de la micro-onde est réglée pour faire une impulsion π de durée $7,0\,\mu\mathrm{s}$. La deuxième oscillation montre que l'efficacité pourrait être meilleure avec une impulsion plus courte.

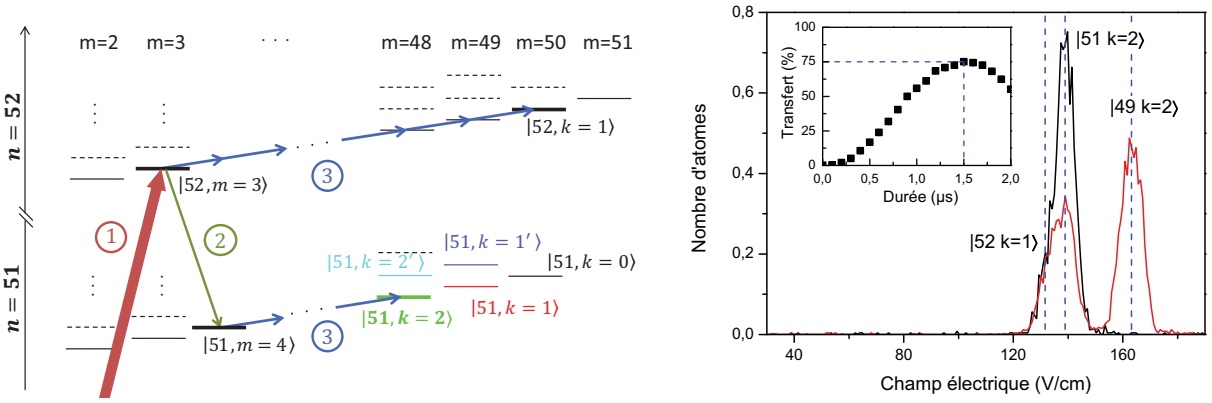
Sonde k_1 Le niveau $|51, k = 1\rangle$ est préparé selon le mode opératoire décrit en figure III.15a. Cette sonde doit résoudre les transitions $|51, k = 1\rangle \rightarrow |49, k = 1\rangle$ et $|51, k = 0\rangle \rightarrow |49, k = 0\rangle$, d'effet Stark linéaire différentiel $7,4\,\mathrm{MHz}$. L'oscillation de Rabi est réglée pour une impulsion π à $1,05\,\mu\mathrm{s}$ qui résout ce désaccord. On mesure ici une efficacité de transfert de $\eta_1 = 84\%$ (insert fig.III.15b). Les signaux d'ionisations et les différents seuils sont indiqués sur la figure III.15b. L'erreur de comptage due à l'ionisation d'atomes du niveau $|52, k = 0\rangle$ au seuil du niveau $|51, k = 1\rangle$ a pour effet de surestimer la population du niveau $|51, k = 1\rangle$ et nous fera donc sous-estimer l'efficacité de la sonde.



(a) **(b)**

FIGURE III.15 – Réglage de la sonde k_1. **(a)** Schéma de préparation du niveau $|51, k = 1\rangle$. L'excitation optique prépare le niveau $|52, m = 2\rangle$. La micro-onde de préparation transfère les atomes vers le niveau $|51, m = 3\rangle$ par une transition $\Delta m = 1$. Enfin, le passage adiabatique prépare le niveau $|51, k = 1\rangle$, en même temps qu'il transfère le résidu d'atomes du niveau $|52, m = 2\rangle$ vers le niveau $|52, k = 0\rangle$. **(b)** Signaux d'ionisation avec (rouge) ou sans (noir) sonde. Le signal sans la sonde ne montre qu'un pic car les seuils des niveaux $|51, k = 1\rangle$ et $|52, k = 0\rangle$ sont presque confondus. Avec la sonde, les atomes dans l'état $|51, k = 1\rangle$ sont transférés vers le niveau $|49, k = 1\rangle$. L'oscillation de Rabi temporelle de la sonde (insert) montre qu'on réalise une impulsion π pour une durée de $1,05\,\mu\mathrm{s}$.

Sonde k_2 Le niveau $|51, k = 2\rangle$ est préparé selon le mode opératoire décrit en figure III.16a. Ne pouvant réaliser une transition $\Delta m = 2$ entre les niveaux $|52, m = 2\rangle$ et le niveau $|51, m = 4\rangle$, nous avons préparé optiquement le niveau $|52, m = 3\rangle$. Pour cela, le champ électrique d'excitation est diminué à $0,187\,\mathrm{V/cm}$, où le niveau $|52, m = 3\rangle$ est résolu (cf fig.II.15), et la polarisation du laser L_3 est changée. Le résidu d'atomes après la micro-onde de préparation dans le niveau $|52, m = 3\rangle$ est transféré par passage adiabatique sur le niveau $|52, k = 1\rangle$. Cette sonde doit permettre de résoudre le niveau $|51, k = 2\rangle$ des autres niveaux ($|51, k = 1\rangle$, $|51, k = 0\rangle$). L'effet Stark linéaire différentiel est le même que pour la sonde précédente, une impulsion courte sera donc adaptée. Le réglage sur l'oscillation de Rabi conduit à une impulsion π de $1,5\,\mu\mathrm{s}$ pour une efficacité de transfert de $\eta_2 = 78\%$ (insert fig.III.16b). Les signaux d'ionisation sont présentés sur la figure III.16b et sont similaires à ceux de la sonde k_1.



(a) **(b)**

FIGURE III.16 – Réglage de la sonde k_2. **(a)** Schéma de préparation du niveau $|51, k = 2\rangle$. L'excitation optique prépare le niveau $|52, m = 3\rangle$. La micro-onde de préparation transfère les atomes vers le niveau $|51, m = 4\rangle$ par une transition $\Delta m = 1$. Enfin, le passage adiabatique prépare le niveau $|51, k = 2\rangle$, en même temps qu'il transfère le résidu d'atomes du niveau $|52, m = 3\rangle$ vers le niveau $|52, k = 1\rangle$. **(b)** Signaux d'ionisation avec (rouge) ou sans (noir) sonde. La préparation du niveau $|52, m = 3\rangle$ n'est pas optimiale et justifie la diminution du nombre d'atomes. Le signal sans la sonde ne montre qu'une résonance car les seuils des niveaux $|51, k = 2\rangle$ et $|52, k = 1\rangle$ sont presque confondus. Avec la sonde, les atomes dans l'état $|51, k = 2\rangle$ sont transférés vers le niveau $|49, k = 2\rangle$. La puissance de la micro-onde est réglée pour faire une impulsion π de $1,5\,\mu$s (insert).

III.2.2.c Sondes $k_{1'}$ et $k_{2'}$

Le principe de ces sondes est similaire aux précédentes sauf qu'on travaille sur les niveaux de la deuxième diagonale. Le mode opératoire de la préparation du niveau $|51, k = 1'\rangle$ est présenté sur la figure III.17. Tout d'abord, l'élément de matrice de la

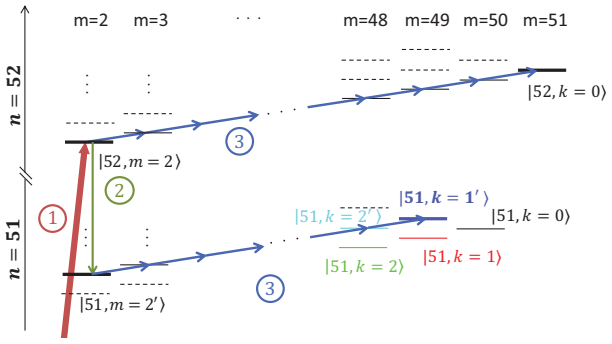


FIGURE III.17 – Schéma de préparation du niveau $|51, k = 1'\rangle$. L'excitation optique prépare le niveau $|52, m = 2\rangle$. La micro-onde de préparation transfère les atomes vers le niveau $|51, m = 2'\rangle$ par une transition $\Delta m = 0$. Enfin, le passage adiabatique prépare le niveau $|51, k = 1'\rangle$. Le résidu d'atomes sur le niveau $|52, m = 2\rangle$ est transféré par le passage adiabatique sur le niveau $|52, k = 0\rangle$.

transition micro-onde de préparation est très faible et la majeure partie des atomes reste sur le niveau $|52, m = 2\rangle$. D'autre part, notre passage adiabatique n'est pas aussi efficace pour les niveaux de cette diagonale que pour ceux de la diagonale la plus basse. En conséquence, le niveau $|51, k = 2'\rangle$ est aussi peuplé au terme du passage adiabatique. Les niveaux sont donc contaminés l'un par l'autre. Pour mesurer les efficacités de détection, nous avons pris plusieurs signaux d'ionisation en appliquant l'une ou/et l'autre des sondes de façon à mesurer l'effet de chaque sonde sur les populations (fig.III.18c-b-c-d).

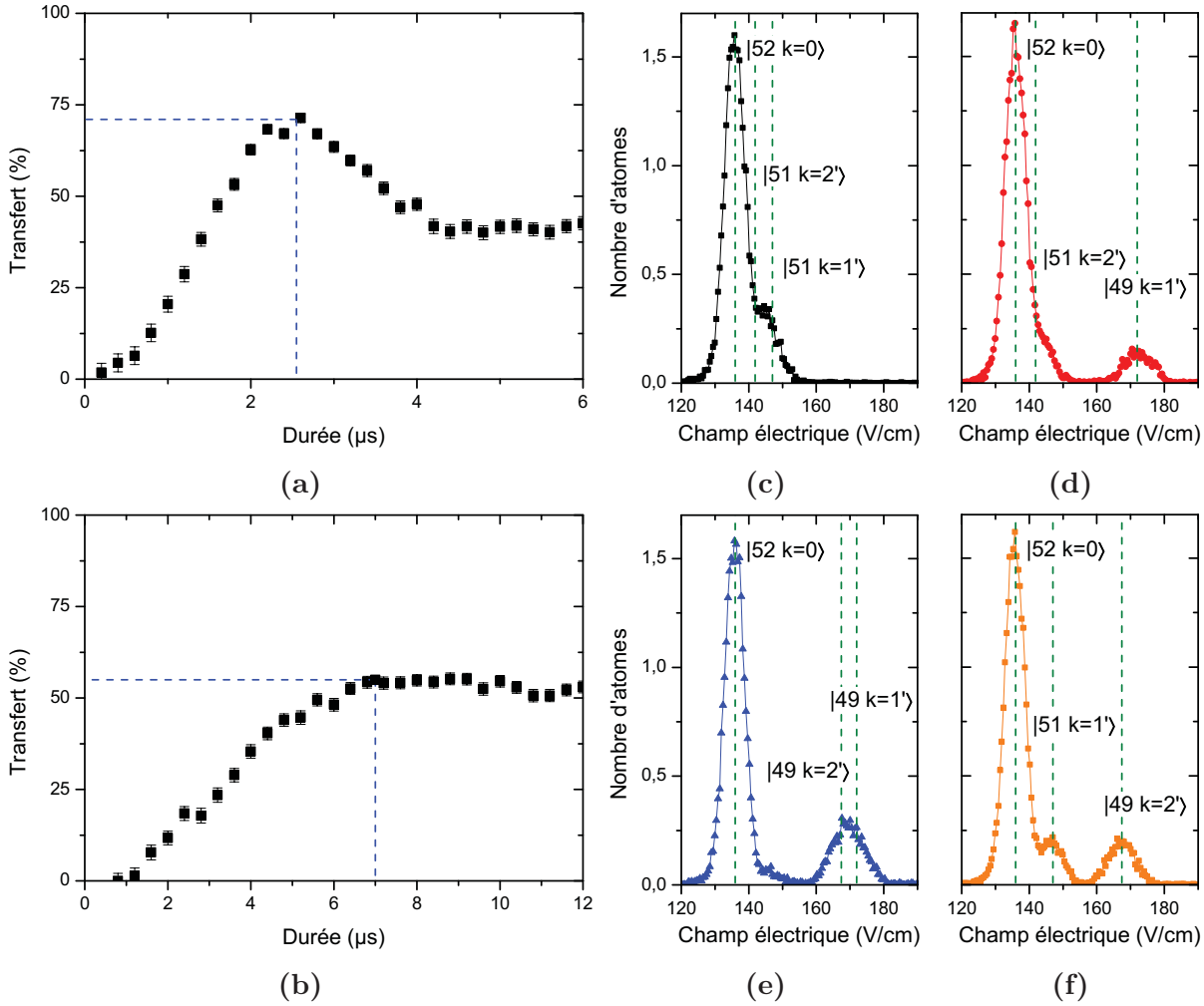


FIGURE III.18 – Réglage de la sonde k_1' et $k_{2'}$. **(a)** Oscillation de Rabi temporelle de la sonde $k_{1'}$. La puissance de la micro-onde est réglée pour faire une impulsion π de durée $2,55\,\mu s$. **(b)** Oscillation de Rabi temporelle de la sonde $k_{2'}$. La puissance de la micro-onde est réglée pour faire une impulsion π de durée $7\,\mu s$. **(c)** Signal d'ionisation après le passage adiabatique. Une majorité d'atomes occupent le niveau $|52, k = 0\rangle$ et une faible proportion les niveaux $|51, k = 1'\rangle$ et $|51, k = 2'\rangle$. **(d)** Signal d'ionisation après application de la sonde $k_{1'}$. **(e)** Signal d'ionisation après application des deux sondes micro-ondes $k_{1'}$ et $k_{2'}$. **(f)** Signal d'ionisation après application de la sonde $k_{2'}$.

Pour la sonde $k_{1'}$, une impulsion courte suffit pour résoudre les niveaux $|51, k = 1'\rangle$ et $|51, k = 0\rangle$. L'oscillation de Rabi est réglée pour une impulsion π à $2,5\,\mu$s. L'efficacité de transfert vaut ici $\eta_{1'} = 68\%$ (fig. III.18a). Pour la sonde $k_{2'}$, l'impulsion sera assez longue pour résoudre l'effet Stark quadratique différentiel entre le niveau $|51, k = 2'\rangle$ et le niveau circulaire $|51, k = 0\rangle$. Nous avons choisi une impulsion de durée $7\,\mu$s (fig.III.18b). On lui mesure une efficacité $\eta_{2'} = 51\%$.

III.2.3 Analyse spectroscopique de la circularisation

Nous disposons maintenant de sondes micro-ondes étalonnées pour analyser la qualité de la circularisation par passage adiabatique. Nous allons dans un premier temps étudié la circularisation en elle-même en travaillant dans la multiplicité $n = 51$ pour observer la répartition de la population au terme du passage adiabatique. Celui-ci est exécuté en appliquant la séquence décrite à la figure III.11. Nous établirons les conditions optimales pour faire un passage adiabatique en faisant varier les caractéristiques Δt_E et $\Delta t_r f$ du passage adiabatique. Dans un deuxième temps, nous étudierons la circularisation suivie d'une impulsion de purification et comparerons les résultats.

III.2.3.a Influence de la durée du passage adiabatique Δt_E

Les valeurs extrémales du champ électrique sont fixées à $2,45\,$V/cm et $2,24\,$V/cm, ce qui correspond à des fréquences de la transition $|51, k = 0\rangle \rightarrow |51, k = 1\rangle$ de respectivement 240 MHz et 219 MHz. Les durées d'allumage et d'extinction de la radiofréquence Δt_{rf} sont de $1\,\mu$s pour s'assurer que l'on respecte la condition d'adiabaticité (III.28). Nous avons testé trois vitesses de passage adiabatique différentes : $\Delta t_E = 0,5\,\mu$s (fig.III.19a), $\Delta t_E = 1,5\,\mu$s (fig.III.19b) et $\Delta t_E = 6\,\mu$s (fig.III.19c).

Pour chaque intensité du champ radiofréquence, nous mesurons le nombre d'atomes préparé dans le niveau $|51, m = 2\rangle$ dans une séquence dite de « normalisation » où l'on n'applique pas de radiofréquence. On joue ensuite une deuxième séquence durant laquelle a lieu le passage adiabatique, suivi d'une impulsion de sonde qui transfère un niveau $|51, k_s\rangle$ vers la multiplicité $n = 49$. On compte alors le nombre d'atomes dans l'état $|49, k_s\rangle$. Connaissant l'efficacité de la sonde η_s, on peut connaitre le nombre d'atomes dans l'état $|51, k_s\rangle$. On trace alors ce nombre d'atomes, normalisé par le nombre d'atomes initialement dans le niveau $|51, m = 2\rangle$ et corrigé de l'efficacité de détection $\eta = 0,21$ du niveau $|51, m = 2\rangle$, paramètre que nous discuterons plus tard. La probabilité d'occupation $\mathcal{P}_k$ du niveau $|51, k_s\rangle$ est ainsi donnée par

$$\mathcal{P}_k = \frac{\#(49, k_s)\eta_s}{\#(51, m = 2)\eta}. \tag{III.33}$$

On trace alors ces probabilités d'occupation en fonction de l'intensité du champ radio-

fréquence. Celle-ci est déterminée expérimentalement en mesurant à l'oscilloscope l'amplitude de la radiofréquence $U_{1,pp}$ qui est proportionnelle à la fréquence de Rabi $\Omega_{21}^{+}/2\pi$ de la transition $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$ (cf fig.II.29a). Cette fréquence n'est cependant pas égale à la vrai fréquence de Rabi du champ radiofréquence Ω_R. Elle est néanmoins proportionnelle puisque Ω_{21}^{+} est définie par

$$\frac{\hbar\Omega_{21}^{+}}{2} = \langle 2|\hat{V}|1'\rangle = qF_{rf}\langle 2|\hat{z}|1'\rangle \tag{III.34}$$

et par définition $\hbar\Omega_R = 3nqa_0F_{rf}$. On a donc la relation

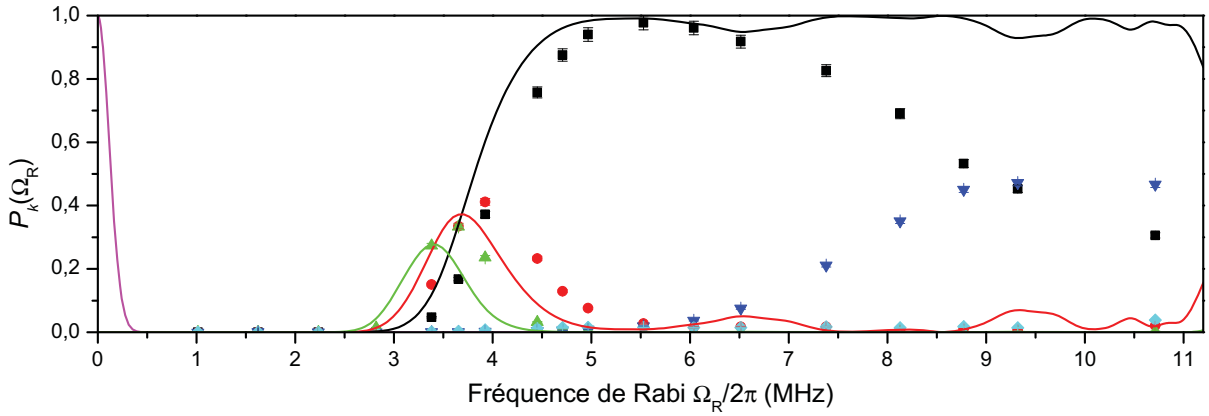
$$\Omega_{21}^{+} = \frac{2}{3na_0}\langle 2|\hat{z}|1'\rangle\Omega_R. \tag{III.35}$$

Le facteur de proportionnalité entre Ω_{21}^{+} et Ω_R a été calculé numériquement et vaut $7,63$. Ce facteur est utilisé pour tracer les probabilités d'occupation $\mathcal{P}_k$ en fonction de la fréquence de Rabi de la radiofréquence Ω_R (fig.III.19).

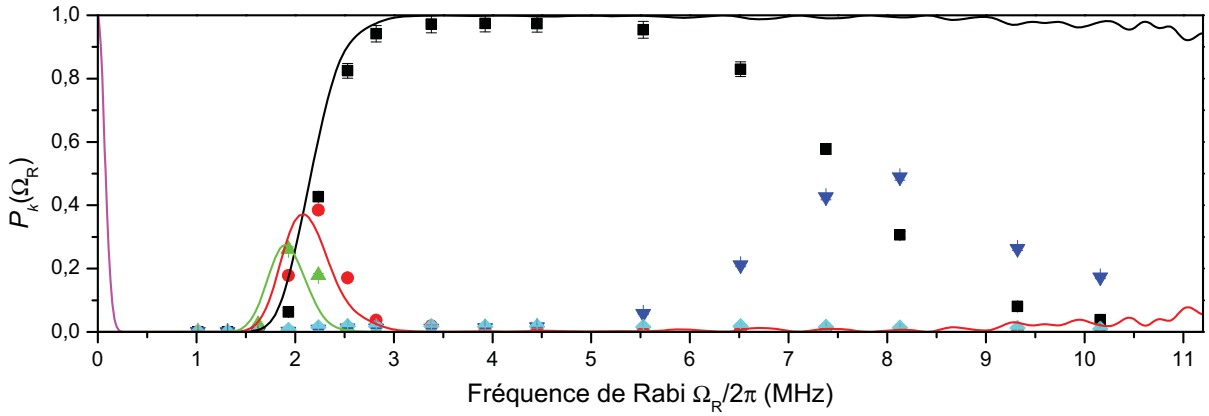
On distingue deux phases sur ces trois courbes. Pendant la première, qui conserne les faibles valeurs de Ω_R, la population est transférée du niveau de départ $|51, m = 2\rangle$ vers le niveau circulaire. Avant que ce dernier ne soit atteint, les états $|51, k = 2\rangle$ et $|51, k = 1\rangle$ se peuplent transitoirement. Tous deux se dépeuplent ensuite et la majeure partie de la population est mesurée sur l'état $|51, k = 0\rangle$. L'intensité nécessaire pour atteindre le niveau circulaire dépend comme on s'y attend de la vitesse du passage adiabatique : plus le champ est varié rapidement, plus l'intensité doit être grande. Ces courbes s'interprètent en terme de probabilité d'anti-croisements. En augmentant Ω_R, les niveaux habillés $|\pm\rangle$ deviennent de plus en plus séparés en énergie et la probabilité de faire un anti-croisement décroit. Pour des valeurs suffisantes de Ω_R, le couplage est tel que le système finit avec une grande probabilité dans l'état circulaire. Durant cette phase, les niveaux $|51, k = 1'\rangle$ et $|51, k = 2'\rangle$ ne sont pas peuplés à l'exception du passage adiabatique de 6 µs (cf fig.III.19c). Pour les deux autres, nous en déduisons que le champ radiofréquence est très bien polarisé et qu'aucune transition σ^- n'est effectuée. Cela justifie *a posteriori* l'absence d'atomes dans le niveau $|51, k = 2'\rangle$ dans l'étalonnage de la sonde du circulaire.

La deuxième phase s'observe pour les grandes valeurs de Ω_R : la population du niveau circulaire diminue au profit de la population du niveau $|51, k = 1'\rangle$ et même du niveau $|51, k = 2'\rangle$ (cf fig.III.19a), preuve d'une augmentation de la composante σ^- du champ radiofréquence. Cette augmentation pourrait s'expliquer simplement par le fait que Ω^- est proportionnelle à Ω_R. Cependant, les simulations prédisent dans ce cas une évolution des populations plus lente que celle effectivement mesurée. L'augmentation rapide de la composante σ^- peut donc être imputée à une dégradation de la polarisation du champ radiofréquence. En effet, le réglage de la polarisation a été fait à $\Omega_R = 3,5\,\text{MHz}$ et n'est plus optimal pour les grandes valeurs de Ω_R.

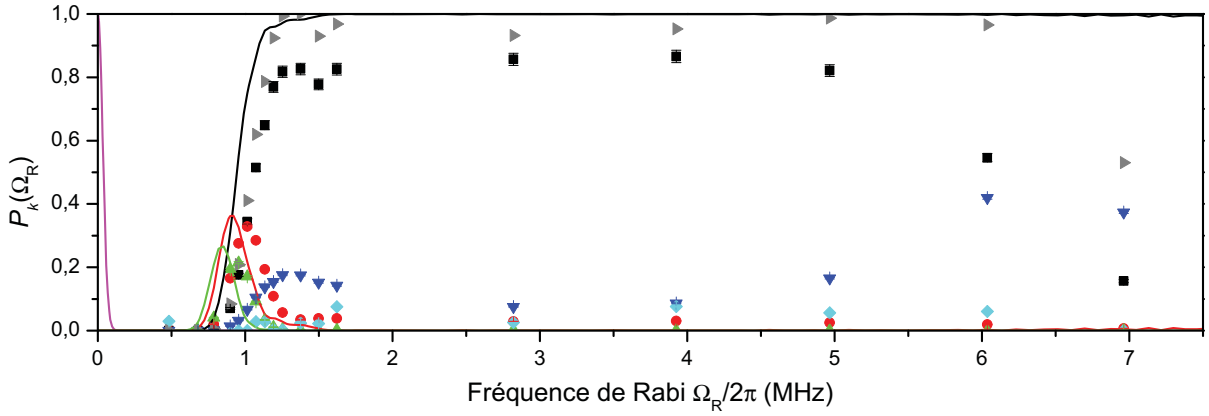
Un effet similaire de dégradation de la polarisation s'observe sur la courbe III.19c pour de très faibles valeurs de Ω_R. La circularisation s'opère ici à très basse intensité ($\sim 1\,\text{MHz}$) et montre le peuplement du niveau $|51, k = 1'\rangle$, ce qui laisse supposer que la



(a)



(b)



(c)

FIGURE III.19 – Circularisation par passage adiabatique pour trois vitesses de variation du champ électrique différentes. **(a)** $\Delta t_E = 0,5\,\mu s$ **(b)** $\Delta t_E = 1,5\,\mu s$ **(c)** $\Delta t_E = 6\,\mu s$. Nous avons chaque fois tracé l'évolution des probabilités d'occupation P_k en fonction de la fréquence de Rabi $\Omega_R/2\pi$. La convention de couleur est celle de la figure III.13. Sur la figure (c), les points gris indiquent la somme des populations des niveaux $|51, k = 0\rangle$ et $|51, k = 1'\rangle$. Les comptes tiennent compte des efficacités des sondes ($\eta_0 = 83\%$, $\eta_1 = 89\%$, $\eta_2 = 82\%$, $\eta_{1'} = 67\%$ et $\eta_{2'} = 54\%$) mesurées le même jour que les données. Les barres d'erreurs intègrent la dispersion des comptes et l'incertitude sur l'efficacité des sondes, estimée sur un jeu de plusieurs mesures. Les traits pleins sont les simulations numériques, sans aucun paramètre libre. Le niveau $|51, m = 2\rangle$ est indiqué en magenta pour indication.

polarisation est aussi dégradée dans cette gamme d'intensité. Le dépeuplement du niveau $|51, k = 1'\rangle$ lorsque la fréquence de Rabi s'approche de $\Omega_R = 3,5\,\mathrm{MHz}$ prouve que c'est bien la polarisation qui est en cause.

Les mesures réalisées nous montrent que, les deux effets considérés simultanément, l'état circulaire le plus pur est obtenu de façon équivalente pour un passage adiabatique de $1,5\,\mu\mathrm{s}$ (fig.III.19b) avec $\Omega_R = 3,5\,\mathrm{MHz}$ ou un passage adiabatique de $0,5\,\mu\mathrm{s}$ (fig.III.19a) avec $\Omega_R = 5\,\mathrm{MHz}$. Dans les deux cas, on mesure une pureté de $97,6\%$. Les simulations numériques montrent cependant que le passage adiabatique en $1,5\,\mu\mathrm{s}$ respecte mieux les conditions d'adiabaticité. Sur le signal d'ionisation d'un tel passage adiabatique, le pic d'ionisation du niveau circulaire n'est pas contaminé par d'autres niveaux, ce qui nous permet de calibrer l'efficacité du détecteur η_d.

Ces simulations sont faites en calculant l'évolution Hamiltonienne du système au cours du temps. Nous supposons que le champ radiofréquence en parfaitement polarisé σ^+ : seuls les n niveaux de la multiplicité couplés par la composante σ^+ sont pris en compte. Nous avons au préalable calculé les énergies et les éléments de matrice de ces niveaux pour des champs électriques compris entre $2,45\,\mathrm{V/cm}$ et $2,24\,\mathrm{V/cm}$. Le champ électrique est pris constant pendant les phases d'allumage et d'extinction de la radiofréquence et varie linéairement pendant le passage adiabatique. L'impulsion de radiofréquence, quant à elle, est idéalement de forme trapézoïdale : allumage linéaire pendant $1\,\mu\mathrm{s}$, période constante pendant une durée variable, extinction linéaire pendant $1\,\mu\mathrm{s}$. En réalité, cette forme d'impulsion est celle que l'on commande *via* la tension de modulation V_{mod} qui module en temps réel l'amplitude des signaux radiofréquences (cf §II.1.5.a). En pratique, la non-linéarité de l'amplitude du champ radiofréquence avec cette tension de modulation modifie la forme de l'impulsion. Plutôt qu'un allumage brusque, on observe un allumage progressif, et il en est de même pour l'extinction. Les simulations montrent qu'il est important de tenir compte de cet effet pour reproduire les observations expérimentales, ce que nous avons fait en reproduisant la forme réelle de l'impulsion. Les simulations numériques n'ont ici aucun paramètre libre et présentent un accord qualitatif avec les données expérimentales. Sur la figure III.19c, la somme des populations des niveaux $|51, k = 0\rangle$ et $|51, k = 1'\rangle$ est tracée (points gris) pour montrer qualitativement l'accord des données avec les simulations numériques puisque celles-ci ne prennent pas en compte la composante σ^-.

Pour les grandes valeurs de Ω_R, les simulations montrent des oscillations du niveau circulaire qui prouvent qu'une des conditions d'adiabaticité n'est plus respectée à très grande fréquence de Rabi. C'est ici la condition (III.28) sur l'allumage et l'extinction de la radiofréquence qui est mise en cause.

La figure III.20 fait le lien entre la dégradation de la polarisation du champ radiofréquence et l'appauvrissement du niveau circulaire sur les passages adiabatiques. Ces mesures sont réalisées dans des conditions optimales de circularisation ($\Delta t_E = 1,5\,\mu\mathrm{s}$ et $\Omega_R = 3,5\mathrm{MHz}$) en dégradant volontairement la phase relative entre les paires d'électrodes $\{1, 3\}$ et $\{2, 4\}$. Le niveau circulaire se dépeuple au profit du niveau $|51, k = 1'\rangle$ puis inéluctablement vers les niveaux suivants de l'échelle de spin $\hat{\boldsymbol{J}}_2$. Pour une variation de la

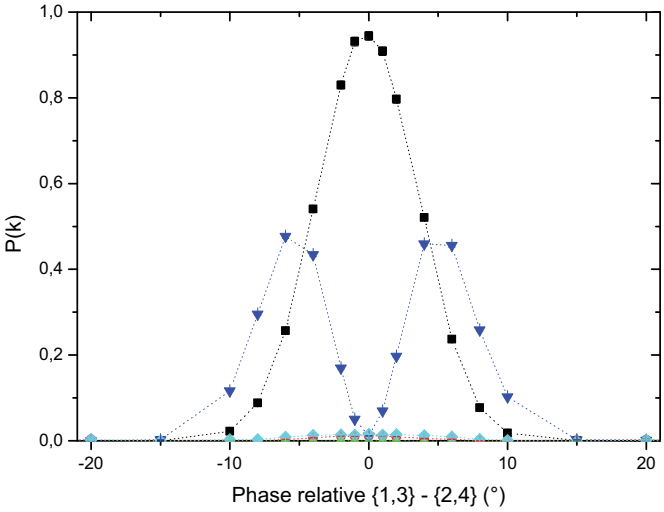


FIGURE III.20 – Influence de la polarisation de la radiofréquence sur la circularisation. Nous avons mesuré ici les probabilités d'occupations après un passage adiabatique de $1,5\,\mu s$ à une puissance de $3,5\,MHz$ en faisant varier la phase relative entre les paires d'électrodes radiofréquences $\{1,3\}$ et $\{2,4\}$. Le code de couleurs est toujours celui de la figure III.13. On observe que le niveau circulaire se dépeuple sous l'action de la composante σ^- et que le niveau $|51,k=1'\rangle$ se pleuple transitoirement. On évalue ainsi quelle précision il est nécessaire d'avoir sur cette phase pour optimiser la circularisation.

phase de $1\,°$, on mesure un peuplement de l'état $k=1'$ d'environ 5%. A une puissance donnée, il est donc essentiel que la phase des électrodes soit stable de mieux qu'un degré d'un jour à l'autre. L'asservissement en phase des quatre voies du synthétiseur assure une telle stabilité.

III.2.3.b Influence de la durée d'allumage et d'extinction de la radiofréquence

Une autre étude possible de la condition d'adiabaticité (III.28) est de varier la durée Δt_{rf} d'allumage et d'extinction du champ radiofréquence. Les autres paramètres du passage adiabatique ont été optimisés en choisissant une durée $\Delta t_E = 1,5\,\mu s$ et une puissance $\Omega_R = 3,5\,MHz$, pour un passage adiabatique entre $2,45\,V/cm$ et $2,24\,V/cm$. Les mesures sont présentées sur la figure III.21. On note que pour des durées inférieures à $500\,ns$, la pureté de l'état circulaire diminue. La condition d'adiabaticité (III.28) commence à ne plus être vérifiée. Dans ces conditions, l'état du système se retrouve projeter pendant la phase d'allumage sur une superposition d'états habillés. Il en est de même lors de l'extinction de la radiofréquence. Au cours du passage adiabatique, ces niveaux acquièrent des phases différentes. Il en résulte des interférences qui se traduisent pas les oscillations visibles sur la figure III.21. Le comportement aux très faibles durées Δt_{rf} est à prendre avec précaution. Le front de l'impulsion devenant très raide, il est fortement déformé et il est possible que d'autres effets (dégradation de la polarisation entre autre) expliquent le peuplement du niveau $|51,k=2\rangle$.

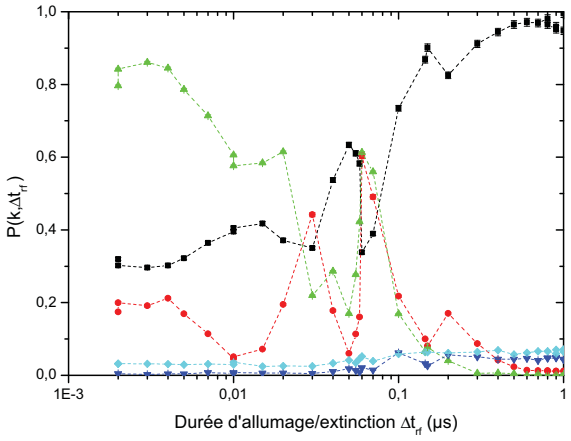
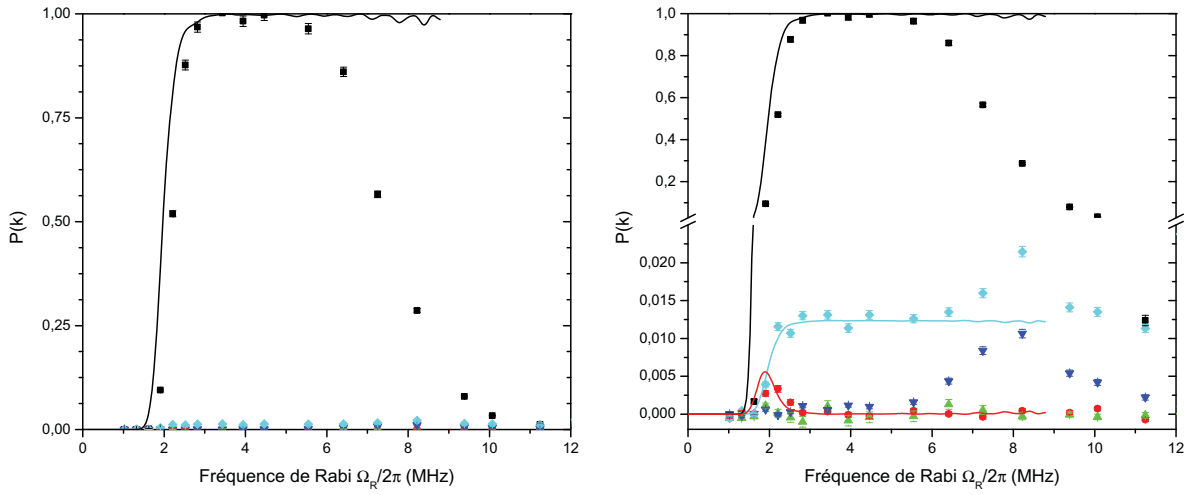


FIGURE III.21 – Influence de la durée d'allumage et d'extinction de la radiofréquence. Les points indiquent la probabilité d'occupation en fonction de la durée Δt_{rf}. La durée indiquée sur le graphique est en fait la durée de croissance de la tension de modulation. Les non-linéarités évoquées précédemment impliquent qu'il est difficile de définir une véritable durée d'allumage ou d'extincion.

III.2.3.c Pureté après purification micro-onde

Les mesures précédentes nous ont permis de caractériser la circularisation par passage adiabatique et de voir dans quelle condition l'état circulaire est le plus pur. Nous souhaitons maintenant comparer ces résultats avec l'état obtenu après une impulsion de purification. Le passage adiabatique est désormais réalisé dans la multiplicité $n = 52$ et une impulsion micro-onde vers le niveau $|51, k = 0\rangle$ purifie l'état atomique. Si l'impulsion est bien sélective, seuls les atomes circulaires sont transférés dans la multiplicité $n = 51$, laissant dans la multiplicité $n = 52$ les impuretés. A l'aide des sondes, nous analysons l'état $|51, k = 0\rangle$ ainsi obtenu.

Les atomes sont donc excités optiquement dans le niveau $|52, m = 2\rangle$. La séquence du passage adiabatique copie la séquence optimale en l'adaptant à la multiplicité $n = 52$. Le champ électrique est donc ajusté par un facteur $51/52$ et ainsi les valeurs extrémes correspondent à des fréquences de transition $|52, k = 0\rangle \rightarrow |52, k = 1\rangle$ de 240 MHz et 220 MHz (soit $2,40\,\mathrm{V/cm}$ et $2,20\,\mathrm{V/cm}$). Tous les autres paramètres du passage adiabatique sont choisis pour optimiser la circularisation : allumage et extinction de la radiofréquence en $\Delta t_{rf} = 1\,\mu\mathrm{s}$ et durée Δt_E du passage adiabatique en $1,5\,\mu\mathrm{s}$. L'impulsion de purifiaction dure $0,62\,\mu\mathrm{s}$. Les résultats sont tracés sur la figure III.22. Indubitablement, la purification permet de supprimer en quasi-totalité tous les atomes excités sur des niveaux autres que le niveau circulaire. La figure III.22a est à comparer à la figure III.19b. Ici, seul l'état circulaire est macroscopiquement peuplé et ce quel que soit la puissance de la radiofréquence. L'avantage de la purification apparaît très clairement : là où toute variation d'un paramètre - fréquence de Rabi, phase, ... - dégradait la pureté de l'état préparé, cela ne



(a) **(b)**

FIGURE III.22 – Circularisation par passage adiabatique et purification. **(a)** Probabilité d'occupation des niveaux en fonction de la fréquence de Rabi $\Omega_R/2\pi$. Les mesures sont réalisées par le même procédé de comptage que pour la figure III.19. **(b)** Agrandissement sur les niveaux faiblement peuplés. Le peuplement du niveau $|51, k = 2'\rangle$ est un artefact de la sonde $k_{2'}$ qui transfère une fraction de la population du niveau circulaire (ligne continue cyan). Le peuplement des niveaux $|51, k = 1\rangle$ et $|51, k = 1'\rangle$ est lui bien réel et du à la largeur spectrale de l'impulsion de purification (courbe continue rouge pour le niveau $|51, k = 1\rangle$). La négativité de certains points est due à la méthode de comptage qui soustrait la population avec sonde à celle sans sonde : lorsque le niveau n'est pas peuplé, ces deux populations sont égales aux incertitudes statistiques près, ce qui peut donner lieu à des valeurs négatives.

se traduit après purification que par une diminution du nombre d'atomes circulaires, sans affecter quantitativement la pureté de l'état.

Pour estimer cette pureté, nous regardons précisément la population des niveaux faiblement peuplés (fig.III.22b). On remarque que plusieurs niveaux sont peuplés au cours de la circularisation : les niveaux $|51, k = 1\rangle$, $|51, k = 1'\rangle$ et $|51, k = 2'\rangle$. Le cas du niveau $|51, k = 2'\rangle$ est discuté en annexe D.1. Il y est montré que, à cause de sa largeur spectrale, la sonde $k_{2'}$ détecte, en plus des atomes dans le niveau $|51, k = 2'\rangle$, $1,2\%$ des atomes excités sur l'état circulaire. Sur la figure III.22b a été tracé la fraction de $1,2\%$ du niveau circulaire (trait plein cyan). La majeure partie des atomes détectés par cette sonde ne sont donc pas des atomes excités sur le niveau $|51, k = 2'\rangle$ mais en réalité des atomes circulaires. Le cas des deux autres niveaux est différent et est traité en annexe D.2. Ces atomes sont bel et bien des atomes transférés par l'impulsion de purification à cause de sa propre largeur spectrale : $1,5\%$ des atomes peuplant le niveau $|52, k = 1\rangle$ sont ainsi transférés dans le niveau $|51, k = 1\rangle$. Sur la figure III.22b est indiquée la proportion $1,5\%$ de la population simulée dans l'état $|52, k = 1\rangle$ (trait plein rouge). Il en est de même pour l'état $|52, k_{1'}\rangle$.

L'état circulaire reste extrèmement pur pour des fréquences de Rabi $\Omega_R/2\pi$ comprises entre 3 MHz et 5 MHz. La pureté de l'état circulaire est mesurée à $99,7 \pm 0,3\%$. Cette mesure est limitée par la précision des mesures des populations, trop faibles pour être précisemment estimées. Tant que la fréquence de Rabi n'est pas trop élevée pour dégrader la polarisation, la pureté de l'état circulaire n'est jamais moins bonne que $99,3 \pm 0,5\%$. La spectroscopie de l'impulsion de purification (fig.D.2) nous montre qu'il aurait fallu, pour une pureté encore meilleure, choisir la durée de l'impulsion micro-onde de sorte que la fréquence de transition $|52, k = 1\rangle \rightarrow |51, k = 1\rangle$ corresponde à un nœud de la fonction sinus cardinal qui caractérise le spectre de l'impulsion de purification. Il est donc préférable de choisir une impulsion légèrement plus longue si l'on veut optimiser la pureté quelles que soient les conditions du passage adiabatique.

III.3 Circularisation par oscillations de Rabi

Le passage adiabatique offre une très grande qualité de pureté de l'état circulaire. Il présente cependant l'inconvénient d'être assez long. L'oscillation de Rabi, quant à elle, consiste en un transfert direct de l'état $|m = 2\rangle$ vers l'état circulaire $|k = 0\rangle$, sans qu'aucune condition d'adiabaticité ne doive être respectée. Etant donné que nous maîtrisons et contrôlons tous les éléments de l'interaction entre l'atome de Rydberg et le champ radiofréquence, il peut être intéressant d'étudier une telle manipulation atomique. Pour comparer les deux méthodes de circularisation, nous avons réalisé les mesures dans la multiplicité $n = 51$.

III.3.1 Premiers réglages de l'oscillation de Rabi

Trois paramètres interviennent dans une oscillation de Rabi : le champ électrique, la durée de l'impulsion radiofréquence et son intensité. Le champ électrique doit mettre en résonance l'atome avec la radiofréquence indépendamment des autres paramètres. C'est donc lui que nous allons réglé en premier.

III.3.1.a Séquence expérimentale de l'oscillation de Rabi

La séquence expérimentale d'une oscillation de Rabi est des plus simples. Le champ électrique statique doit être stationnaire et réglé pour que le désaccord soit nul. La radiofréquence est allumée sous la forme d'une impulsion. Sa durée doit être égale à une demi-période de Rabi : on réalise alors une impulsion π de radiofréquence qui transfère les atomes du niveau fondamental vers le niveau le plus excité, le niveau circulaire. La séquence est représentée sur la figure III.23. Pour une expérience standard, les manipulations atomiques peuvent commencer dès la fin de l'impulsion radiofréquence. Ici, l'objectif

est de mesurer l'efficacité du transfert de population. Nous appliquons donc une nouvelle fois un champ électrique de $3,84\,\mathrm{V/cm}$ auquel sont étalonnées les sondes.

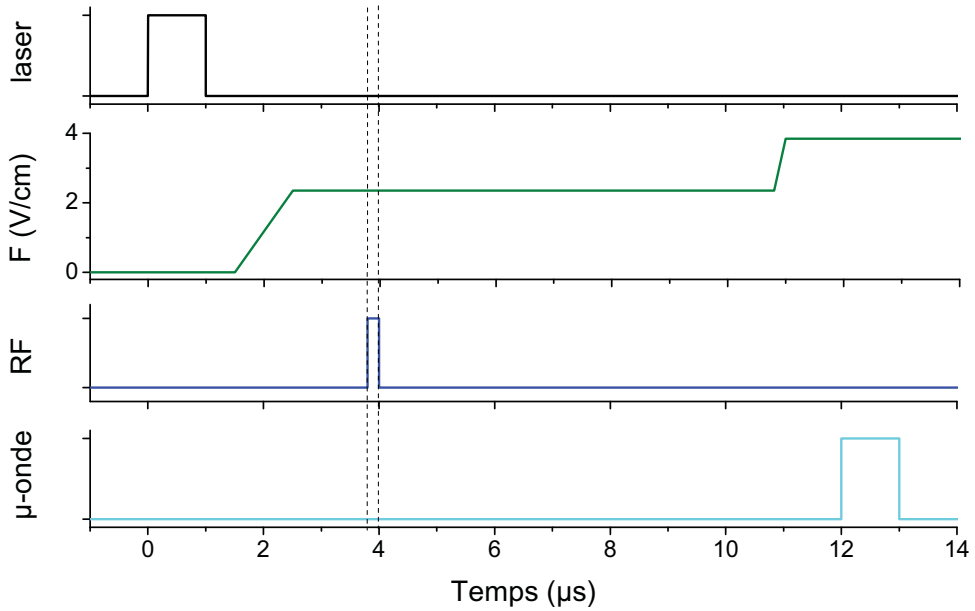


FIGURE III.23 – Séquences de circularisation par oscillation de Rabi. Nous avons représenté l'évolution temporelle (dans l'ordre) de l'impulsion laser, du champ électrique vertical, de la radiofréquence et de la micro-onde de sonde.

III.3.1.b Influence du champ électrique

La meilleure façon de régler le champ électrique est d'optimiser le transfert vers le niveau circulaire directement sur le signal d'une oscillation de Rabi. Pour obtenir un premier signal, nous avons cherché un jeu de paramètres convenables. Avec un champ électrique de $2,35\,\mathrm{V/cm}$, nous savons par les simulations des niveaux Stark (cf fig.III.5) que les transistions atomiques sont environ égales à $230\,\mathrm{MHz}$ et nous pouvons espérer induire des transitions radiofréquences. Nous avons ensuite choisi arbitrairement une durée d'impulsion de $200\,\mathrm{ns}$ et fait varier la fréquence de Rabi jusqu'à voir sur le signal d'ionisation des atomes circulaires. Cela est réalisé pour une fréquence de Rabi de $\Omega_R = 3,5\,\mathrm{MHz}$. Dès lors, nous avons fait varier finement le champ électrique et nous avons mesuré la population du niveau circulaire à l'aide de la sonde k_0 (fig.III.24). On trouve expérimentalement le champ optimal, qui vaut $2,346\,\mathrm{V/cm}$. La calibration du champ électrique n'étant pas précise à mieux que $0,01\,\mathrm{V/cm}$, nous utiliserons pour désigner le champ électrique optimal cette valeur de $2,35\,\mathrm{V/cm}$.

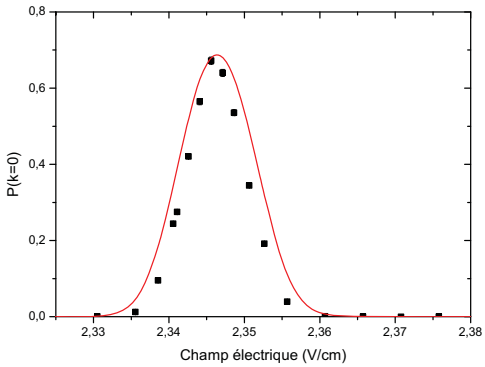
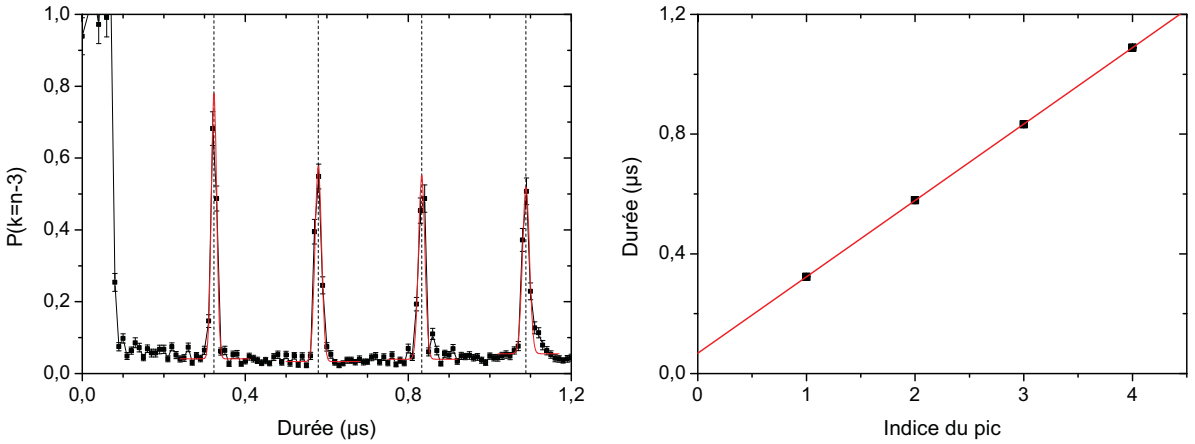


FIGURE III.24 – Influence du champ électrique sur la circularisation par oscillation de Rabi. Les points correspondent aux nombres d'atomes détectés par la sonde circulaire ($\eta_0 = 76\%$). Les comptes sont normalisés par le nombre d'atome présent sur le niveau initial $|51, k = n - 3\rangle$. Le facteur de normalisation tient compte du fait que le détecteur est 4,7 fois plus sensible aux atomes dans le niveau $|51, k = 0\rangle$ qu'à ceux du niveaux $|51, k = n_3\rangle$. Les incertitudes tiennent compte de l'erreur statistique ainsi que de l'erreur de mesure de l'efficacité de la sonde. En trait plein est tracée la simulation de l'oscillation de Rabi faite *a posteriori* en utilisant les paramètres qui découlent de l'analyse qui suit.

III.3.2 Oscillations de Rabi temporelles

Le champ électrique optimisé, nous avons observé les oscillations de Rabi temporelles sur le niveau $|51, m = 2\rangle$: à une intensité du champ radiofréquence fixe $\Omega_R = 3,5\,\text{MHz}$, nous augmentons la durée de l'impulsion radiofréquence. La figure III.25a montre les



(a) **(b)**

FIGURE III.25 – Oscillation de Rabi temporelle sur le niveau $m = 2$. **(a)** Mesure par ionisation de la probabilité d'occupation du niveau $|51, m = 2\rangle$. Chaque résonance observée est ajustée par un modèle gaussien pour en trouver le centre. **(b)** Durée de l'impulsion en fonction de l'indice de la résonance. Un ajustement par une fonction affine (ligne rouge) nous permet de calculer la durée effective de l'impulsion radiofréquence.

oscillations de la population du niveau $|51, m = 2\rangle$. A chaque tour du spin, nous observons une résonance de sa population. La mesure semble indiquer que le niveau $|51, m = 2\rangle$ ne se dépeuple pas entièrement. Il s'agit en fait très vraisemblablement de la population du niveau $|51, m = 1\rangle$ dont le champ d'ionisation est proche et que l'on détecte par effet de bord. Les simulations montrent en effet que ce niveau se peuple avec une faible probabilité sous l'effet de la radiofréquence désaccordée.

Si l'on trace la durée correspondant aux premières résonances en fonction de l'indice de la résonance, on remarque que la relation n'est pas directement linéaire (fig. III.25b). En réalité, l'allumage et l'extinction de la radiofréquence ne sont pas instantanés et passent par un régime transitoire d'environ 50 ns. Pour tenir compte de ces effets, on peut modéliser l'impulsion de radiofréquence par une impulsion de puissance constante et de durée effective plus courte que la durée programmée. L'ordonnée à l'origine de l'ajustement de la position des premières résonances permet de calculer la différence entre la durée programmée et la durée effective, qui vaut 68 ns.

Nous avons complété ces mesures en effectuant une analyse des cinq niveaux voisins du niveau circulaire, au même champ électrique et à la même fréquence de Rabi. Les courbes sont prises avec la résolution maximale que nous autorise l'interface électronique, à savoir

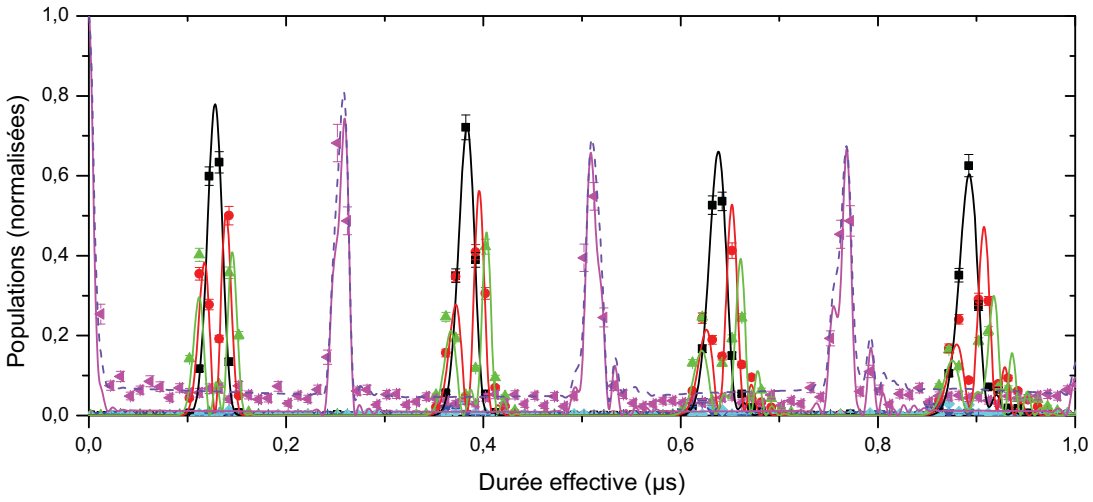


FIGURE III.26 – Oscillations de Rabi dans la multiplicité $n = 51$. Les points expérimentaux correspondent aux populations mesurées par les sondes en tenant compte de leur efficacité (respectivement $\eta_0 = 0,76$ - $\eta_1 = 0,88$ - $\eta_2 = 0,78$ - $\eta_{1'} = 0,64$ - $\eta_{2'} = 0,40$). Le niveau $|51, m = 2\rangle$ (magenta) est mesuré directement par ionisation. Les simulations numériques (lignes continues) sont faites en considérant une polarisation σ^+ parfaite à la pulsation de Rabi $\Omega_R/2\pi = 3,5$ MHz. L'accord avec les données est excellent sur toute la durée des oscillations. En pointillé est indiquée la somme du niveau $|51, m = 2\rangle$ avec le niveau $|51, m = 1\rangle$ affecté pour sa part d'une efficacité de détection de $0,6$ pour tenir compte qualitativement du fait que les signaux d'ionisation de ces deux niveaux se recoupent. Les incertitudes prennent en compte l'erreur statistique ainsi que l'erreur sur l'efficacité des sondes.

10 ns. Le graphique III.26 présente l'évolution des différentes probabilités d'occupation en fonction de la durée effective t_{eff} de l'impulsion. Au cours de l'évolution, la population oscille de l'état initial $|51, m = 2\rangle$ à l'état circulaire $|51, k = 0\rangle$. A $t_{eff} = 129$ ns, une demi-oscillation a été faite et l'occupation de l'état circulaire atteint son maximum. L'évolution est celle qu'on attend d'un spin privé de ses deux premiers niveaux (cf fig.III.6c). Néanmoins, la transition $|51, m = 1\rangle \rightarrow |51, m = 2\rangle$ est désaccordée de 47 MHz, pour un couplage de la radiofréquence de l'ordre de $\sqrt{50} \times 3,2$ MHz. Le couplage est donc suffisant pour peupler légèrement le niveau $|51, m = 1\rangle$. C'est effectivement ce qu'on observe sur les simulations numériques.

Les oscillations sont visibles sur plusieurs périodes, montrant une cohérence des oscillations sur plus d'une micro-seconde. En fait, elles se prolongent sur des temps supérieurs à la microseconde. Pour exemple, nous avons représenté sur la figure III.27 les oscillations de Rabi sur le niveau circulaire. Celles-ci restent visibles sur plus de 23 oscillations, soit une durée de 6 µs, durée au bout de laquelle les mesures ne sont plus réalisables. On observe aussi que petit à petit, les pics s'élargissent et se dédoublent. Ce comportement est bien reproduit par les simulations numériques qui supposent une évolution unitaire. Ces effets ne sont donc pas une conséquence d'une dissipation dans le système mais plutôt de la troncature du spin au niveau $m = 2$. Il en résulte aussi une diminution de l'amplitude des résonances, agravé par l'effet Stark quadratique. Celui-ci, négligeable devant le couplage radiofréquence, induit des déphasages entre les niveaux qui, cumulés sur plusieurs oscillations, ont une influence sur l'évolution de l'état.

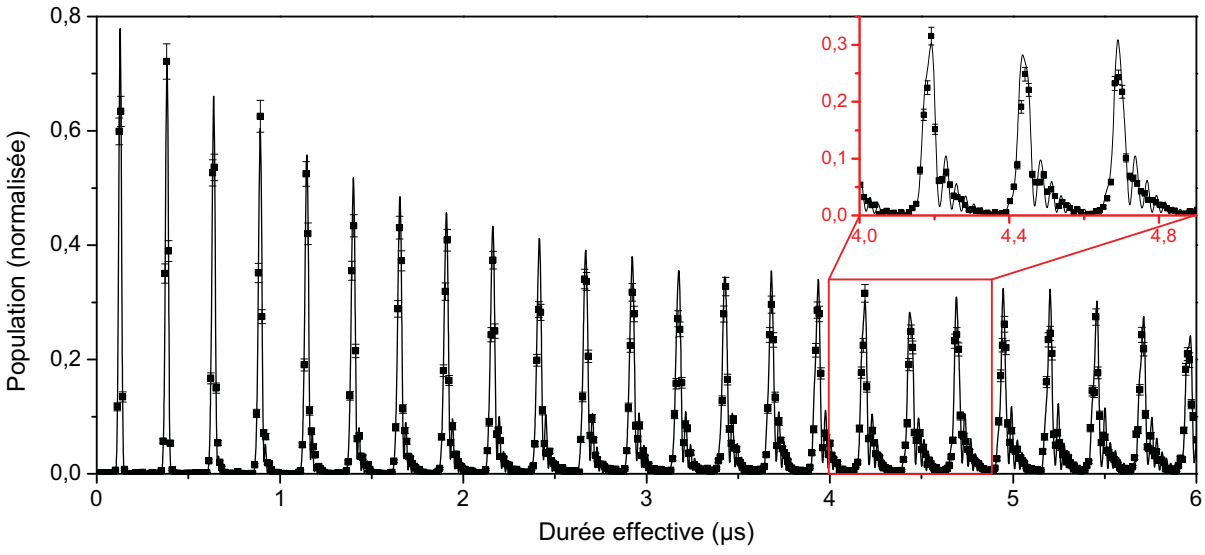


FIGURE III.27 – Observation des oscillations de Rabi sur une durée de 6 µs. Les données de la première microseconde sont identiques à celles de la figure III.26. Dans l'insert est tracé un agrandissement du signal entre 4 µs et 4, 9 µs qui montre à la fois la déformation des résonances et le très bon accord des simulations avec les mesures même après 4 µs. L'évolution reste unitaire tout au long des oscillations.

Les simulations numériques ont été réalisées avec comme seul paramètre ajustable la pulsation de Rabi Ω_R. Elles montrent un excellent accord avec l'expérience sur l'ensemble des oscillations lorsque $\Omega_R = 2\pi \times 3,52\,\text{MHz}$. Les mesures ayant été effectuées à une pulsation de Rabi $\Omega_{21}^{+} = 2\pi \times 27,3\,\text{MHz}$, nous en déduisons un facteur de proportionnalité Ω_{21}^{+}/Ω_R de $7,81$, en très bon accord avec le calcul numérique de l'élément de matrice de la transition $|2\rangle \rightarrow |1'\rangle$ (§III.2.3.a).

III.3.3 Oscillation de Rabi en intensité

Les mesures d'oscillations temporelles nous permettent d'observer les oscillations sur des temps longs. Cependant, la résolution temporelle nous limite quand il s'agit de déterminer les paramètres optimaux pour circulariser. Nous avons donc réalisé une oscillation de Rabi en intensité, ce qui consiste à faire varier la fréquence de Rabi $\Omega_R/2\pi$. La durée de l'impulsion est constante et égale à 162 ns de durée effective. Le champ est de $2,35\,\text{V/cm}$, optimal pour l'oscillation. La figure III.28 montre l'évolution des populations des niveaux sondés en fonction de la fréquence de Rabi. L'oscillation conduit, comme attendu, au peuplement du niveau circulaire après une demi-période. La pureté reste néanmoins limitée étant donné que l'état $|51, k = 2\rangle$ est aussi fortement peuplé ($\sim 8\%$). Les niveaux

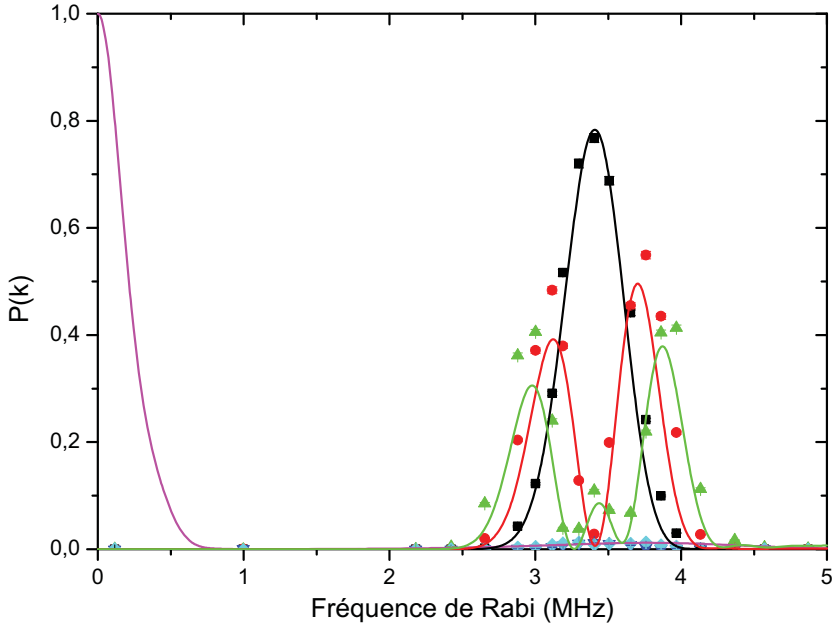


FIGURE III.28 – Oscillation de Rabi en intensité. Les points expérimentaux correspondent aux populations mesurées par les sondes circulaire (noir), k_1 (rouge), k_2 (vert), $k_{1'}$ (bleu) et $k_{2'}$ (cyan) en prenant en compte l'efficacité de sondes. La fréquence de Rabi Ω_R des points expérimentaux est calculée compte tenu du rapport $7,81$ calculé précédemment. L'accord avec les simulations confirme le très bon contrôle expérimental de l'oscillation de Rabi.

$|51, m = 2\rangle$ et $|51, m = 1\rangle$, non présentés sur ces mesures, sont aussi peuplés ($\sim 6\%$ au total) d'après les simulations et de façon analogue aux observations de la figure III.26. C'est là l'un des inconvénients de l'oscillation de Rabi qui, contrairement au passage adiabatique, peuple ces niveaux. Il est important de noter aussi que sur tous les signaux d'oscillations de Rabi observés, les états $|51, k = 1'\rangle$ et$|51, k = 2'\rangle$ ne sont jamais peuplés, garantissant que la polarisation du champ radiofréquence est très bien contrôlée. L'oscillation de Rabi en intensité nous permet de déterminer un jeu de paramètres optimaux pour réaliser une circularisation par oscillation de Rabi - impulsion de durée effective 162 ns et d'intensité $\Omega_R = 3,4\,\mathrm{MHz}$ - qui offre une pureté de l'état circulaire de $77 \pm 1\%$.

Dans les conditions optimales de circularisation, on observe le signal d'ionisation présenté en figure III.29. On observe une résonance bien marquée, correspondant aux atomes circulaires. On remarque cependant une légère aux champs d'ionisation plus faibles, qu'on peut attribuer aux atomes dans le niveau $|51, k = 2\rangle$. Des atomes semblent aussi peupler d'autres niveaux de la multiplicité puisqu'un fond non nul est visible sur le signal d'ionisation. Enfin, le signal qui apparait autour de 60 V/cm correspond à la population des niveaux $|51, m = 2\rangle$ et $|51, m = 1\rangle$.

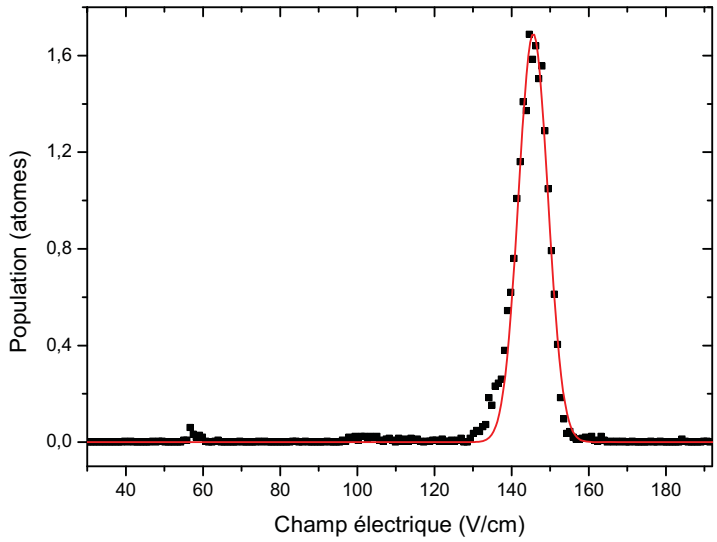


FIGURE III.29 – Signal d'ionisation d'une circularisation par oscillation de Rabi. Un résidu d'atomes non circularisé est responsable du pic à 58 V/cm. On observe un grand pic d'ionisation correspondant aux atomes circulaires. L'ajustement gaussien de ce pic permet de mettre en évidence la présence d'atomes dans les niveaux elliptiques autour du circulaire. L'analyse spectroscopique réalilsée par ailleurs permet d'identifier ces atomes comme appartenant au niveau $|51, k = 2\rangle$.

Conclusion

L'étude menée ici montre que la circularisation par passage adiabatique conduit à de bien meilleurs résultats en terme de pureté de l'état circulaire que l'oscillation de Rabi. Qui plus est, le passage adiabatique est nettement plus robuste vis-à-vis des variations des différents paramètres. Néanmoins, les expériences décrites ici sur l'oscillation de Rabi dans un atome de Rydberg illustre notre faculté à contrôler le couplage entre l'atome et le champ radiofréquence. Cette capacité peut être mise au profit de manipulations plus complexes de l'état de Rydberg. En définitive, en sachant désormais préparer des états de Rydberg circulaires au centre de notre montage cavité, nous disposons d'un système qui peut être considéré dans une très bonne approximation comme un spin couplé à un champ résonant. L'analogie entre le spin et l'oscillateur harmonique (cf §I.1.3.c) nous permet de prétendre pouvoir observer une dynamique Zénon quantique sur les états de Rydberg.

Les expériences ont été ici réalisées avec les quatre électrodes radiofréquences dans le but d'obtenir la meilleure pureté de l'état circulaire possible. Nous avons vu cependant qu'il est possible de générer une polarisation σ^+ avec seulement deux électrodes, au prix d'une dégradation de l'homogénéïté du champ radiofréquence. En utilisant le principe d'une purification micro-onde, il est possible de conserver malgré tout une excellente pureté de l'état circulaire. Les simulations numériques du champ radiofréquence créé dans ce cas (cf II.22b) montrent que la polarisation reste pure à 90% dans la zone traversée par les atomes. Ainsi, il est possible de réaliser la circularisation avec seulement deux électrodes. En dissociant les électrodes deux par deux, nous pouvons disposer de deux sources classiques de champ radiofréquence complètement indépendantes qui ouvrent la voie à des expériences plus complexes.

Chapitre IV

Dynamique Zénon quantique d'un atome de Rydberg

When my eyes were stabbed by the flash of a neon light
That split the night
And touched the sound of silence

Simon & Garfunkel, *The Sound of Silence*

Le passage adiabatique, tout comme l'oscillation de Rabi, illustre notre capacité à manipuler de façon cohérente les états de Rydberg d'un atome de rubidium. Ces deux expériences sont des manipulations qui laissent l'atome dans un état classique et qui nous permettent de préparer avec une excellente pureté des atomes de Rydberg sur des états circulaires de multiplicité $n \sim 50$. Au voisinage de cet état circulaire, les niveaux atomiques ont un comportement hydrogénoïde et peuvent au premier ordre être modélisés comme les états propres d'un spin $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ qu'on peut manipuler en le couplant à un champ radiofréquence polarisé σ^+. L'action de ce champ sur l'atome se traduit par une rotation dans la sphère de Bloch généralisée. Dans ce chapitre, nous nous placerons dans un régime où l'angle des rotations reste plus petit que π et pour lequel le modèle du spin reste valable.

L'analogie entre un moment cinétique et un oscillateur harmonique (cf §I.1.3.c) peut être exploitée pour adapter des protocoles expérimentaux de l'électrodynamique quantique en cavité (CQED) à notre système. En particulier, nous montrerons que la dynamique Zénon quantique (QZD) peut être implémentée dans notre expérience pour préparer des états non-classiques du spin. Nous décrirons alors la mise en pratique d'une telle expérience, dont certains éléments ont déjà été décrit dans les chapitres précédents. Enfin, nous présenterons les résultats que nous avons obtenus et qui illustrent les propriétés non-classiques de la dynamique Zénon quantique.

IV.1 Notions théoriques sur la dynamique Zénon quantique

La dynamique Zénon quantique a été proposée en 2000 par Facchi *et al.* [18] et a fait l'objet d'une proposition d'application à l'électrodynamique quantique en cavité en 2010 par Raimond *et al.* [40]. Notre expérience est fortement inspirée par les idées qui y sont proposées.

IV.1.1 Principe théorique

En tant que généralisation de l'effet Zénon quantique, la dynamique Zénon s'appuie sur des concepts très similaires qu'il est utile de présenter. Cette analyse sera une base pour étudier quelques éléments de la dynamique Zénon quantique et des différentes manières de la générer.

IV.1.1.a L'effet Zénon quantique

La mesure joue un rôle particulier en physique. Plus qu'une simple extraction d'informations, elle a une action directe sur le système physique qui consiste à le projeter sur l'un des états propres de l'observable mesurée, une propriété connue sous le nom de *réduction du paquet d'onde*. Considérant un système quantique évoluant dans l'espace de Hilbert $\mathcal{H}$ et une observable de cet espace $\hat{O}$, nous supposons que le système est initialement dans l'état $|\psi_0\rangle$, état propre non-dégénéré de $\hat{O}$ de la valeur propre μ_0. Dans le cas d'une évolution cohérente, la probabilité de trouver le système dans son état initial après une évolution de durée t est

$$p(t) = |\langle\psi_0|\psi(t)\rangle|^2, \tag{IV.1}$$

où $|\psi(t)\rangle$ est l'état du système à l'instant t défini par l'opérateur d'évolution $\hat{U}(t)$

$$|\psi(t)\rangle = \hat{U}(t)|\psi_0\rangle = e^{i\hat{H}t/\hbar}|\psi_0\rangle. \tag{IV.2}$$

Au temps court, le développement limité de $\hat{U}(t)$ à l'ordre 2 donne l'expression

$$p(t) \simeq 1 - \frac{t^2}{\hbar^2}\left(\langle\psi_0|\hat{H}^2|\psi_0\rangle - \langle\psi_0|\hat{H}|\psi_0\rangle^2\right) \tag{IV.3}$$

$$\simeq 1 - \frac{t^2}{\hbar^2}\Delta\hat{H}_0^2, \tag{IV.4}$$

où $\Delta\hat{H}_0^2$ est la variance de l'énergie de l'état $|\psi_0\rangle$. On reconnaît la spécificité d'une évolution cohérente par son évolution quadratique au temps court. L'effet Zénon quantique exploite l'aspect projectif de la mesure pour geler la dynamique d'un système soumis à une telle évolution [28, 29, 30, 111, 112]. La mesure $\hat{O}$ est répétée à des intervalles de temps

courts, de sorte que le système reste avec une grande probabilité sur son état initial. Une condition nécessaire est donc de renouveller la mesure à une fréquence supérieure à $1/t_z$, où t_z est le temps caractéristique de l'évolution donné par (IV.4)

$$t_z = \frac{\hbar^2}{\Delta \hat{H}_0^2}. \tag{IV.5}$$

Néanmoins, même si la probabilité de quitter l'état $|\psi_0\rangle$ est faible, elle n'est pas nulle et le système pourrait, à force de répéter le processus, finir par quitter l'état initial par un saut quantique. Pour évaluer correctement la probabilité de geler l'évolution du système, il faut estimer la probabilité qu'un tel saut quantique ait lieu sur une durée T. Naturellement, la probabilité sera rigoureusement nulle seulement lorsque le nombre de mesures pendant la durée T sera infinie. Un tel système n'est pas sans rappeler les paradoxes du philosophe grec Zénon sur l'impossibilité d'un mouvement décomposé en une infinité de sous-mouvements. Dans notre cas, nous considérerons notre système interrogé N fois pendant la durée T, l'intervalle de temps entre deux mesures valant alors $\delta t = T/N$. Chaque mesure étant un événement indépendant, la probabilité $P(T)$ de rester dans l'état initial s'écrit

$$P(T) = p(\delta t)^N = \left(1 - \frac{\delta t^2}{t_z^2}\right)^N. \tag{IV.6}$$

Lorsque $\delta t \ll t_z$, la probabilité devient

$$P(T) \simeq 1 - N\frac{\delta t^2}{t_z^2} = 1 - \frac{T^2}{N t_z^2}. \tag{IV.7}$$

La probabilité de quitter l'état $|\psi_0\rangle$ tend donc vers 0 quand $N \to \infty$.

Ce calcul montre l'importance de l'aspect quadratique de l'évolution aux temps courts pour réaliser l'effet Zénon sur un système quantique, qui s'applique donc parfaitement à un système isolé dont l'évolution est cohérente. Mais le résultat ne peut pas être généralisé à tout type d'évolution. Dans le cas d'un système couplé à l'environnement par exemple, l'évolution n'est plus simplement régie par le Hamiltonien. Le couplage y est modélisé par un taux de dissipation de l'énergie Γ vers l'environnement. La probabilité de rester dans l'état initial après une durée T s'écrit désormais

$$P(T) = (1 - \Gamma \Delta t)^N \simeq 1 - \Gamma T \tag{IV.8}$$

Le couplage à l'environnement introduit dans l'équation d'évolution des termes linéaires qui ne peuvent être réduits par une mesure répétée. Ainsi, l'effet Zénon ne permet pas de lutter contre les processus de décohérence.

L'effet Zénon a été d'abord mis en évidence expérimentalement sur des systèmes à deux niveaux [31, 33, 34, 35, 37, 38]. Il a ensuite été observé sur des systèmes plus complexes tels que les niveaux d'un oscillateur harmonique [39]. Dans cette expérience réalisée en 2008 dans le groupe d'électrodynamique quantique en cavité, l'état du champ électromagnétique piégé dans la cavité micro-onde est gelé sur l'état vide $|0\rangle$. Partant d'une

cavité initialement vide, l'expérience alterne injection d'un champ micro-onde cohérent dans la cavité et mesures quantiques non-destructives du nombre de photons. Sous l'effet de ces mesures, la croissance du champ cohérent est inhibée (fig.IV.1). Ces expériences sont décrites en détails dans la thèse de Julien Bernu [113].

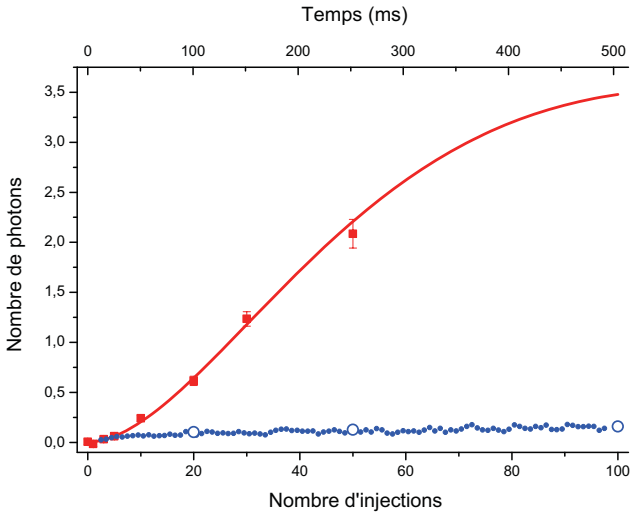


FIGURE IV.1 – Mise en évidence de l'effet Zénon quantique sur les modes d'un oscillateur harmonique (figure extraite de [113]). Les points rouges caractérisent une évolution cohérente du champ dans la cavité supraconductrice, modélisée par la ligne continue. Des mesures QND du nombre de photons, répétées très rapidement, gèlent l'évolution du champ dont le nombre de photons reste proche de 0 (points bleus).

IV.1.1.b De l'effet Zénon quantique à la dynamique Zénon quantique

L'effet Zénon quantique reste un effet limité puisqu'il consiste à empêcher un système d'évoluer. Cependant, le gel de l'état n'est pas une propriété intrinsèque de toute mesure quantique. Rigoureusement, la mesure projette le système sur le sous-espace propre associé à la valeur propre mesurée μ_0. Dans le cas d'une valeur propre non-dégénérée, ce sous-espace est de dimension 1 et le système est nécessairement projeté sur le même état à chaque mesure. Dans le cas d'une valeur propre dégénérée, le sous-espace propre $\mathcal{H}_{\mu_0}$ est de dimension supérieure à 1. Dès lors, le système sera à chaque mesure projeté dans le sous-espace propre $\mathcal{H}_{\mu_0}$ mais il pourra y évoluer librement [18]. La dynamique qui en résulte est appelée dynamique Zénon quantique (QZD), en référence à l'effet Zénon quantique dont elle est une très large généralisation. Si l'on appelle $\hat{P}_\mu$ les opérateurs de projection de la mesure $\hat{O}$ sur les espaces propres $\mathcal{H}_\mu$, alors l'évolution du système soumis à N mesures pendant le temps t dans le sous-espace $\mathcal{H}_{\mu_0}$ est donnée par l'opérateur

$$\hat{V}_P^{(N)}(t) = \left(\hat{P}_{\mu_0}\hat{U}\left(\frac{t}{N}\right)\right)^N. \tag{IV.9}$$

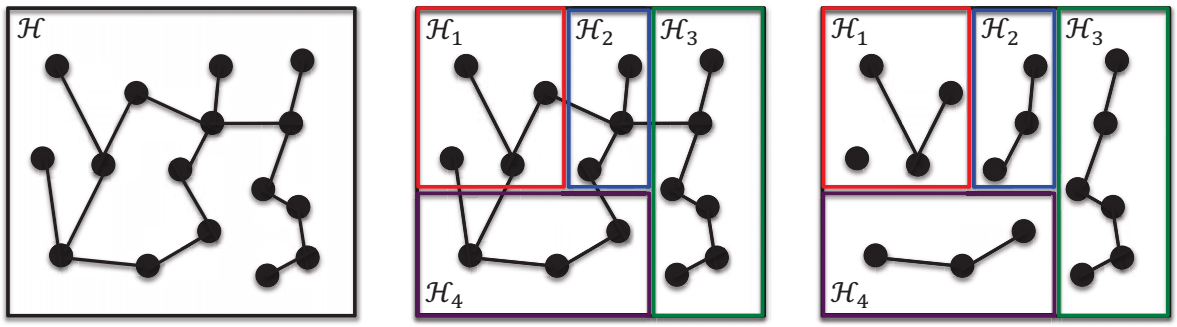
Dans la limite d'un très grand nombre de mesures pendant le temps t, Facchi *et al.* [114] ont montré que l'opérateur d'évolution $\hat{U}_Z(t) = \lim_{N\to\infty} \hat{V}_P^{(N)}(t)$ s'écrit

$$\hat{U}_Z(t) = e^{i\hat{H}_Z t/\hbar}\hat{P}_{\mu_0}, \tag{IV.10}$$

où

$$\hat{H}_Z = \hat{P}_{\mu_0}\hat{H}\hat{P}_{\mu_0} \tag{IV.11}$$

est le Hamiltonien Zénon défini comme la restriction du Hamiltonien au sous-espace $\mathcal{H}_{\mu_0}$. L'état du système est donc projeté sur un sous-espace propre de la mesure et évolue de façon cohérente à l'intérieur de ce sous-espace. L'expression (IV.10) montre qu'un système, initialement dans un sous-espace de Hilbert $\mathcal{H}_\mu$, espace propre d'une mesure $\hat{O}$, voit sa dynamique confinée dans ce sous-espace. La mesure répétée agit comme dans les expériences d'effet Zénon quantique : elle supprime le couplage entre les différents sous-espaces. La probabilité de quitter un sous-espace tend alors vers 0. Le principe de la dynamique Zénon est illustré sur la figure IV.2. A l'intérieur du sous-espace cependant, la dynamique est toujours cohérente et régie par le Hamiltonien $\hat{H}_Z$. De plus, l'espace dans lequel l'évolution est confinée est déterminé par la mesure qu'on applique. Choisir cette mesure revient à choisir dans quel espace nous autorisons le système à évoluer. Ces sous-espaces sont appelés sous-espaces *Zénon* [115]. La dynamique Zénon ouvre donc des perspectives intéressantes pour manipuler un système quantique en modifiant l'espace de Hilbert qui lui est accessible.



(a) **(b)** **(c)**

FIGURE IV.2 – Illustration de la dynamique Zénon quantique. **(a)** Représentation schématique de l'espace de Hilbert $\mathcal{H}$ des états propres d'un Hamiltonien $\hat{H}_0$. Les traits noirs représentent le couplage entre les différents états propres (points noirs) sous l'action d'un Hamiltonien d'interaction $\hat{H}_{int}$. **(b)** La mesure $\hat{O}$ possède plusieurs valeurs propres dégénérées μ. On divise symboliquement l'espace de Hilbert en sous-espace $\mathcal{H}_\mu$. **(c)** L'évolution du système sous l'action de $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int}$ et en présence de la mesure $\hat{O}$ répétée rapidement est décrite par la restriction de $\hat{H}$ à un sous-espace $\mathcal{H}_\mu$.

IV.1.1.c Extension de la dynamique Zénon quantique

Pour produire un effet ou une dynamique Zénon, le processus important dans la mesure n'est pas l'extraction de l'information mais la perturbation que celle-ci introduit dans le système. D'autres méthodes que des mesures projectives de type *Von Neumann* [116] peuvent donc être appliquées pour restreindre l'évolution d'un système à un sous-espace donné. Par exemple, une dynamique similaire peut être obtenue en le soumettant à des sauts de phase réguliers [117], méthode connue sous le nom de technique *bang-bang* quantique [118, 119] et familière dans les manipulations quantiques en résonance magnétique nucléaire [120, 121, 122]. Un saut de phase peut être décrit par l'opérateur $\hat{U}_{bb}$, qui modifie la phase des états de valeur propre μ d'une quantité λ_μ et qui s'écrit donc

$$\hat{U}_{bb} = \sum_\mu e^{-i\lambda_\mu} \hat{P}_\mu. \tag{IV.12}$$

L'opérateur d'évolution s'écrit alors

$$\hat{U}_{bb}(t) \sim \hat{U}_{bb}^N e^{-i\hat{H}_Z t/\hbar}, \tag{IV.13}$$

avec

$$\hat{H}_Z = \sum_\mu \hat{P}_\mu \hat{H} \hat{P}_\mu, \tag{IV.14}$$

et on retrouve effectivement une dynamique Zénon quantique [114]. L'idée commune à ces deux méthodes est d'imposer au système une dynamique très rapide devant le temps caractéristique de l'évolution du système [115]. La technique *bang-bang*, par des déphasages réguliers, annihile l'effet du couplage entre états de sous-espaces différents. Au sein d'un de ces sous-espaces, l'évolution qui en résulte est physiquement identique à celle obtenue par des mesures projectives à une phase globale près. Pour une application pratique, le nombre de sauts de phase ne peut pas être infini et impose une condition sur les déphasages introduit par $\hat{U}_{bb}$ [**?**].

Une troisième approche pour observer une dynamique Zénon sur un système quantique consiste à soumettre le système à une interaction continue [114]. L'évolution est alors gouvernée par le Hamiltonien H_c défini par

$$\hat{H}_c = \hat{H} + K\hat{H}_K, \tag{IV.15}$$

où K est une constante de couplage et $\hat{H}_K$ est un Hamiltonien supplémentaire caractérisant l'interaction continue. On suppose que $\hat{H}_K$ a un spectre discret et s'écrit

$$\hat{H}_K = \sum_\mu \eta_\mu \hat{P}_\mu. \tag{IV.16}$$

Dans la limite $K \to \infty$ d'une interaction infiniment forte, l'opérateur d'évolution s'écrit

$$\hat{U}_c(t) = e^{-iK\hat{H}_K t/\hbar} e^{-i\hat{H}_Z t/\hbar}, \tag{IV.17}$$

où

$$\hat{H}_Z = \sum_{\mu} \hat{P}_\mu \hat{H} \hat{P}_\mu. \tag{IV.18}$$

Là encore, nous retrouvons une évolution confinée dans les sous-espaces associés à l'interaction continue. Cette troisième méthode peut être vue comme une limite de la technique *bang-bang* où les sauts sont infiniment proches et où la phase est modifiée en continu. La condition sur la phase à introduire devient alors une condition sur l'intensité du couplage de l'interaction continue.

Ces trois méthodes conduisent à des évolutions confinées au sein des sous-espaces propres et sont donc toutes trois appelées dynamique Zénon quantique. Au sein d'un de ces sous-espace propres, les évolutions sont identiques à une phase globale près. L'équivalence n'est cependant formellement identique que dans la limite d'une infinité de mesures, d'une infinité de sauts de phase et d'une interaction infiniment forte. Surtout, les trois évolutions sont identiques au sein d'un sous-espace Zénon, mais pas dans l'espace de Hilbert tout entier. En effet, la mesure projective annule véritablement les cohérences entre les différents sous-espaces Zénon alors que les deux autres méthodes ne font qu'introduire une phase rapidement variable. L'évolution d'un état ayant des composantes dans différents sous-espaces restera cohérente dans ces derniers cas.

IV.1.2 Application en électrodynamique quantique en cavité

La spécificité de la dynamique Zénon quantique est de générer, même sous l'action d'un Hamiltonien $\hat{H}$ classique, des dynamiques non-classiques. Pour cette raison, elle fait l'objet d'un intérêt particulier dans le domaine de l'information quantique.

IV.1.2.a Perspectives pour la CQED

Pour l'électrodynamique quantique en cavité, de telles dynamiques sont intéressantes pour produire des états non-classiques du rayonnement. Raimond *et al.* ont proposé un protocole pour implémenter la dynamique Zénon quantique sur le mode du champ piégé dans la cavité supraconductrice [40]. Un atome de Rydberg qui interagit avec le mode du champ électromagnétique peut être utilisé pour « mesurer » si le champ est dans l'état de Fock $|n = s\rangle$ contenant s photons. Cette mesure correspond à la question « Y-a-t'il exactement s photons dans la cavité ? ». A la réponse « non » sont associés tous les états de Fock $|n \neq s\rangle$. Le sous-espace associé, de dimension infinie, constitue un sous-espace Zénon.

Raimond *et al.* propose alors d'observer l'effet d'une telle mesure sur l'évolution générée par l'injection d'un champ micro-onde cohérent à l'aide d'une source classique. En pratique, la méthode propose non pas de réaliser des mesures projectives mais d'appliquer des sauts de phases répétés. La séquence alterne donc des injections cohérentes et des

impulsions micro-ondes qui déphasent sélectivement le niveau $|n = s\rangle$. L'avantage de ce procédé est de pouvoir utiliser le même atome à chaque pas. Par ce procédé, il est possible d'engendrer diverses dynamiques comme illustré sur la figure IV.3. Les états d'un champ électromagnétique n'étant couplés qu'entre plus proches voisins, interdire l'état $|n = s\rangle$ revient à diviser le sous-espace Zénon en deux sous-espaces disjoints, noté $\mathcal{H}_{<s}$ et $\mathcal{H}_{>s}$ et contenant un nombre $n < s$ ou $n > s$ de photons. Sur chaque simulation, le champ micro-onde n'évolue que dans un des sous-espaces $\mathcal{H}_{<s}$ ou $\mathcal{H}_{>s}$, délimité par un *cercle d'exclusion* correspondant à l'état $|n = s\rangle$. En l'absence de dynamique Zénon, l'injection d'un champ cohérent se traduit par un déplacement dans l'espace des phases. Ici, le système évolue naturellement tant qu'il reste éloigné du cercle d'exclusion. Lorsque ce n'est plus le cas, la dynamique devient non-classique. Les deux premières simulations montrent qu'en atteignant le cercle d'exclusion, l'état cohérent se scinde en deux composantes bien distinctes dans le plan de phase. A cet instant, l'état se trouve dans une superposition de deux états quasi-cohérents de phase opposée.

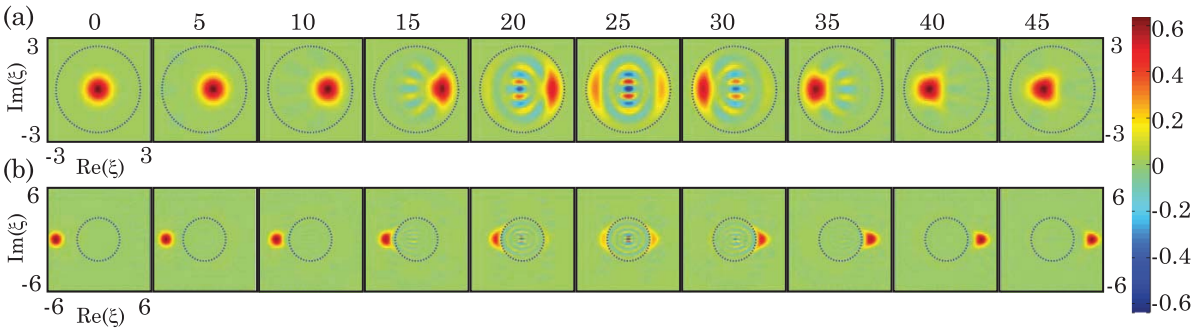


FIGURE IV.3 – Simulations numériques réalistes d'une expérience de QZD du champ micro-onde dans la cavité. La figure, extraite de Raimond *et al.* [40], présente la fonction de Wigner du champ électromagnétique dans l'espace des phases. Des sauts de phase 2π sont appliqués à chaque itération avec $s = 6$. Le cercle d'exclusion de rayon $\sqrt{6}$ est représenté en pointillé. L'état initial est un état cohérent $|\alpha\rangle$ qui varie sur les deux exemples. **(a)** $\alpha = 0$, champ initialement à l'intérieur du cercle d'exclusion. **(b)** $\alpha = -5$, champ à l'extérieur du cercle d'exclusion.

Puisque la dynamique Zénon quantique à l'intérieur d'un sous-espace reste une évolution cohérente, cette superposition est en fait un état chat de Schrödinger, illustré par la présence de franges d'interférence sur la fonction de Wigner. La dynamique Zénon quantique est donc une méthode efficace pour préparer des états non-classiques. La taille de l'état chat est déterminée par la position du cercle d'exclusion, il est donc envisageable de préparer des états non-classiques mésoscopiques à condition de pouvoir appliquer les sauts de phase pour de grands nombres de photons s.

IV.1.2.b QZD du champ micro-onde

Pour mettre en œuvre ces expériences de dynamique Zénon quantique, il faut être capable d'appliquer des sauts de phase sélectivement sur l'état $|s\rangle$. En l'absence de couplage avec l'atome de Rydberg, les modes du champ sont équirépartis. Lorsque le champ est couplé à un atome de Rydberg dont la transition entre deux niveaux circulaires $|g\rangle$ et $|e\rangle$ est résonante avec le mode de la cavité, le spectre des états habillés de l'atome et du champ présente une forte anharmonicité. Pour un couplage caractérisé par la fréquence de Rabi du vide Ω_0, les états habillés $|\pm, n\rangle$ sont séparés en énergie d'une quantité $\sqrt{n+1}\hbar\Omega_0$ (fig. IV.4a) et le spectre devient anharmonique. Depuis un niveau atomique auxiliaire $|h\rangle$ qui n'est pas couplé au mode de la cavité, il est alors possible d'induire des transitions sélectives vers l'un des niveaux habillés ayant un nombre de photons égal à s (fig.IV.4b) [41]. On peut alors appliquer une impulsion micro-onde 2π résonante sur la transition $|h, s\rangle \rightarrow |+, s\rangle$ qui ne déphasera l'état $|+, s\rangle$ que si $n = s$. Sinon, la phase de l'état restera inchangé. Quoi qu'il en soit, l'atome sera toujours dans l'état $|h\rangle$ à la fin de la séquence. Avec le même atome, on peut alors appliquer des sauts de phase répétés sur le niveau contenant s photons et observer une dynamique Zénon quantique. Il reste néanmoins qu'il est nécessaire de résoudre spectralement la transition $|h, s\rangle \rightarrow |+, s\rangle$ de $|h, n \neq s\rangle \rightarrow |\pm, n \neq s\rangle$. Cela nécessite des temps d'interrogation d'autant plus long que s est grand. Pour $s \gg 1$, le temps d'interrogation doit respecter $\Delta t \gg 4\sqrt{s}/\Omega_0$. Dans le dispositif actuel, le temps d'interaction entre l'atome et le champ est trop court pour appliquer cette méthode. La nouvelle expérience *fontaine* permettra d'augmenter significativement ce temps d'interaction et d'appliquer la dynamique Zénon quantique pour préparer des états chat de Schrödinger comme présentés sur la figure IV.3.

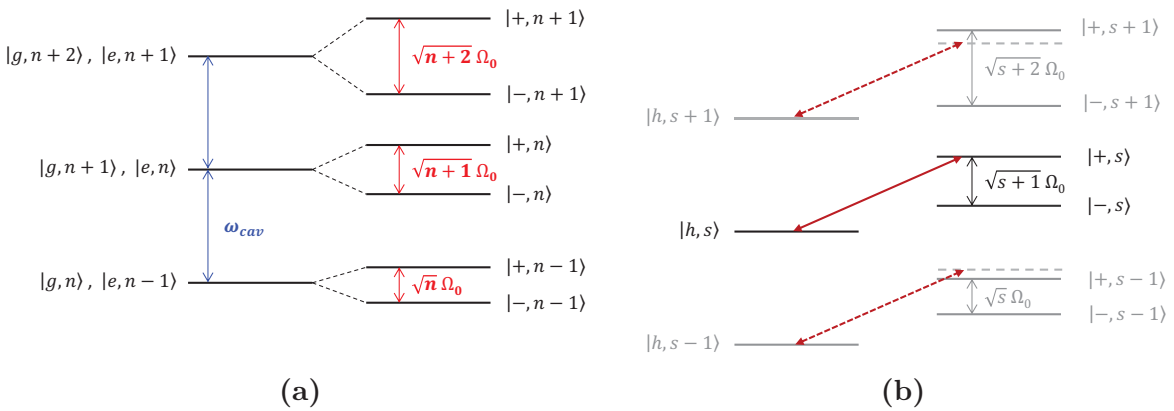


FIGURE IV.4 – Transition sélective sur les niveaux habillés. **(a)** Spectre du champ habillé par les atomes de Rydberg circulaires. En couplage nul, le spectre est harmonique. Lorsque la pulsation de Rabi du vide Ω_0 est non nulle, les niveaux habillés sont séparés d'une quantité proportionnelle à $sqrtn + 1$. Le spectre devient anharmonique. **(b)** Cette anharmonicité permet d'induire des transitions sélectives sur les niveaux habillés avec un nombre de photons bien précis.

IV.1.3 Dynamique Zénon quantique d'un spin

Une expérience très similaire peut être réalisée en travaillant sur l'échelle harmonique d'un spin $\hat{\boldsymbol{J}}$. L'évolution a alors lieu dans l'espace de Hilbert formé des $2j+1$ états de spin $|j, m_j\rangle$ avec $m_j = -j...j$. Une source classique de rayonnement couplée à ce spin engendrera des états cohérents de spin, analogue aux états cohérents du champ électromagnétique. La barrière de la dynamique Zénon est réalisée en mesurant uniquement l'un des états de spin $|j, m_{j_z}\rangle$.

Le couplage d'un spin à un champ électromagnétique résonant, dans notre cas un champ radiofréquence, est caractérisé par le Hamiltonien d'interaction établi en (III.20)

$$V_{spin} = \frac{\hbar\Omega_{rf}}{2} \sum_{k=0}^{n-1} \sqrt{(n-k-1)(k+1)}|n,k\rangle\langle n,k+1| + h.c. \tag{IV.19}$$

Celui-ci présente une très forte analogie avec le Hamiltonien qui couple un oscillateur harmonique à une source classique

$$V_{OH} = \frac{\hbar\Omega_0}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{n+1}|n\rangle\langle n+1| + h.c. \tag{IV.20}$$

Sous l'effet d'un champ extérieur, un état de spin ne sera couplé qu'à ses premiers voisins comme c'est le cas pour les états de Fock. En conséquence, priver l'espace de Hilbert accessible de l'état $|j, m_{j_z}\rangle$ revient ici aussi à diviser l'espace en deux sous-espaces Zénon disjoints $\mathcal{H}_{<m_{j_z}}$ et $\mathcal{H}_{>m_{j_z}}$. Partant de l'état de spin $|j, j\rangle$, l'évolution dans la sphère de Bloch généralisée se limite à une évolution dans la calotte polaire définie par une *latitude limite* liée à k_z et analogue du cercle d'exclusion (fig.IV.5).

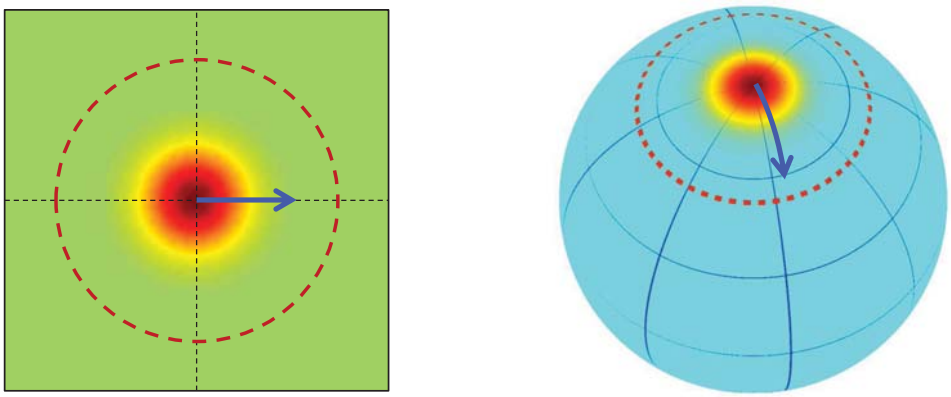


FIGURE IV.5 – Analogie entre la dynamique Zénon quantique d'un oscillateur harmonique et d'un moment cinétique. Dans un cas, la dynamique est confinée à l'intérieur d'un cercle du plan de phase par une mesure atomique du champ micro-onde quantique. Dans l'autre cas, la dynamique du spin atomique est restreinte dans une calotte polaire de la sphère de Bloch généralisée, délimitée par une latitude limite qui correspond à la projection sur l'axe (Z) de l'état $|n, k_z\rangle$ mesuré avec une micro-onde classique.

IV.2 Implémenter la dynamique Zénon avec des atomes de Rydberg

Nous avons déjà expliqué comment au premier ordre, sous l'effet d'une radiofréquence de polarisation σ^+, la dynamique d'un atome de Rydberg hydrogénoïde à l'intérieur d'une multiplicité n est décrite par l'oscillation dans la sphère de Bloch d'un moment cinétique $J_1 = (n-1)/2$. Nous allons maintenant chercher à implémenter sur notre système la dynamique Zénon de ce spin.

IV.2.1 Dynamique Zénon quantique sur un atome de Rydberg

Nous avons vu au chapitre I qu'à cause du défaut quantique, la structure des niveaux des états de faibles m n'est pas hydrogénoïde. A l'inverse, les niveaux de grand moment angulaire, même dans le rubidium, se comporte comme les niveaux paraboliques de l'atome d'hydrogène. C'est pourquoi nous allons induire des rotations de l'état de l'atome, en partant d'un atome préparé dans l'état circulaire.

IV.2.1.a Générer une dynamique Zénon quantique

La structure des niveaux de grand m des trois multiplicités $n_g = 50$, $n_e = 51$ et $n_f = 52$ est présentée sur la figure IV.6. L'atome dans ces expériences est préparé dans l'état circulaire $|51, k = 0\rangle$. Sous l'effet d'un champ radiofréquence polarisé σ^+, nous savons que l'état de l'atome évolue dans le sous-espace correspondant à la première diagonale de la multiplicité (niveaux noirs en gras). Continuant de suivre la convention adoptée jusqu'ici, les niveaux de cette diagonale, dont la structure est celle d'un spin $J_1 = (n-1)/2$, seront notés $|51, k\rangle$. Une impulsion de radiofréquence induit une rotation du spin sur la sphère de Bloch. Pour observer une dynamique Zénon, il faut être capable de mesurer sélectivement un des niveaux $|51, k_z\rangle$ de l'échelle. Pour cela, nous utilisons l'effet Stark différentiel et le fait que l'écart entre les niveaux paraboliques est proportionnel à n. Les fréquences des transitions $|51, k\rangle \rightarrow |50, k\rangle$ pour des k successifs sont séparées d'une quantité $\Delta/2\pi = 4,6\,\mathrm{MHz}$. Pour confiner la dynamique dans un sous-espace, nous allons donc appliquer en continu un champ micro-onde résonant sur la transition $|51, k_z\rangle \rightarrow |50, k_z\rangle$. Cette micro-onde habille ces niveaux. Les nouveaux états propres sont les états $|\pm, k_z\rangle$, séparés en énergie de $\hbar\Omega_{mw}$, où Ω_{mw} est la pulsation de Rabi du champ. Cela ouvre une bande d'énergie interdite qui sépare les états $|51, k\rangle$ pour k plus petit ou plus grand que k_z. Plus Ω_{mw} sera grand, plus le confinement sera efficace. Toutefois, pour que la micro-onde reste non-résonante avec les niveaux $|51, k_z \pm 1\rangle$, la pulsation Ω_{mw} doit être petite devant l'effet Stark différentiel Δ. Nous avons donc choisi $\Omega_{mw} \sim 2\pi \times 3\,\mathrm{MHz}$.

Malgré cela, la *micro-onde Zénon* induit des effets de déplacements lumineux non né-

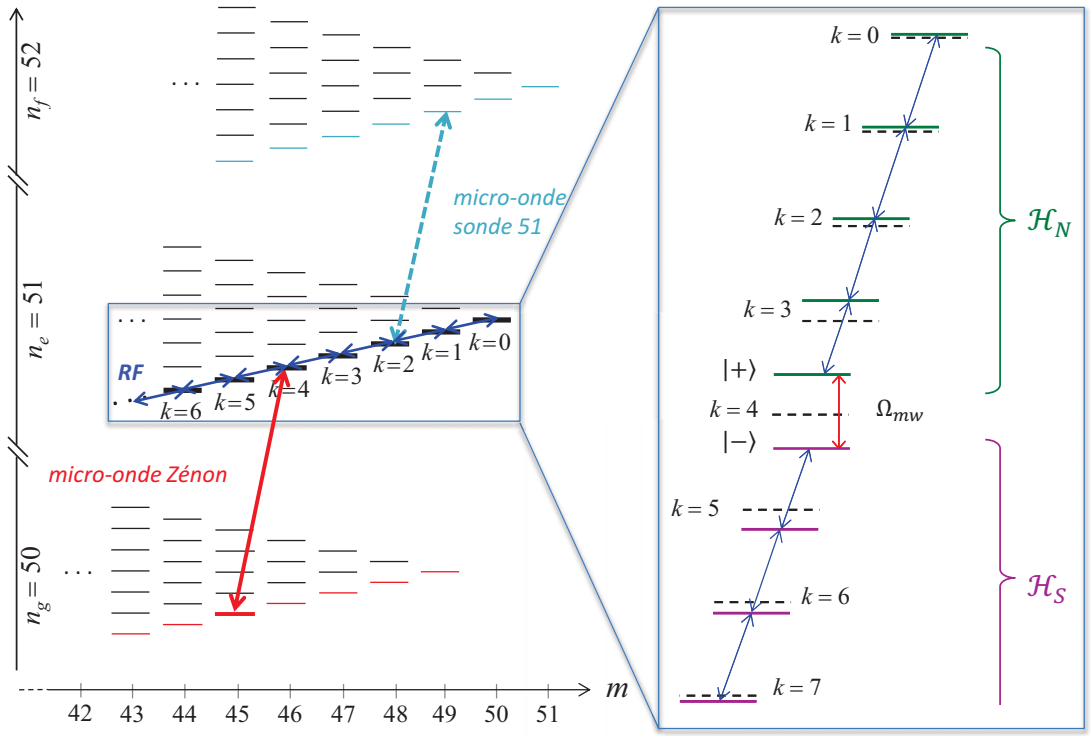


FIGURE IV.6 – Spectre Stark autour de la multiplicité $n_e = 51$. A gauche sont représentés les multiplicités $n_g = 50$, $n_e = 51$ et $n_f = 52$. La dynamique Zénon quantique s'effectue sur les niveaux surlignés en noir dans la multiplicité $n_e = 51$. La micro-onde Zénon est appliquée ici pour $k_z = 4$. A droite de la figure, un agrandissement sur la multiplicité $n_e = 51$ montre les niveaux d'énergie sans micro-onde Zénon (traits noirs pointillés) ou avec (traits pleins en couleur). Les sous-espaces Zénon $\mathcal{H}_N$ et $\mathcal{H}_S$ sont indiqués respectivement en vert et en magenta. L'échelle des énergies n'est pas respectées.

gligeables sur les états $k \neq k_z$. Pour comprendre la dynamique du spin en présence de la micro-onde Zénon, il est utile de représenter l'énergie des états habillés $|51, k \neq k_z, N_{mw}\rangle$, $|50, k \neq k_z, N_{mw}+1\rangle$ et $|\pm, k_z\rangle$ dans le référentiel tournant à la fréquence $\omega_{rf}/2\pi$ (fig.IV.7). Comme vu au chapitre III, cela revient à ajouter à l'énergie du niveau habillé par la micro-onde l'énergie de $N_{rf} - k$ photons radiofréquences de fréquence $\omega_{rf}/2\pi$. On peut voir qu'en présence de la micro-onde et avec nos paramètres expérimentaux, les niveaux $|51, k_z - 1\rangle$ et $|51, k_z + 1\rangle$ restent fortement déplacés, si bien que la plus importante différence d'énergie n'est pas entre $|51, k_z - 1\rangle$ et $|+, k_z\rangle$ mais entre $|+, k_z\rangle$ et $|51, k_z + 1\rangle$. Sous l'effet de la micro-onde, l'espace de Hilbert est donc séparé en deux sous-espaces $\mathcal{H}_N$ et $\mathcal{H}_S$ tel que représenté sur la figure IV.6.

La figure IV.7 montre que les niveaux $|51, k < k_z - 1\rangle$ sont aussi déplacés en énergie. Ces déplacements, qui pourrait induire l'équivalent d'un effet Kerr, peuvent être partiellement compensé en changeant le désaccord (fig.IV.8). En pratique, la fréquence de la radiofréquence est fixe et nous changerons le champ électrique pour que la fréquence de la transition $|51, k = 0\rangle \rightarrow |51, k = 1\rangle$ que nous prendrons comme référence ait une fréquence $\omega_{01}/2\pi$ de 230, 15 MHz.

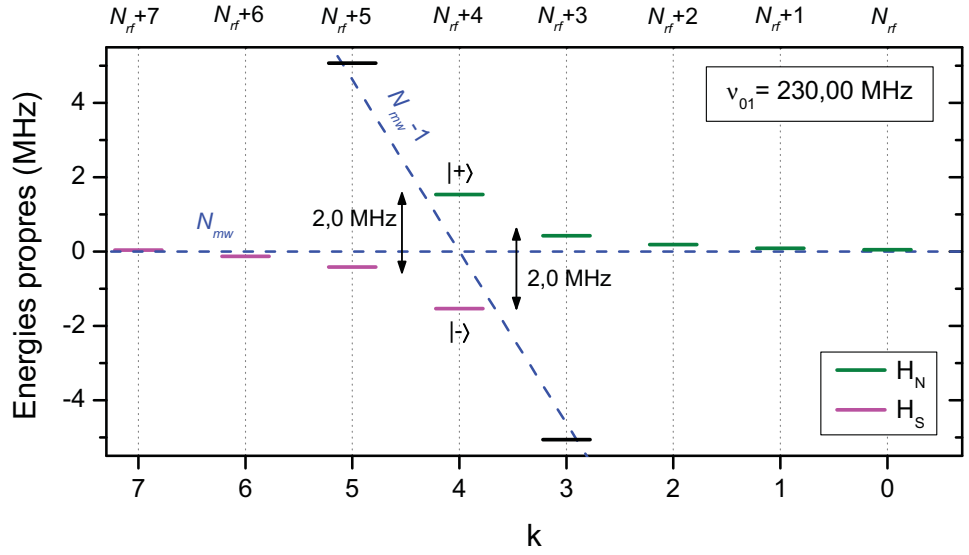


FIGURE IV.7 – Energies des états habillés par la micro-onde Zénon et tenant compte des photons radiofréquences. Les énergies sont calculées pour le champ électrique F_{ref} tel que la transition $|51, k = 0\rangle \rightarrow |51, k = 1\rangle$ ait une fréquence $\omega_{01}/2\pi$ de $230,0\,\text{MHz}$ (sans couplage micro-onde). La micro-onde Zénon est appliquée sur $k_z = 4$ avec $\Omega_{mw} = 2\pi \times 3,08\,\text{MHz}$. Le couplage avec la radiofréquence n'est pas pris en compte sur le diagramme. L'effet Stark quadratique est intégré dans ce diagramme. En pointillé sont tracées les énergies en l'absence de couplage micro-onde dans la multiplicité $n_e = 51$ (trait horizontal) et dans la multiplicité $n_g = 50$ (trait oblique).

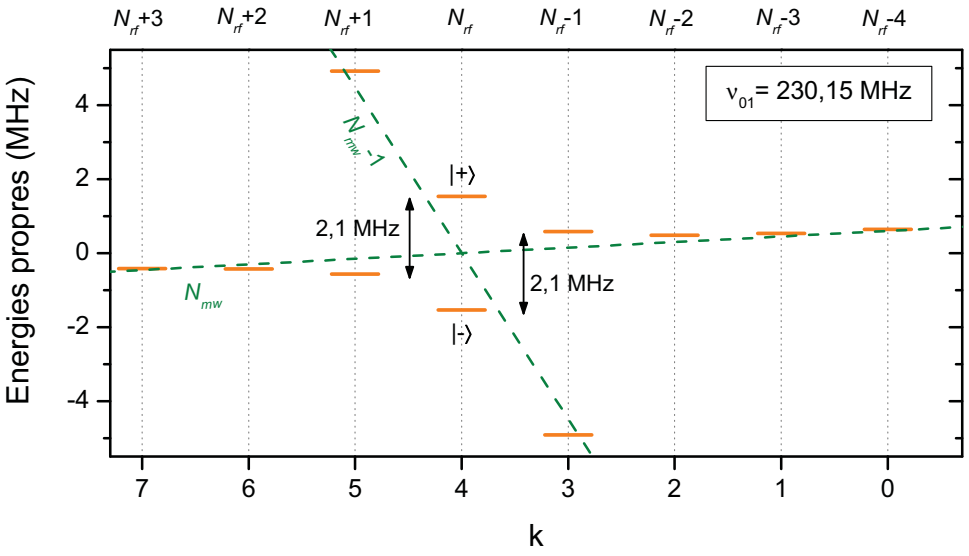


FIGURE IV.8 – Energies des états habillés par la micro-onde Zénon et tenant compte des photons radiofréquences pour un désaccord tel que $\omega_{01} = 2\pi \times 230,15\,\text{MHz}$. Ce léger désaccord compense les déplacements lumineux pour que toutes les transitions $|51, k\rangle \rightarrow |51, k+1\rangle$ aient une fréquence d'environ $230\,\text{MHz}$. Les lignes pointillées représentent l'énergie en l'absence de couplage micro-onde mais avec ce désaccord.

Pour analyser la dynamique, nous allons dans un premier temps mesurer les probabilités d'occupation $\mathcal{P}_k$ des états $|51, k\rangle$ à l'aide de sondes micro-ondes. Grâce à l'effet Stark linéaire différentiel entre les multiplicités $n_e = 51$ et $n_f = 52$, chaque sonde peut transférer sélectivement un état $|51, k\rangle$ vers la multiplicité $n_f = 52$ - en pratique vers les niveaux $|52, k\rangle$ - où les atomes sont alors détectés par ionisation. Toutefois, la dynamique ayant lieu dans l'espace des états habillés, il faut prendre garde à la façon dont s'éteint la micro-onde d'habillage, sans quoi la population des états $|\pm, k_z\rangle$ va se projeter aléatoirement sur les états $|51, k_z\rangle$ et $|50, k_z\rangle$. Nous éteignons donc la micro-onde lentement afin de transférer de façon contrôlée les états habillés sur les états $|51, k\rangle$ et $|50, k\rangle$ avant de détecter ces populations sur les niveaux $|51, k\rangle$ et $|50, k\rangle$.

La dynamique Zénon se traduisant par une évolution très caractéristique dans l'espace des phases, nous avons aussi voulu mesurer la fonction Q et la fonction de Wigner de nos états. Pour mesurer la fonction Q, la procédure expérimentale est exactement dictée par sa définition (I.65). Une fois l'état préparé par QZD, nous appliquons une impulsion radiofréquence calibrée pour générer une rotation $R(\Theta, \Phi)$ et nous mesurons la probabilité d'être dans l'état circulaire. Pour la fonction de Wigner, nous mesurons toutes les probabilités P_k après la rotation et nous utilisons un algorithme pour reconstruire la matrice densité à partir des mesures des valeurs de $\langle n_e, k|R^\dagger(\Theta, \Phi)\rho R(\Theta, \Phi)|n_e, k\rangle$.

Pour la mesure de la fonction Q ou de la fonction de Wigner, l'étape de déshabillage adiabatique pose problème. Dans les deux cas, il faut induire les rotations sur la sphère de Bloch généralisée avant que la décohérence n'ait annulé les termes non-diagonaux de la matrice densité. Or, les temps de cohérence dans notre expérience sont limités par les inhomogénéités, en particulier celles du champ électrique, à des durées de l'ordre de 1 µs. Le déshabillage adiabatique, lui, nécessite 6 µs. C'est pourquoi nous avons choisi de réaliser la rotation de reconstruction en présence de la micro-onde d'habillage. Elle est donc réalisée par un champ radiofréquence de grande intensité Ω'_{rf} qui induit des couplages $\sim \sqrt{n_e}\Omega'_{rf}$ entre les niveaux $|51, k\rangle$ supérieurs à la largeur de la bande d'énergie interdite ouverte par la micro-onde.

IV.2.1.b Séquence temporelle de l'expérience

L'expérience de dynamique Zénon en elle-même implique déjà trois multiplicités voisines. Pour préparer un état circulaire $|51, k = 0\rangle$ de très grande pureté indispensable pour commencer ces manipulations, nous avons réalisé la circularisation dans la multiplicité $n_c = 49$ par un passage adiabatique, après une impulsion laser de 1 µs qui excite l'état $|49, m = 2\rangle$ (fig.IV.10). Une impulsion de purification à deux photons transfère ensuite les atomes de l'état $|49, k = 0\rangle$ sur l'état $|51, k = 0\rangle$ (fig.IV.9). La micro-onde d'habillage est alors allumée et le reste pendant toute la phase de manipulation atomique. La dynamique est induite par une première impulsion de radiofréquence de faible intensité. Le cas échéant, une deuxième impulsion de radiofréquence plus puissante peut être appliquée juste après pour la phase de reconstruction. Ensuite, la micro-onde est éteinte

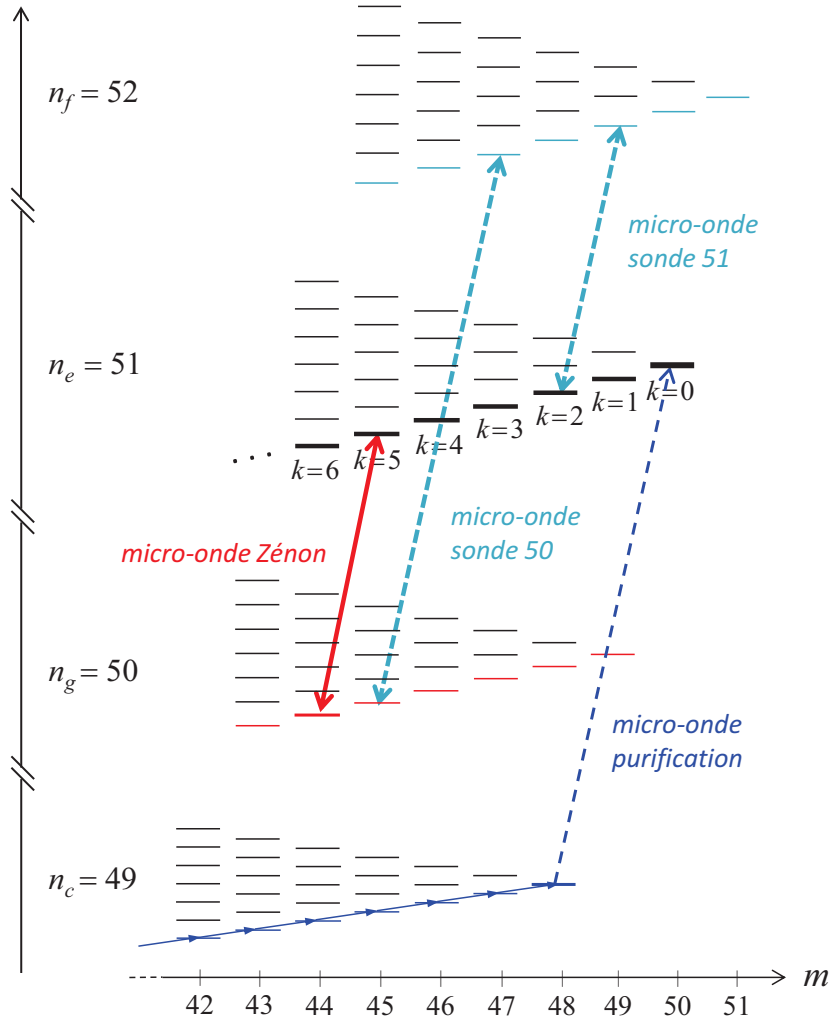


FIGURE IV.9 – Multiplicités mises en jeu dans l'expérience de QZD (l'échelle des énergies n'est pas respectée). Les atomes sont circularisés dans la multiplicité $n_c = 49$, puis l'état est purifié vers le niveau $|51, k = 0\rangle$. Le champ radiofréquence polarisé σ^+ génère une dynamique à l'intérieur de la multiplicité $n = 51$ sur les niveaux $|51, k\rangle$ (en gras). La micro-onde Zénon induit un couplage continu entre le niveau $|51, k_z\rangle$ et le niveau $|50, k_z\rangle$ (en rouge). Tous les niveaux jusqu'à $k = 5$ des multiplicités $n_e = 51$ et $n_g = 50$ sont mesurés par des sondes micro-ondes qui transfèrent la population vers la multiplicité $n_f = 52$.

lentement afin de réaliser le déshabillage adiabatique des états. Les niveaux habillés sont alors transférés dans les niveaux non couplés $|50, k\rangle$ et $|51, k\rangle$ et ceux-ci sont détectés par des sondes micro-ondes, qui transfèrent les populations vers la multiplicité $n_f = 52$, où ils sont détectés par ionisation.

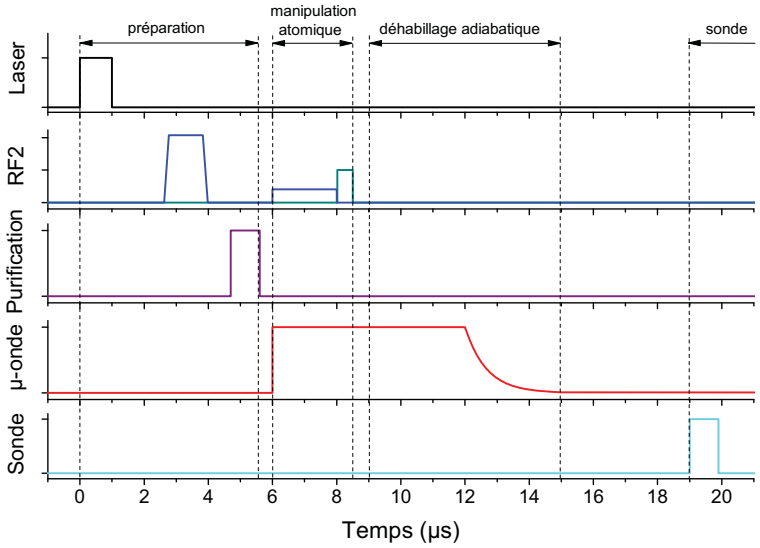


FIGURE IV.10 – Séquence temporelle utilisée pour les expériences de dynamique Zénon quantique. La hauteur des impulsions radiofréquences est juste une indication de l'intensité du champ radiofréquence utilisée.

IV.2.2 Choix des paramètres et réglages expérimentaux

Nous présentons ici les réglages expérimentaux nécessaires pour l'expérience. Ces réglages sont essentiels pour choisir les paramètres qui nous permettrons d'observer la dynamique Zénon quantique.

IV.2.2.a Réglage du champ électrique par interférométrie de Ramsey

L'étude du spectre Stark en présence de la micro-onde Zénon montre qu'il est intéressant de travailler à un champ électrique tel que $\omega_{01}/2\pi = 230,15\,\text{MHz}$ (cf §IV.2.1.a). Nous avons réalisé la mesure du champ électrique par une expérience d'interférométrie de Ramsey dont le principe est décrit sur la figure IV.11. Celle-ci consiste en deux impulsions radiofréquences de même durée et de même puissance (générées par la même paire d'électrodes), séparées d'une durée Δt_r. Partant du niveau $|51, k = 0\rangle$, on génère avec la première impulsion une rotation sur la sphère de Bloch généralisée qui prépare un état cohérent de spin $|\Theta, 0\rangle$. L'état évolue ensuite pendant le temps Δt_r, puis on induit une nouvelle rotation avec la deuxième impulsion, identique à la première. Enfin, nous mesurons la population du niveau circulaire. Pendant la durée Δt_r, l'état cohérent de spin tourne autour de l'axe (Z) de la sphère de Bloch généralisée à la vitesse angulaire $\delta = \omega_{at} - \omega_{rf}$ et acquiert donc une phase $\Phi = \delta \Delta t_r$. Si $\Delta t_r = \pi/\delta$, le spin revient après la deuxième impulsion sur l'état circulaire. En mesurant la probabilité d'occupation du niveau circulaire en fonction de Δt_r, on observe un signal périodique de fréquence $\delta/2\pi$.

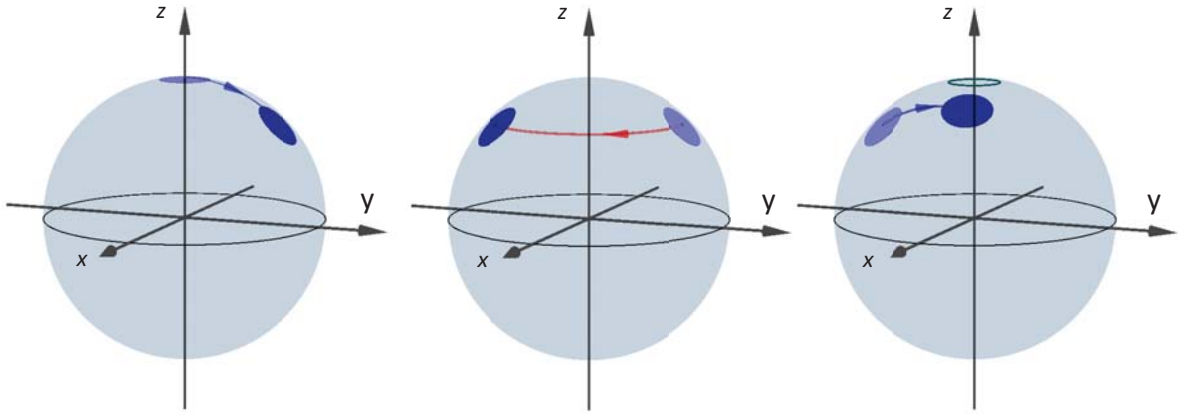


FIGURE IV.11 – Principe de la spectroscopie par interférences de Ramsey. Une première impulsion génère un état cohérent de spin par une rotation autour de l'axe (X). Entre les deux impulsions, l'état tourne autour de l'axe (Z) de la sphère de Bloch proportionnellement au désaccord δ. La deuxième impulsion induit une dernière rotation sur la sphère de Bloch autour de l'axe (X). On mesure ensuite le recouvrement de l'état avec le niveau $|51, k = 0\rangle$ représenté par un cercle autour du pôle Nord.

Néanmoins, l'effet Stark quadratique lève la dégénérescence entre les transitions $|51, k\rangle \rightarrow |51, k + 1\rangle$ dont les fréquences diminuent de 14 kHz à mesure que k augmente. Pour mesurer ω_{01}, l'angle Θ doit rester assez petit de manière à ne peupler que les états $|51, k = 0\rangle$ et $|51, k = 1\rangle$. Les impulsions sont donc courtes et de faibles amplitudes. Pour mesurer une valeur de $\delta/2\pi$ de 150 kHz, il faut à priori observé les oscillations sur un temps de $\sim 7\,\mu$s. A la place, nous calibrons le champ électrique en observant les franges de Ramsey pour deux valeurs du champ électrique de $0,01$ V/cm en dessous ou au dessus de la valeur pour laquelle nous espérons avoir $\omega_{01} = 2\pi \times 230$ MHz (fig.IV.12). Nous

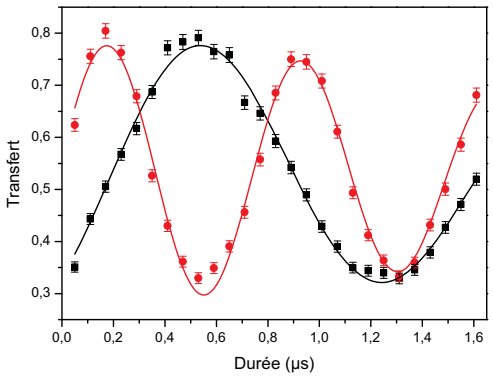


FIGURE IV.12 – Mesure de la fréquence $\omega_{01}/2\pi$ par interférences de Ramsey. A partir de l'étalonnage du champ électrique fait par spectroscopie micro-onde (cf §II.2.2.a), on désaccorde la transition d'environ -1 MHz (resp. $+1$ MHz) et on mesure $\mathcal{P}_{k=0}$, indiquée par les points noirs (resp. rouges). Le signal d'interférence oscille avec une fréquence positive ou négative qui correspond à un sens ou l'autre de rotation dans la sphère de Bloch. Sa mesure nous donne $\delta/2\pi = -0,70$ MHz (resp. $1,32$ MHz).

mesurons alors δ_- et δ_+ (avec typiquement $|\delta_+ - \delta_-| = 2\pi \times 2\,\text{MHz}$). Par interpolation linéaire, nous pouvons calculer la valeur du champ électrique à appliquer pour avoir $\omega_{01} = 2\pi \times 230,15\,\text{MHz}$.

IV.2.2.b Etalonnage de la micro-onde

Le couplage entre la micro-onde Zénon et les atomes est l'un des paramètres essentiels dans le confinement de la dynamique. Pour le connaître, il nous faut mesurer les énergies des niveaux habillés $|\pm, k_z\rangle$ par une mesure spectroscopique du doublet d'Autler-Townes. Pour ce faire, la micro-onde Zénon est appliquée durant tout le temps de la mesure et une impulsion micro-onde sonde le spectre autour du niveau $|50, k_z\rangle$. L'écart entre les deux résonances qu'on observe est égal à $\hbar\Omega_{mw}$. Puisque la circularisation a lieu dans la multiplicité $n_c = 49$, il est aisé de faire la spectroscopie autour de la transition $|49, k_z\rangle \rightarrow |50, k_z\rangle$. On prépare donc les atomes dans le niveau $|49, k_z\rangle$ en dégradant volontairement le passage adiabatique de circularisation et on peut alors sonder la transition vers le niveau $|50, k_z\rangle$.

La figure IV.13 résume le principe et présente une mesure pour $k_z = 4$. La micro-onde

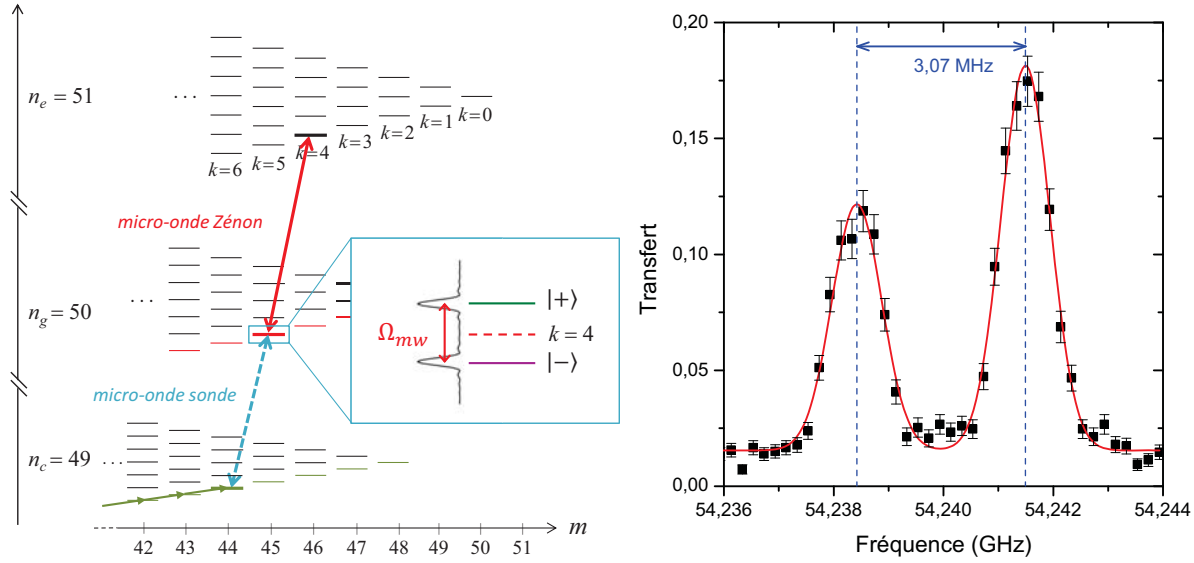


FIGURE IV.13 – Mesure de la fréquence de Rabi $\Omega_{mw}/2\pi$ de la micro-onde Zénon. **(a)** Principe de la mesure. Depuis le niveau $|49, k_z\rangle$, peuplé par un passage adiabatique à la limite des conditions d'adiabaticité, une micro-onde sonde le niveau $|50, k_z\rangle$ habillé par la micro-onde Zénon. Les deux micro-ondes peuvent être allumées simultanément grâce à un deuxième quadrupleur (cf annexe C). **(b)** Spectroscopie des états $|\pm, k_z = 4\rangle$ habillés par la micro-onde Zénon. La puissance en sortie du générateur est de $8,75\,\text{dBm}$. Les résonances sont ajustées par des fonctions gaussiennes. On mesure ici $\Omega_{mw}/2\pi = 3,08\,\text{MHz}$.

Zénon est allumée entre 6 µs et 10 µs et la spectroscopie est faite entre 7 µs et 8 µs. La puissance de la micro-onde de sonde doit être faible pour ne pas introduire de déplacements lumineux supplémentaires. On mesure dans cette situation une pulsation de Rabi de la micro-onde Zénon de $\Omega_{mw} = 2\pi \times 3,08\,\mathrm{MHz}$. En changeant la puissance de la micro-onde Zénon, nous pouvons contrôler l'énergie des niveaux habillés.

Sur le même principe, nous avons mesuré les différents déplacements lumineux induits par la micro-onde Zénon sur tous les niveaux du sous-espace $\mathcal{H}_N$ pour $k_z = 4$. Les spectroscopies sont répétées pour différentes puissances de la micro-onde (fig.IV.14). Les mesures sont comparées aux valeurs théoriques des déplacements lumineux (lignes continues). Le déplacement lumineux ΔE_k du niveau $|51, k\rangle$ vaut

$$\Delta E_k = \frac{\hbar}{2}\left(\sqrt{\Omega_{mw}^2 + (k_z - k)^2\Delta^2} - (k_z - k)\Delta\right), \tag{IV.21}$$

où Δ est l'effet Stark linéaire différentiel. Au champ électrique de $2,35\,\mathrm{V/cm}$ pour lequel le champ radiofréquence est résonant avec le spin, l'effet Stark linéaire différentiel entre $n_e = 51$ et $n_g = 50$ est de $\Delta = 2\pi \times 4,63\,\mathrm{MHz}$. L'accord montre que le couplage avec la

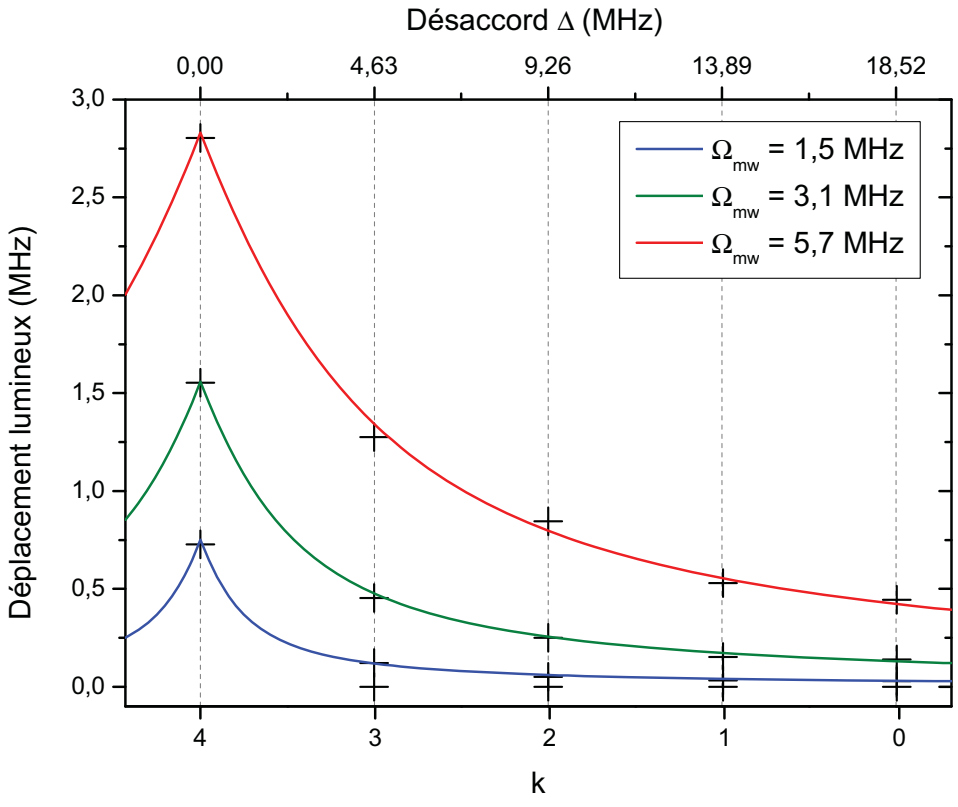


FIGURE IV.14 – Déplacements lumineux induits par la micro-onde Zénon sur les niveaux $|51, k\rangle$ dans le cas $k_z = 4$. Les mesures sont similaires à celles faites précédemment mais sont réalisées depuis la multiplicité $n = 48$, sans influence néanmoins. Les déplacements lumineux sont tracés en fonction du désaccord Δ entre les transitions $|50, k\rangle \to |51, k\rangle$ et $|50, k_z\rangle \to |51, k_z\rangle$.

micro-onde est bien contrôlé. Notons que pour retrouver les valeurs absolues des énergies tracées au diagramme IV.7, il faut inclure l'effet Stark quadratique qui décale chaque transition de $-14\,\mathrm{kHz}$.

IV.2.2.c Déshabillage adiabatique de la micro-onde

Sous l'action de la micro-onde, la dynamique du spin fait intervenir les états habillés $|\pm, k_z\rangle$. Pour pouvoir mesurer leur population, nous avons mis en place à la fin des manipulations atomiques une séquence de déshabillage adiabatique. Au terme de cette séquence, les niveaux habillés $|\pm, k_z\rangle$ doivent se brancher adiabatiquement sur les niveaux non couplés $|51, k_z\rangle$ et $|50, k_z\rangle$. Le principe exploite les propriétés du passage adiabatique d'un système à deux niveaux (cf §III.1.2.a). Deux étapes sont nécessaires pour y arriver :

- Le champ électrique est diminué en $3\,\mu\mathrm{s}$ afin de désaccorder la micro-onde Zénon (de fréquence $\omega_{zénon}$) et la transition atomique $|50, k_z\rangle \rightarrow |51, k_z\rangle$ (de fréquence ω_{k_z}) d'une quantité $\delta = \omega_{zénon} - \omega_{k_z} < 0$.
- L'amplitude de la micro-onde est diminuée adiabatiquement en $4,5\,\mu\mathrm{s}$: $\Omega_{mw} \rightarrow 0$. Lorsque $|\delta| \gg \Omega_{mw}$, les états $|\pm, k_z\rangle$ se projettent sur les états $|51, k_z\rangle$ ou $|50, k_z\rangle$

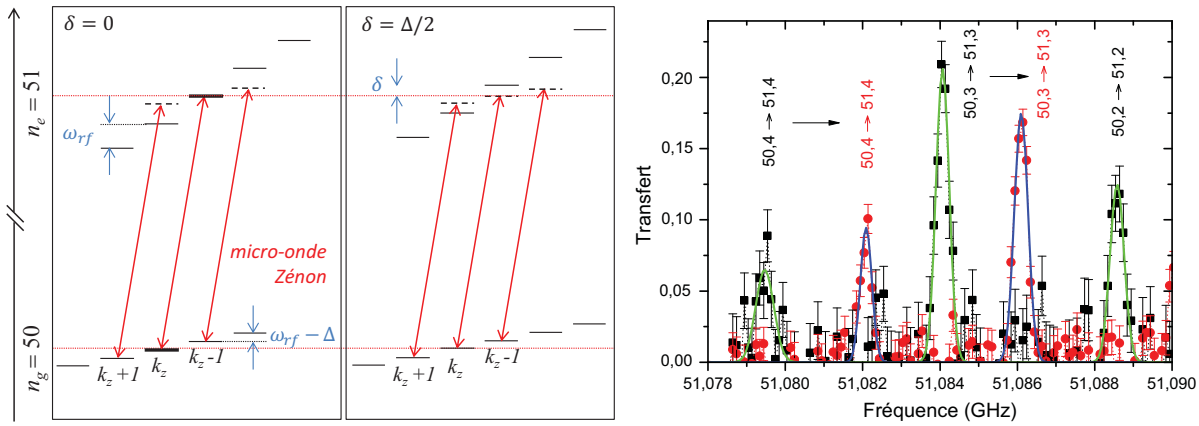
$$|+, k_z\rangle \rightarrow |51, k_z\rangle \tag{IV.22}$$
$$|-, k_z\rangle \rightarrow |50, k_z\rangle \tag{IV.23}$$

La mesure de la population de l'état $|51, k_z\rangle$ (resp. $|50, k_z\rangle$) après extinction adiabatique est en fait une mesure de la population de l'état $|+, k_z\rangle$ (resp. $|-, k_z\rangle$).

Ce problème de mesure, présenté ici pour l'état k_z, est valable pour les états $k \neq k_z$ qui sont eux aussi habillés par la micro-onde. Pour ces niveaux, la même séquence marchera à condition que la micro-onde Zénon soit désaccordée de la transition $|50, k_z\rangle \rightarrow |51, k_z\rangle$ sans pour autant s'accorder sur une transition voisine. Nous avons choisi comme critère pour chaque k_z de varier le champ électrique jusqu'à ce que le désaccord soit $\delta = \Delta/2$. De cette façon, la fréquence de la micro-onde Zénon est exactement entre les deux transitions $|50, k_z\rangle \rightarrow |51, k_z\rangle$ et $|50, k_z + 1\rangle \rightarrow |51, k_z + 1\rangle$, soit $\omega_{mw} = 1/2(\omega_{k_z} + \omega_{k_z+1})$ (fig.IV.15a). Selon les valeurs de k_z, cela revient à diminuer le champ électrique d'un facteur $0,88$, $0,90$ ou $0,92$ pour $k_z = 3, 4, 5$. Pour contrôler le désaccord, nous réalisons une spectroscopie micro-onde des transitions $|50, k\rangle \rightarrow |51, k\rangle$ de fréquences $\omega_k/2\pi$, avant et après la variation de champ électrique. Les données sont tracées sur la figure IV.15b dans le cas $k_z = 3$.

Une fois le champ désaccordé, la puissance micro-onde est diminuée lentement pendant $3\,\mu\mathrm{s}$ en diminuant l'amplitude du signal en amont du quadrupleur (cf §II.1.4) avec une pente de $2\,\mathrm{dB}/\mu\mathrm{s}$. Puis la micro-onde est définitivement éteinte.

Pour caractériser le déshabillage adiabatique, nous avons préparés directement les états $|\pm, k_z\rangle$ en réalisant une impulsion micro-onde π depuis le niveau $|49, k_z\rangle$ en présence de micro-onde Zénon. Nous avons ensuite observer l'effet du déshabillage en jouant une sé-



(a) **(b)**

FIGURE IV.15 – Réduction du champ électrique pour le déshabillage adiabatique. **(a)** Mise en désaccord de la micro-onde Zénon. Dans le premier cadre, la micro-onde est résonante avec la transition $|50, k_z\rangle \to |51, k_z\rangle$. On réduit alors le champ électrique jusqu'à avoir un désaccord $\delta = \Delta/2 = 2,3\,\text{MHz}$. **(b)** Spectroscopies micro-ondes autour de la transition $|50, k_z = 3\rangle \to |51, k_z = 3\rangle$. On prépare les états $|50, k_z - 1\rangle$, $|50, k_z\rangle$ et $|50, k_z + 1\rangle$ à partir de $k = 0$, par une impulsion radiofréquence qui génère un état cohérent de spin, et on observe les transitions de ces états vers la multiplicité $n_e = 51$. Les points noirs (resp. rouges) sont pris pour un champ électrique de $2,35\,\text{V/cm}$ (resp. $0,88 \times 2,35\,\text{V/cm}$). Les traits pleins sont des ajustements gaussiens des résonances. Après le changement de champ électrique, la micro-onde Zénon (de fréquence $51,084\,\text{GHz}$ pour $k_z = 3$) est à mi-chemin entre deux transitions correspondant à $k = k_z$ et $k = k_z + 1$.

quence de déshabillage complète mais en éteignant la micro-onde Zénon prématurément. La figure IV.16 montre la population des états $|50, k_z\rangle$ et $|51, k_z\rangle$ en fonction de l'instant d'extinction. A $t = 6\,\mu\text{s}$, la micro-onde est allumée. Entre $t = 7\,\mu\text{s}$ et $t = 8,2\,\mu\text{s}$, nous appliquons l'impulsion micro-onde de préparation qui transfère les atomes de l'état $|49, k_z\rangle$ dans $|\pm, k_z\rangle$. Si la micro-onde Zénon est éteinte avant $t = 7\,\mu\text{s}$, la micro-onde de préparation, qui est accordée sur la fréquence $|49, k_z\rangle \to |\pm, k_z\rangle$ en présence d'habillage, n'est pas résonante avec les atomes et n'excite aucun atome dans les niveaux $|50, k_z\rangle$ et $|51, k_z\rangle$. Si la micro-onde s'éteint à un instant $7 \leq t \leq 8,2\,\mu\text{s}$ (entre (i) et (ii)), cela raccourcit la durée effective de l'impulsion de préparation, ce qui se traduit par un nombre réduit d'atomes préparés. A partir de (ii), le nombre d'atomes total est toujours conservé. A $9\,\mu\text{s}$ (iii), le champ électrique commence à être désaccordé, et cela jusqu'à $12\,\mu\text{s}$ (iv). Si la micro-onde Zénon s'éteint au cours de cette phase, le système se projette de façon non contrôlé sur les états $|50, k_z\rangle$ et $|51, k_z\rangle$. A $12\,\mu\text{s}$ commence l'extinction progressive de la micro-onde, qui dure $3\,\mu\text{s}$ (v). On voit qu'il est important que l'amplitude de la micro-onde ait diminuée lentement (au moins jusqu'à $t = 14\,\mu\text{s}$) avant de couper brutalement la micro-onde si l'on veut que les états habillés se projettent entièrement sur les états non couplés $|51, k_z\rangle$ et $|50, k_z\rangle$. Les états habillés $|\pm, k_z\rangle$ étant orthogonaux, on observe une symétrie parfaite dans les signaux. Les sommes restent constantes, elles témoignent qu'aucun atome n'est perdu au cours du processus.

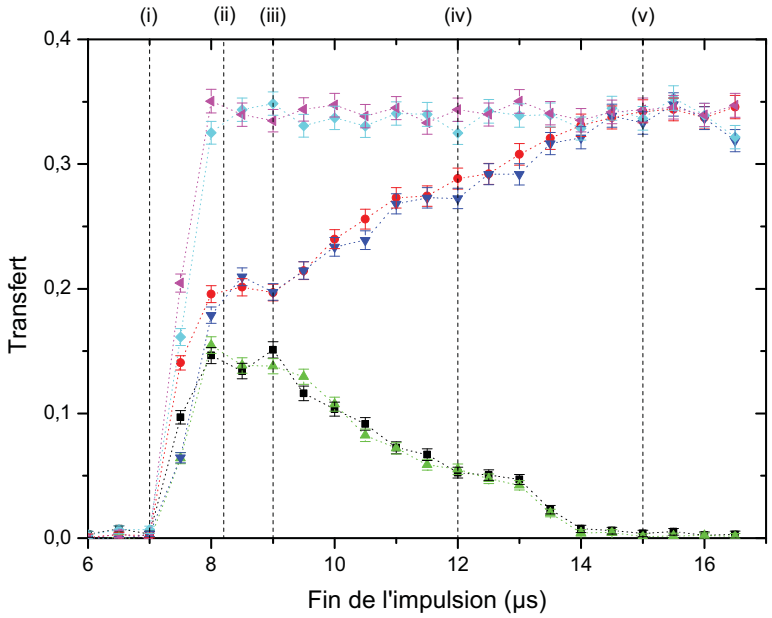


FIGURE IV.16 – Evolution des populations lors du déshabillage adiabatique. Dans cette expérience, la micro-onde Zénon est accordée sur la transition $|50, k_z = 3\rangle \rightarrow |51, k_z = 3\rangle$. Elle est allumée à partir de 6 µs, et on fait varier la durée de l'impulsion. A 7 µs (i), une deuxième micro-onde est allumée jusqu'à $8,2$ µs (ii). La fréquence de cette dernière est choisie pour exciter l'état $|+, k_z = 3\rangle$ (courbes noire et bleue) ou l'état $|-, k_z = 3\rangle$ (courbes rouge et verte). A la fin de l'expérience, on détecte avec les sondes les populations de l'état $|51, k_z\rangle$ (courbes verte et bleue) et $|50, k_z\rangle$ (courbes noire et rouge). En cyan (resp. magenta) sont tracées les sommes des populations de ces deux niveaux après la préparation de $|+, k_z\rangle$ (resp. $|-, k_z\rangle$).

En toute fin d'expérience, les mesures par les sondes 50 et 51 nous donneront donc une information sur les populations des états habillés par la micro-onde. Nous pouvons ainsi distinguer la population des états $|+, k_z\rangle$ et $|-, k_z\rangle$.

IV.2.2.d Optimisation des sondes

Pour mesurer les probabilités d'occupation des niveaux peuplés lors de cette dynamique, des sondes micro-ondes, dont le principe est analogue à celles utilisées au chapitre précédent, transfèrent sélectivement les atomes d'un niveau $|51, k_s\rangle$ ou $|50, k_s\rangle$ vers un niveau $|52, k_s\rangle$ où ils sont détectés par ionisation. Nos expériences ont été réalisées avec $k_z = 3$, $k_z = 4$ ou $k_z = 5$ et nous avons donc mesurés les niveaux de $k_s = 0$ à $k_s = 5$.

Les sondes sont ajustées à un champ de $2,37$ V/cm. Pour optimiser ces sondes, nous effectuons une oscillation de Rabi temporelle sur la transition $|n_s, k_s\rangle \rightarrow |52, k_s\rangle$. La puissance est alors choisie de sorte à effectuer une impulsion π pour une durée d'environ $0,9$ µs. La micro-onde ayant une structure d'onde stationnaire dans la cavité, la sonde

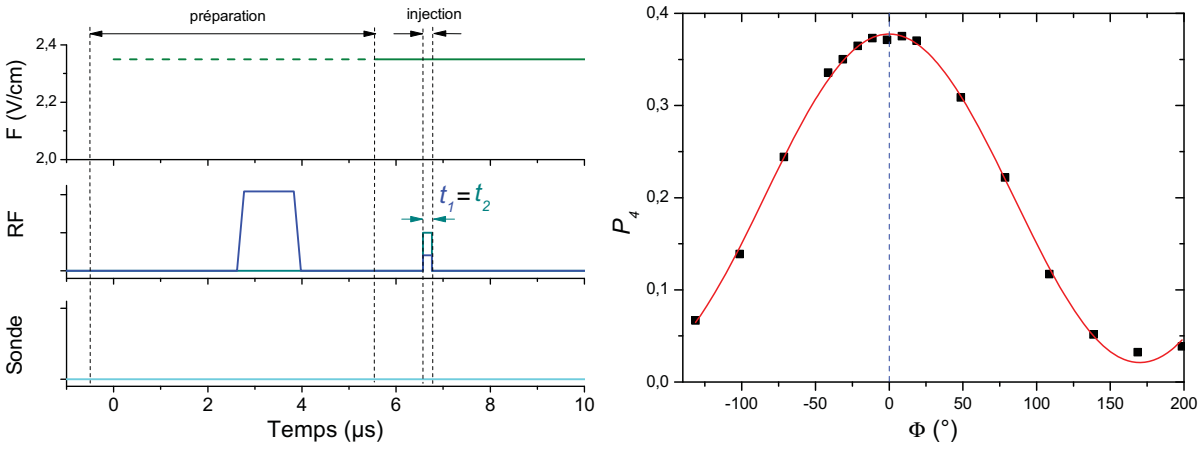
est appliquée préférentiellement sur un ventre de l'onde. Expérimentalement, le taux de transfert maximal que l'on peut atteindre y est meilleur. Nous varions donc le début de l'impulsion de sonde entre 19 µs et 34 µs pour obtenir un transfert optimal. L'efficacité des sondes 51 (η_{k_s}) ou 50 (η'_{k_s}) n'est pas mesurée au cours de cette procédure mais par une méthode différente. L'optimisation est donc réalisée sans se soucier de la pureté de préparation des états sondés $|n_s, k_s\rangle$ comme c'était le cas au chapitre précédent.

IV.2.2.e Les électrodes radiofréquences

Une séquence expérimentale contient jusqu'à trois impulsions de radiofréquence. Une première impulsion réalise le passage adiabatique. Une seconde induit la dynamique que nous cherchons à étudier et une troisième nous permet le cas échéant de mesurer la fonction Q ou la fonction de Wigner. Pour la reconstruction de la fonction Q ou de la fonction de Wigner, il nous faut être en mesure d'appliquer un champ radiofréquence polarisé σ^+ dont la phase est différente de celle du champ qui génère la dynamique. Comme nous ne pouvons pas changer les phases en cours de séquence, une deuxième source radiofréquence σ^+ est nécessaire. Nous avons pour cela séparé les quatre électrodes en deux paires qui génèrent chacune un champ polarisé σ^+. La première paire d'électrodes $\{1, 2\}$ est utilisée pour créer le champ de forte intensité nécessaire pour la circularisation, ainsi que pour générer le champ d'intensité plus faible qui va induire la rotation du spin, avec une pulsation de Rabi Ω_{rf}, en présence de la micro-onde Zénon. Pendant cette phase, le couplage induit par la radiofréquence $\sim \sqrt{n_e}\Omega_{rf}$ doit être inférieur à la largeur de la bande d'énergie interdite ouverte par la micro-onde $\sim \Omega_{mw}$. (cf fig.IV.8). La deuxième paire, elle, est utilisée pour reconstruire l'état du spin sur la sphère de Bloch pour la mesure de la fonction Q et de la fonction de Wigner et induit un couplage de pulsation de Rabi $\Omega'_{rf} \sim 6\Omega_{rf}$ de sorte que, cette fois, $\sqrt{n}\Omega'_{rf}$ soit grand devant Ω_{mw}.

La phase relative Φ entre ces deux sources de champ radiofréquence peut être étalonnée par détection homodyne [108, 123]. Partant de l'état circulaire $|51, k = 0\rangle$, chaque paire d'électrodes est allumée en même temps pendant une durée $t_1 = t_2$ (fig.IV.17a). Puisque $\Omega'_{rf} \simeq 6\Omega_{rf}$, l'impulsion de la première paire d'électrodes agit comme une perturbation. On choisit la durée de l'impulsion de sorte qu'en un temps t_2, la deuxième paire d'électrode seule commence à peupler l'état $|51, k = 4\rangle$ (à environ 50% de la population maximale que l'on peut mesurer). On mesure alors la population de cet état avec la sonde adaptée pour différentes valeurs de la phase relative entre les deux électrodes. Le signal est présenté sur la figure IV.17b.

Lorsque les deux sources de champ radiofréquence sont en phase, les champs qu'elles créent interfèrent constructivement : l'état $|51, k = 4\rangle$ est alors plus peuplé lorsque les sources sont allumées simultanément que lorsqu'on applique une impulsion avec la deuxième paire seulement. Lorsque les sources sont en opposition de phase, les champs interfèrent destructivement et la population descend presque à 0. Cette mesure nous donne donc une calibration de la phase relative entre les paires d'électrodes au niveau des atomes.



(a) **(b)**

FIGURE IV.17 – Etalonnage de la phase relative par détection homodyne. **(a)** Séquence temporelle de l'expérience. Les deux paires d'électrodes sont allumées simultanément pendant une durée de $0,19\,\mu s$. **(b)** Probabilité d'occupation du niveau $|51, k = 4\rangle$ en fonction de la phase relative entre les deux sources de radiofréquence. Les données sont ajustées par une fonction sinus, qui suppose une variation linéaire de la population du niveau $|51, k = 4\rangle$ avec l'amplitude radiofréquence totale. Cette hypothèse est valable si la première paire agît comme une perturbation de la seconde. Le maximum de population permet de fixer $\Phi = 0$. La population $\mathcal{P}_4$ reste toujours inférieure à la population maximale, ce qui signifie qu'on reste dans la gamme de puissance où la population varie de façon monotone avec l'amplitude du champ.

IV.3 Réalisations expérimentales de la dynamique Zénon quantique

Les éléments présentés jusqu'à maintenant nous permettent de contrôler finement les conditions expérimentales et nous disposons des outils de mesures nécessaires pour observer la dynamique du spin. Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sont décrits dans cette partie.

IV.3.1 Génération d'un état cohérent de spin

Dans un premier temps, nous avons étudié la dynamique induite par le champ radiofréquence en l'absence de micro-onde Zénon. Sous l'effet de ce champ, l'état du système évolue en un état cohérent de spin.

IV.3.1.a Mesures des populations des états

L'expérience est réalisée au champ électrique tel que $\omega_{01} = 2\pi \times 230,15\,\text{MHz}$ pour être dans les mêmes conditions que l'expérience de dynamique Zénon. Une fois l'atome préparé dans l'état $|51, k = 0\rangle$, la paire d'électrodes $\{1, 2\}$ est allumée pendant une durée variable t_1. L'impulsion de radiofréquence finit toujours à l'instant 8 µs et commence à un instant variable. A la fin de la séquence, l'une des sondes micro-ondes du niveau $|51, k_s\rangle$ est appliquée pour mesurer la population de ce niveau. La séquence est résumée sur la figure IV.18. Le calcul des probabilités d'occupation $\mathcal{P}_k$ est similaire à la méthode utilisée au chapitre III. Les atomes transférés dans la multiplicité $n_f = 52$ sont détectés par ionisation. Pour tenir compte d'un éventuel fond sur les signaux d'ionisation, on mesure le nombre d'atomes détecté au seuil du niveau $|52, k_s\rangle$ avec ou sans l'application de l'impulsion de sonde (noté $\#(52, k_s)$ et $\#(52, k_s)^{(0)}$). La différence est ensuite normalisée par le nombre d'atomes $\#(51, k = 0)$ initialement présent sur le niveau circulaire $|51, k = 0\rangle$. Celui-ci est mesurée par une séquence sans impulsion de champ radiofréquence. Ce calcul nous donne en fait la probabilité d'occupation $\mathcal{P}_k$ à l'efficacité η_k de la sonde près

$$\eta_k \mathcal{P}_k = \frac{\#(52, k) - \#(52, k)^{(0)}}{\#(51, k = 0)} \tag{IV.24}$$

Les données brutes de la dynamique en l'absence de micro-onde Zénon vont nous permettre d'extraire la fréquence de Rabi Ω_{rf}, le retard à l'allumage $t_{1,off}$ et les efficacités de détection η_k à partir d'un ajustement sur une simulation numérique complète de l'expérience. Nous obtenons $\Omega_{rf}/2\pi = 152 \pm 4\,\text{kHz}$, $t_{1,off} = 69\,\text{ns}$ et des efficacités respectives

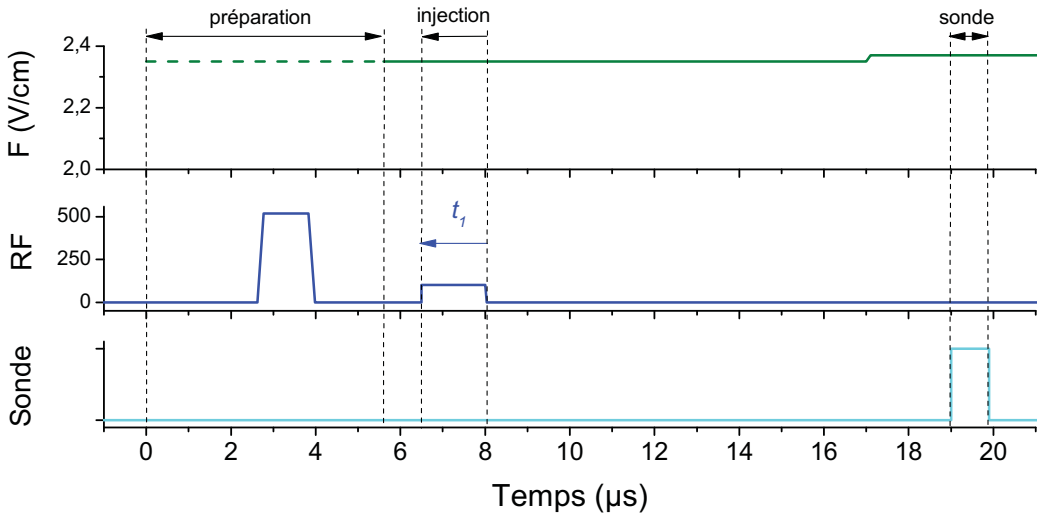


FIGURE IV.18 – Séquence expérimentale de l'injection d'un état cohérent. Pendant la phase de préparation, . La phase d'injection est simplement constituée d'une impulsion radiofréquence de durée variable, représentée ici arbitrairement pour une durée de $1,5\,\mu\text{s}$. La fin de l'impulsion est fixe, et le début est avancée au fur et à mesure que l'on veut augmenter la durée d'injection t_1. Les sondes n'ont lieu que bien plus tard, à 19 µs, afin d'être dans les mêmes conditions que l'expérience de dynamique Zénon à venir.

η_{k_s} de $0,90 \pm 0,02$, $0,90 \pm 0,01$, $0,90 \pm 0,01$, $0,87 \pm 0,02$ et $0,84 \pm 0,02$ pour $k_s = 0...5$. La valeur de $t_{1,off}$ obtenu est en parfait accord avec la durée de 68 ns trouvée aux expériences de circularisation (cf §III.3.2). De même, la mesure de Ω_{rf} est en bon accord avec des étalonnages - similaires à ceux réalisés au chapitre II.1 - qui prédisent une valeur de $\Omega_{rf}/2\pi = 138 \pm 10$ kHz.

L'ajustement est fait en tenant compte notamment de l'effet Stark quadratique. Cette correction est toutefois très faible ; la figure IV.19 présente les valeurs des probabilités d'occupation $\mathcal{P}_k$ corrigés des efficacités de détection en fonction de t_1 et les compare à l'évolution des populations d'un état cohérent de spin $|\Theta(t), 0\rangle$ donnée par (I.64), avec $\Theta(t) = \Omega_{rf}(t_1 - t_{1,off})$. Les données coïncident parfaitement avec le modèle de l'état cohérent de spin. L'accord montre que l'approximation de notre système par un spin, qui consiste à négliger les effets du champ électrique au deuxième ordre, est justifiée.

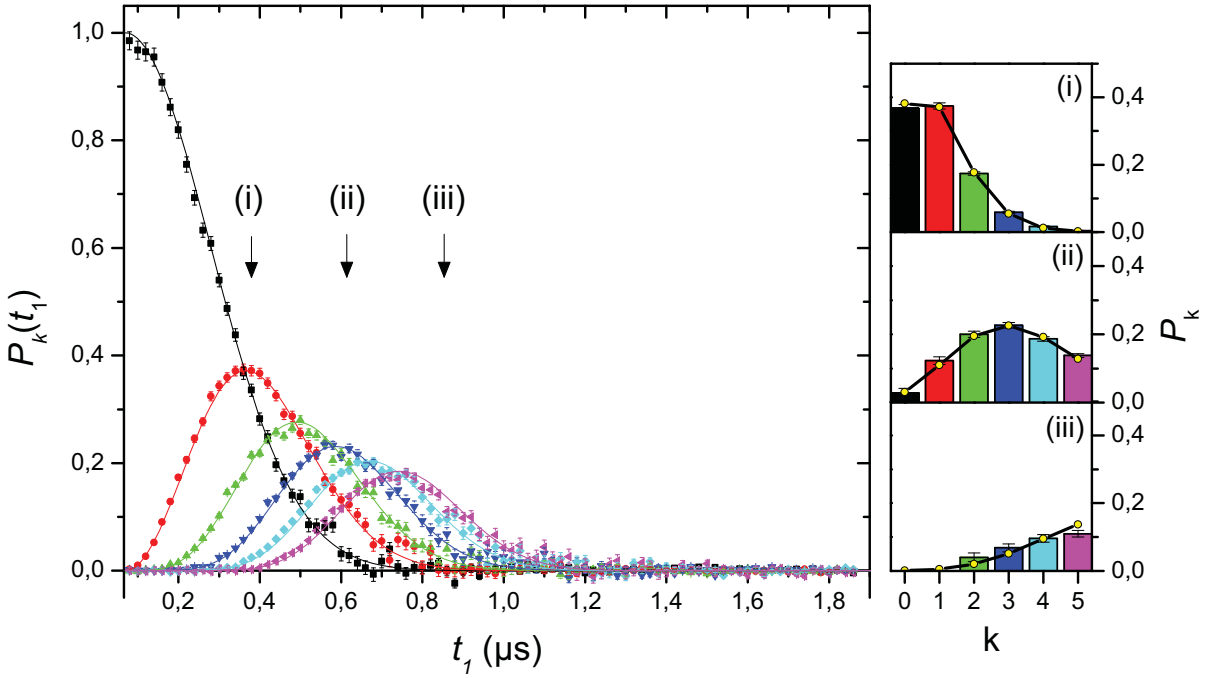


FIGURE IV.19 – Evolution des probabilités d'occupation du spin en l'absence de micro-onde Zénon. Les données sont corrigées des efficacités de détection. Les barres d'erreurs sont statistiques (égales à l'écart-type). Les couleurs pour $k = 0...5$ sont indiquées par les encadrés. Le modèle de l'état cohérent de spin (lignes continues) reproduit parfaitement l'expérience. Dans les encadrés sont indiqués la répartition des populations à trois instants différents de la dynamique. Les barres correspondent aux mesures et les points jaunes aux modèles de l'état cohérent de spin.

L'expérience présentée est donc un moyen aisé d'étalonner l'efficacité des sondes 51. Il est possible de reproduire l'expérience dans la multiplicité $n_g = 50$ afin d'étalonner les sondes micro-ondes 50. La procédure est en tout point identique, seules les valeurs des différents paramètres doivent être réajustés pour changer de multiplicité. Après le

passage adiabatique qui prépare l'état $|49, k = 0\rangle$, l'impulsion de purification transfère les atomes vers le niveau $|50, k = 0\rangle$. Le champ électrique est réglé par une expérience de franges de Ramsey à $2,40\,\mathrm{V/cm}$, pour que la transition $|50, k = 0\rangle \rightarrow |50, k = 1\rangle$ soit à $230,15\,\mathrm{MHz}$. Après l'injection d'un état cohérent de spin par la radiofréquence, les populations de chaque niveau $|n_g = 50, k\rangle$ sont mesurées par la sonde micro-onde à deux photons. Les données sont présentées sur le graphique et comparées aux simulations numériques (fig.IV.20). De ces mesures, on extrait l'efficacité η'_{k_s} des sondes 50, qui valent respectivement $0,87\pm0,03$, $0,84\pm0,03$, $0,86\pm0,05$, $0,86\pm0,02$, $0,83\pm0,03$ et $0,78\pm0,03$ pour $k_s = 0...5$.

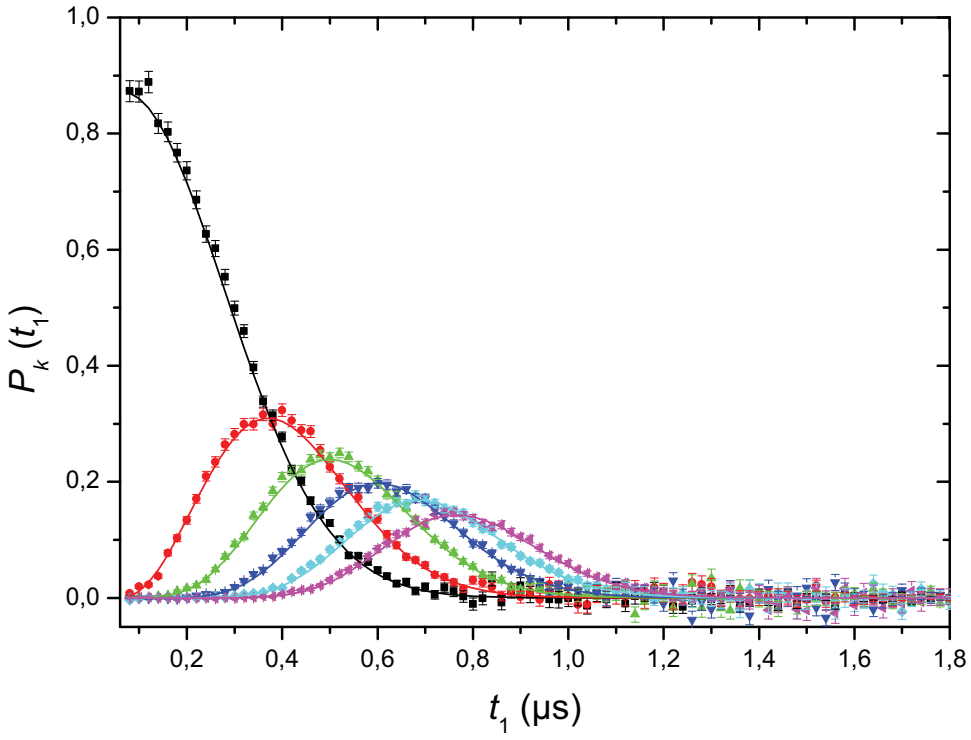


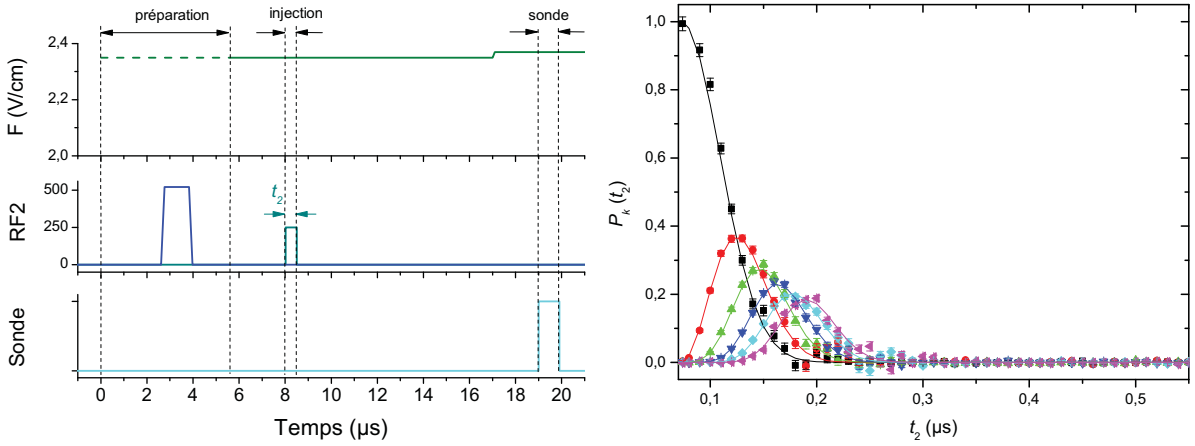
FIGURE IV.20 – Dynamique sans micro-onde Zénon dans la multiplicité $n_g = 50$. Cette courbe nous sert d'étalonnage pour les sondes micro-ondes à deux photons qui mesurent les états $|50, k\rangle$. Un ajustement sur une simulation numérique de l'expérience (traits continus) donne l'efficacité de transfert des sondes. A titre d'exemple, les données sont ici présentées sans la correction par l'efficacité des sondes η'_{k_s}.

IV.3.1.b Fonction Q d'un état cohérent de spin

Pour mesurer la fonction Q de l'état cohérent que nous venons de générer, il faut induire une rotation $R(\Theta, \Phi)$ sur la sphère de Bloch généralisée. Le recouvrement de l'état après rotation avec le niveau $|51, k = 0\rangle$ nous donne alors la valeur de la fonction Q à un facteur $n/4\pi$ près. Cette rotation est réalisée avec la deuxième paire d'électrodes

$\{3, 4\}$, beaucoup plus puissante que la première. Avant de mesurer la fonction Q, nous allons caractériser la rotation induite par cette deuxième paire d'électrodes.

Pour cela, nous reproduisons l'expérience précédente en utilisant cette fois les électrodes servant à la reconstruction. A partir de l'état $|51, k = 0\rangle$, une impulsion de radiofréquence est appliquée pendant une durée t_2 variable (fig.IV.21a) : on retrouve effectivement l'allure d'un état cohérent de spin IV.21b. Cependant, l'intensité du champ étant beaucoup plus grande, le spin tourne beaucoup plus vite et les états mesurés se dépeuplent très rapidement. Ces mesures permettent d'extraire ici la pulsation de Rabi de la radiofréquence $\Omega'_{rf}/2\pi = 866 \pm 52\,\text{kHz}$ et la durée effective $t_2 - t_{2,off}$ avec $t_{2,off} = 74 \pm 1\,\text{ns}$.

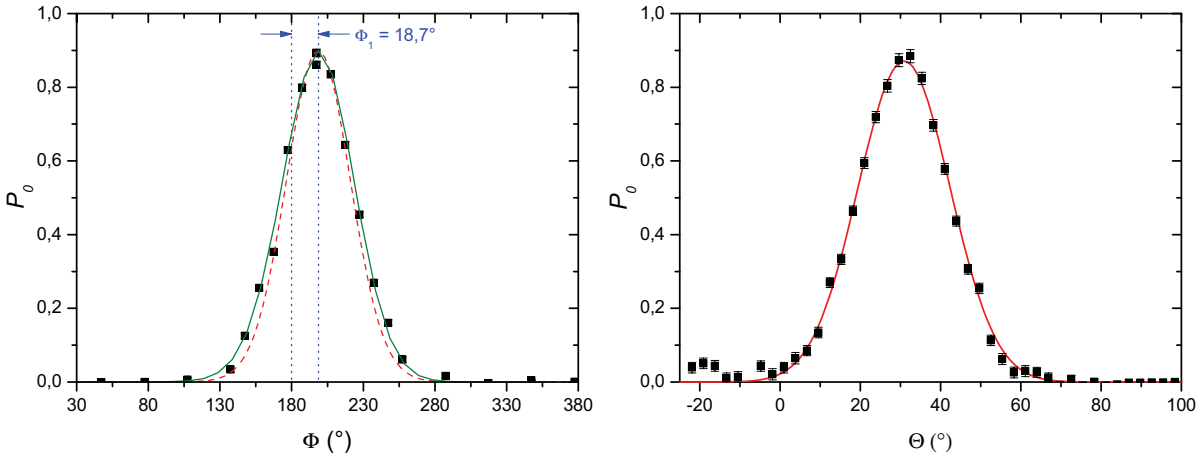


(a) **(b)**

FIGURE IV.21 – Dynamique sans micro-onde Zénon générée par les électrodes de reconstruction. **(a)** Séquence temporelle de l'expérience. **(b)** Probabilités d'occupation $\mathcal{P}_k$ des niveaux $|51, k\rangle$. Les données sont corrigées des efficacités de détection. Les lignes continues représentent les simulations numériques correspondantes.

Connaissant les caractéristiques de l'impulsion de reconstruction, nous pouvons désormais mesurer la fonction Q de l'état cohérent. L'état cohérent ayant une allure gaussienne selon toutes les coupes que l'on peut réaliser, nous n'avons mesuré que la fonction $Q(\Theta, \Phi)$ selon deux directions, l'une à $\Theta = \text{cste}$ et l'autre à $\Phi = \text{cste}$. Dans les deux cas, l'état $|\Theta_1, 0\rangle$ étudié est généré par la première paire d'électrodes avec $\Theta_1 = \Omega_{rf}(t_1 - t_{1,off})$, où $t_1 = 0,66\,\mu\text{s}$.

Dans une première expérience, nous étudions le profil à $\Theta = \text{cste}$. La rotation de reconstruction $R(\Theta_2, \Phi)$ est produite par une impulsion de durée t_2 telle que $\Theta_2 = \Omega'_{rf}(t_2 - t_{2,off}) = \Theta_1$ soit une durée $t_2 - t_{2,off} = 0,11\,\mu\text{s}$. Le profil obtenu en faisant varier Φ est présenté sur la figure IV.22a. Plusieurs éléments remarquables peuvent être soulignés. Tout d'abord, la fonction Q n'est pas centrée sur $\Phi_0 = \pi$. Le décalage de $\Phi_1 = 18,7°$ que l'on observe est dû au désaccord $\delta = 150\,\text{kHz}$ entre la radiofréquence et la fréquence ν_{01} de la première transition, ainsi qu'à l'effet Stark quadratique qui modifie le désaccord



(a) **(b)**

FIGURE IV.22 – Coupes de la fonction Q de l'état cohérent de spin. **(a)** Coupe selon Φ avec Θ = cste. L'inhomogénéité cause un élargissement de la fonction Q. **(b)** Coupe selon Θ avec Φ = cste. Le modèle de l'état cohérent coïncide avec les mesures.

en changeant progressivement la fréquence des transitions atomiques. D'autre part, nous remarquons que la largeur du profil mesuré est plus grande que la largeur prédite par le modèle de l'état cohérent de spin $|\Theta_1, \Phi_1\rangle$ (en rouge). L'élargissement de l'état cohérent peut s'expliquer par les inhomogénéités de champ électrique de l'expérience. Tous les atomes ne sont pas autant désaccordés et ne tournent pas à la même vitesse, créant une dispersion dans la direction azimutale. Pour mesurer cette inhomogénéité, nous avons réalisé des simulations numériques de cette expérience (injection et reconstruction) en modélisant l'inhomogénéité par une dispersion gaussienne de la fréquence atomique $\Delta\omega_{at}$. On trouve une largeur comparable pour $\Delta\omega_{at} = 2\pi \times 216\,\text{kHz}$ (courbe verte) mais la mesure n'est pas précise. Pour déterminer les inhomogénéités plus rigoureusement, nous avons fait une expérience similaire où nous avons répété cette mesure pour différents délais entre les deux impulsions. A partir de l'élargissement de l'état cohérent avec le temps, nous en avons déduit une valeur de $\Delta\omega_{at} = 2\pi \times 174\,\text{kHz}$.

Dans une deuxième expérience, le même état cohérent $|\Theta_1, 0\rangle$ est généré par la première paire d'électrodes et nous appliquons une rotation $R(\Theta, \Phi_0 + \Phi_1)$ avec $\Theta = \Omega'_{rf}(t_2 - t_{2,off})$ variable. Le profil mesuré est tracé sur la figure IV.22b. Les données sont comparées à la fonction Q théorique d'un état cohérent de spin $|\Theta_1, \Phi_0\rangle$. Cette fois-ci, l'accord est très bon puisque l'inhomogénéité n'a pas d'effet sur la rotation autour de l'axe (X).

Ces expériences montrent que notre système est très bien modélisable par un moment cinétique puisque l'état atomique après injection de radiofréquence s'accorde très bien avec le modèle de l'état cohérent de spin. De plus, la mesure de la fonction Q est maîtrisée et elle permet, en outre, de mesurer l'inhomogénéité. Nous pouvons envisager, avec les outils d'analyse qui sont à notre disposition, étudier la dynamique Zénon quantique.

IV.3.2 Observation de la dynamique Zénon quantique

Nous décrivons ici plusieurs expériences de dynamique Zénon quantique réalisées avec des valeurs de k_z entre 3 et 5. L'étude de la dynamique sur la sphère de Bloch n'a été réalisé que dans le cas $k_z = 4$.

IV.3.2.a Mesures des populations lors de la QZD

Pour étudier l'évolution de l'état atomique lors de la dynamique Zénon quantique, nous allons induire une rotation de l'état cohérent de spin (cf §IV.3.1) en présence de la micro-onde Zénon. Le champ électrique est toujours réglé par interférence de Ramsey à $230,15\,\text{MHz}$. A $6\,\mu\text{s}$, la micro-onde Zénon est allumée. Un champ radiofréquence est alors injecté pendant une durée t_1, finissant à $8\,\mu\text{s}$. A partir de $9\,\mu\text{s}$ commence le déshabillage adiabatique décrit au paragraphe IV.2.2.c. A la fin, les probabilités d'occupation sont mesurées par les sondes micro-ondes. Pour cette expérience, nous mesurons l'occupation des six premiers niveaux $|k\rangle$ des multiplicités $n_e = 51$ et $n_g = 50$. La séquence est résumée sur la figure IV.23.

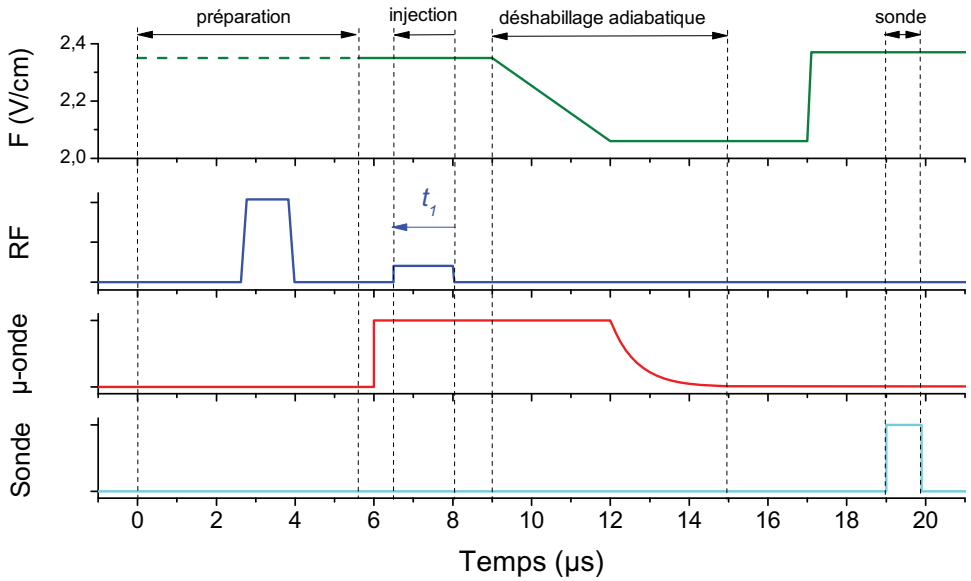


FIGURE IV.23 – Séquence expérimentale pour observer la dynamique Zénon quantique. Cette fois, l'impulsion de radiofréquence est faite en présence de la micro-onde Zénon. Après cette phase, le champ électique est désaccordé puis la micro-onde Zénon est éteinte lentement. Le champ électrique est finalement augmenté à $2,37\,\text{V/cm}$ pour appliquer les sondes micro-ondes.

La figure IV.24 montre les probabilités d'occupation $\mathcal{P}_k$ des niveaux $|51,k\rangle$ en fonction de la durée t_1 pour $k_z = 5$ et $\Omega_{mw} = 3,43\,\text{MHz}$. L'évolution est initialement très com-

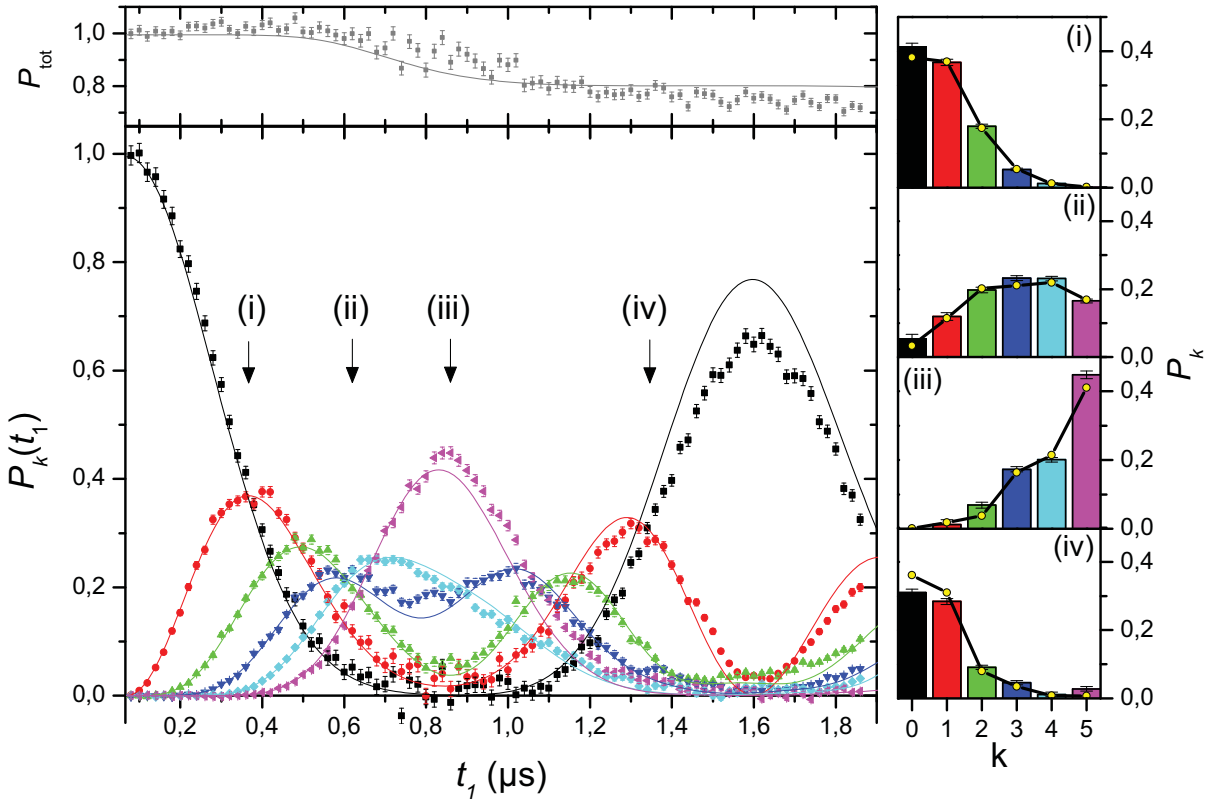


FIGURE IV.24 – Dynamique en présence de micro-onde Zénon avec $k_z = 5$. Les données sont toujours corrigées des efficacités de détection. La dynamique est à comparer avec celle observée sur la figure IV.19. Les lignes continues correspondent aux simulations numériques de l'expérience utilisant tous les paramètres mesurés au préalable et tenant compte de l'inhomogénéités. Les encadrés (i), (ii) et (iv) montrent une similitude de l'état avec le modèle de l'état cohérent. L'encadré (iii) montre une répartition différente de celle d'un état cohérent.

parable à celle d'un état cohérent (cf fig.IV.19), comme en témoigne les deux premiers encadrés (i) et (ii) sur ces deux figures. Le spin descend les niveaux de l'échelle, peuplant peu à peu chacun d'eux. Lorsque l'état $|+, k_z\rangle$ commence à être peuplé, l'évolution devient complètement différente. Au lieu de continuer sa progression vers les états $|51, k > k_z\rangle$, le spin remonte vers l'état $|51, k = 0\rangle$. Tout se passe comme si le spin « rebondissait » sur la barrière imposée par la micro-onde Zénon. L'évolution est alors similaire à la phase de descente, l'état $|51, k = 2\rangle$ se peuple à nouveau, puis l'état $|51, k = 1\rangle$ et enfin l'état $|51, k = 0\rangle$. L'état reprend alors l'aspect d'un état cohérent de spin (cf encadré (iv)). Après $1,6$ µs, le spin est revenu dans son état initial. L'encadré (iii) montre la répartition de la population à l'instant du rebond, noté $t_1 = t_r$. La distribution n'est plus du tout celle d'un état cohérent de spin. En ce sens, l'évolution décrite ici est très différente de celle d'un spin $J = k_z/2$ comptant $k_z + 1$ niveaux. En effet, la dynamique d'un tel spin conduirait le système à l'instant $t_1 = t_r$ dans l'état k_z avec une probabilité $\mathcal{P}_{k_z}$ égale à 1.

La figure IV.24 montre aussi la population totale du sous-espace $\mathcal{H}_N$. Contrairement à

ce qu'on obtenait en l'absence de micro-onde Zénon, celle-ci reste sensiblement constante. Nous observons ici une diminution d'environ 25% au moment du rebond qui correspond aux atomes qui, malgré la barrière Zénon, ont atteint l'un des niveaux du sous-espace $\mathcal{H}_S$. Cette fuite caractérise la limite du confinement que l'on impose avec les paramètres de l'expérience. Néanmoins, la majeure partie des atomes est confinée dans le sous-espace $\mathcal{H}_N$. Les mesures sont en bon accord avec les simulations numériques de l'expérience représentées par les lignes continues. Celles-ci sont faites en prenant en compte tous les paramètres mesurés au préalable (pulsations de Rabi de la micro-onde et de la radiofréquence, inhomogénéités), sans aucun paramètre libre.

L'expérience a été aussi réalisée pour $k_z = 3$ avec $\Omega_{mw} = 3,08\,\text{MHz}$ (fig.IV.25). En plus des probabilités d'occupation des niveaux $|51, k\rangle$, nous avons représenté les probabilités d'occupation des niveaux $|50, k\rangle$ qui sont effectivement peuplés lors de la dynamique. L'évolution est comparable à celle décrite pour $k_z = 5$. En mesurant les niveaux $|51, k = 4\rangle$ et $|51, k = 5\rangle$ qui appartiennent au sous-espace $\mathcal{H}_S$, nous montrons en plus qu'ils ne sont effectivement que très peu peuplés au cours de l'évolution. Il en est de même pour les niveaux détectés par les sondes 50. Un faible peuplement - de l'ordre de 3% - s'effectue autour du rebond du spin sur la barrière Zénon. Les deux niveaux qui se peuplent macroscopiquement sont les niveaux $|-, k_z\rangle$ et $|50, k_z + 1\rangle$.

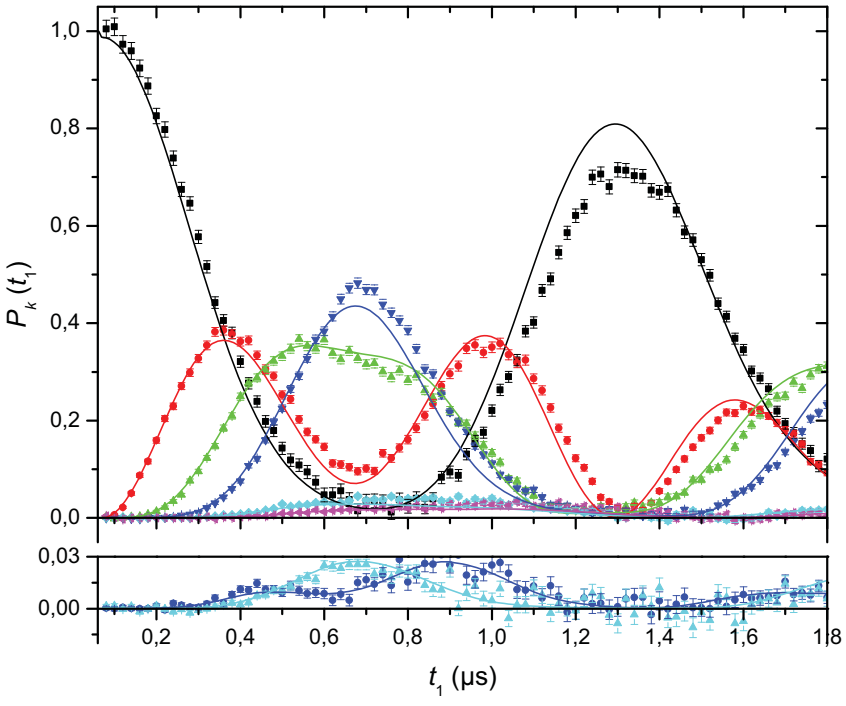


FIGURE IV.25 – Dynamique Zénon quantique pour $k_z = 3$. Les données sont corrigées de l'efficacité des sondes. En plus des populations mesurées sur les états $|51, k\rangle$, les populations des niveaux $|50, k\rangle$ qui sont peuplés au cours de la dynamique sont représentées en dessous. Le peuplement de ces niveaux, ici $|50, k = 3\rangle$ et $|50, k = 4\rangle$, reste très faible. Les simulations numériques rendent comptent des mesures de ces niveaux.

Le cas $k_z = 4$ a été aussi étudié avec $\Omega_{mw} = 3,08\,\text{MHz}$. Les résultats, tracés sur la figure IV.26, confirment les différentes observations que nous avons faites jusqu'à présent. Une fois encore, l'état à $t_1 = t_r$ - marqué ici par un trait pointillé - ne présente pas les caractéristiques d'un état cohérent de spin. Pour caractériser plus finement la dynamique, il faut l'observer dans l'espace des phases.

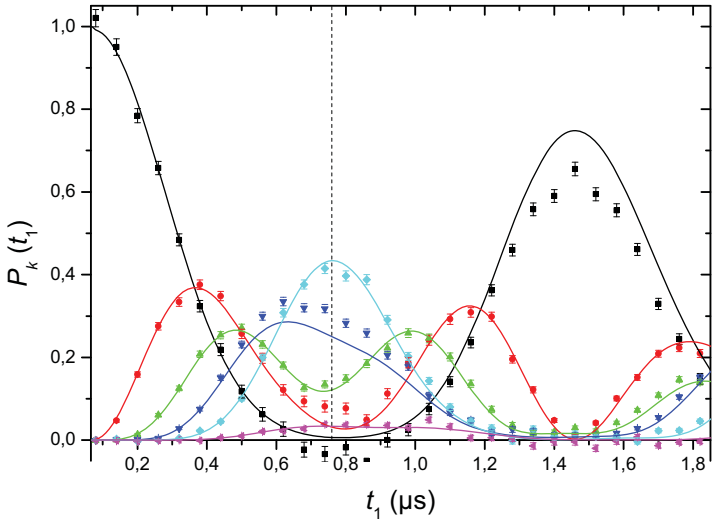


FIGURE IV.26 – Dynamique Zénon quantique pour $k_z = 4$. Les données sont comparées aux simulations numériques (traits pleins). L'instant $t_1 = 0,76\,\mu\text{s}$ où le niveau $|51, k = 4\rangle$ est le plus peuplé est indiqué par un trait vertical pointillé.

IV.3.2.b Observation de la dynamique sur la sphère de Bloch généralisée

Le processus d'inversion de phase qui doit avoir lieu au cours de la dynamique Zénon quantique ne peut pas être observé par la simple mesure des populations $P(k,t)$ des différents niveaux au cours du temps. Il nous faut travailler dans l'espace des phases, c'est-à-dire sur la sphère de Bloch, et caractériser l'évolution de l'état au cours du temps dans cette représentation. La rotation de reconstruction sera cette fois appliquée en présence de la micro-onde Zénon (cf §IV.2.1.a). Dans toute cette partie, nous travaillerons avec $k_z = 4$.

Pour caractériser l'imperfection de la reconstruction dans ces conditions, nous avons reproduit l'expérience d'étalonnage de la radiofréquence de reconstruction (cf §IV.3.1.b) mais cette fois en présence de la micro-onde Zénon. Cette expérience consiste en d'autres termes à reconstruire l'état circulaire $|51, k = 0\rangle$. Les résultats sont présentés sur la figure IV.27b et peuvent être comparés à ceux de la figure IV.21b. Pour faciliter la comparaison, nous avons ajouté l'ajustement numérique des mesures effectuées sans micro-onde (lignes continues). L'évolution dans les premiers temps est identique. La différence commence à être perçu à partir du niveau $|51, k = k_z + 1 = 5\rangle$. Nous remarquons aussi

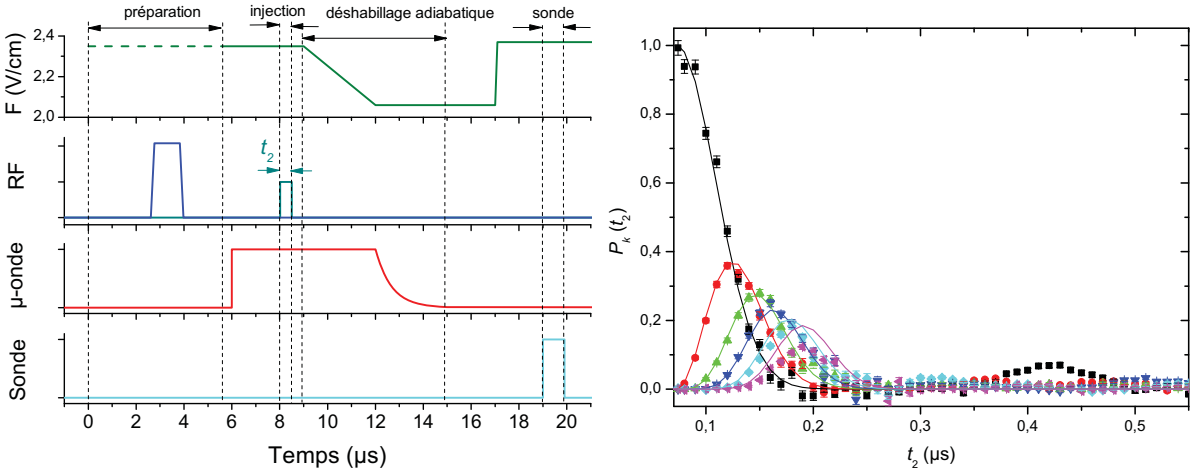


FIGURE IV.27 – Effet de la micro-onde Zénon sur la reconstruction. **(a)** Séquence temporelle de la mesure. **(b)** Probabilités d'occupation sous l'action de la radiofréquence de reconstruction, en présence de la micro-onde Zénon. Les données sont corrigées des efficacités de détection. Les lignes continues représentent les simulations numériques de la même expérience sans micro-onde Zénon (fig. IV.21).

qu'environ 10% de la population revient dans l'état circulaire. En fait, l'évolution est celle d'une dynamique Zénon quantique dans le cas d'un couplage supérieur à Ω_{mw}. Seulement 10% de la population est donc ici confinée dans le sous-espace $\mathcal{H}_N$. Le résultat est satisfaisant. Pour l'améliorer, il faudrait augmenter la pulsation de Rabi de la radiofréquence de reconstruction. Nous sommes cependant limités par la résolution temporelle de notre acquisition de 10 ns au maximum. Pour avoir une résolution en phase polaire $\Delta\Theta \sim 3\,^\circ$ nécessaire pour observer les états non-classiques que nous avons préparés, $\Omega'_{rf}/2\pi$ doit rester inférieure à 1 MHz.

La mesure de la fonction Q ne nécessite de mesurer le recouvrement de l'état après rotation qu'avec l'état $|51, k = 0\rangle$, contrairement à la fonction de Wigner où il doit être mesuré avec tous les niveaux. D'un point de vue purement technique, la fonction Q est donc pour nous beaucoup plus rapide à mesurer. C'est donc par la fonction Q que nous avons caractérisé la dynamique Zénon quantique sur la sphère de Bloch généralisée. Le principe de la mesure de la fonction Q de spin a été décrit au paragraphe IV.3.1.b. Immédiatement après l'impulsion de préparation, nous appliquons une impulsion de reconstruction de durée et de phase vairable avant d'effectuer le déhabillage adiabatique et la mesure de $\mathcal{P}_0$. Pour ne pas laisser la décohérence agir, le délai entre les deux impulsions radiofréquences sera réduit au maximum. Nous sommes limités par la forme imparfaites des signaux radiofréquences. Ce délai est modélisé dans les simulations par une durée effective $t_i \sim 30$ ns. Nous l'appliquons ici pour caractériser l'état du système à dix instants t_1 différents de la dynamique Zénon, compris entre 0 ns et 1, 46 ns, instant où le système est revenu sur le niveau $|51, k = 0\rangle$ (cf fig.IV.26). La plupart des mesures sont néanmoins faites autour de l'instant $t = t_r = 0, 76$ ns qui correspond au *rebond* du spin sur la barrière Zénon. La

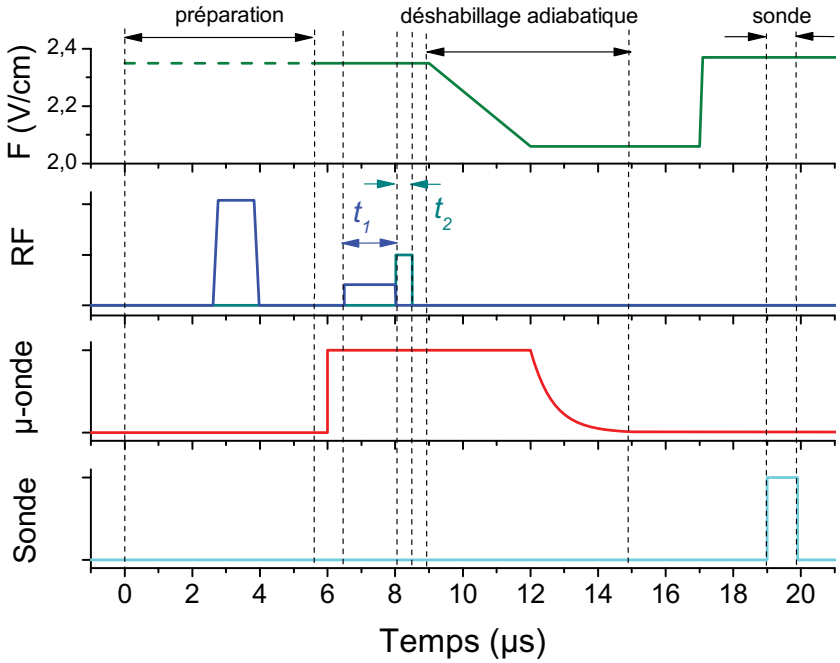


FIGURE IV.28 – Séquence temporelle pour mesurer la fonction Q au cours de la QZD. L'état étudié est préparé par une impulsion de durée t_1. La rotation de reconstruction $R(\Theta, \Phi)$ est générée par une deuxième impulsion de radiofréquence de durée variable t_2. La micro-onde Zénon reste allumée pendant toute la phase de reconstruction.

séquence est rappelée sur la figure IV.28. La fonction Q est tracée sur la sphère de Bloch dont une vue de haut est présentée sur la figure IV.29 aux différents instants.

Sans injection radiofréquence ($t_1 = 0$), le spin est dans l'état circulaire et occupe le pôle Nord de la sphère de Bloch. Dans les premiers instants de l'évolution, la radiofréquence induit une rotation du spin. Après $0,5\,\mu$s, celui-ci atteint la latitude limite, marquée par le cercle pointillé rouge. Puisque le sous-espace Zénon $\mathcal{H}_N$ comprend l'état $|+, k_z\rangle$, la latitude limite a pour projection sur l'axe (Z) $\hbar(k_z + 1)$. A mesure que l'injection continue, le spin disparaît et une nouvelle composante apparaît avec une phase azimutale opposée. Le processus d'inversion de la phase du spin dure jusqu'à $t_1 = 0,88\,\mu$s. Le spin continue alors naturellement son évolution sous l'effet de la rotation engendrée par la radiofréquence. A $t_1 = 1,46\,\mu$s, le spin est retourné au pôle Nord et peuple à nouveau l'état circulaire. Il a à nouveau l'aspect d'un état cohérent bien que légèrement élargi. Ces mesures sont tout à fait en accord avec l'observation des populations de la figure IV.26. Elle nous apporte en plus une information essentielle sur l'évolution de la phase de l'état lors du rebond sur la barrière Zénon.

Sans micro-onde Zénon, le spin évolue sur toute la sphère de Bloch généralisée, peuplant progressivement sous la forme d'états cohérents tous les états de l'espace de Hilbert de ce spin. C'est notamment ce que nous avons observé lors des expériences de circularisation par oscillation de Rabi au chapitre précédent. Dans le cadre de la dynamique Zénon quantique, la figure IV.29 nous montre que la micro-onde Zénon a pour effet de

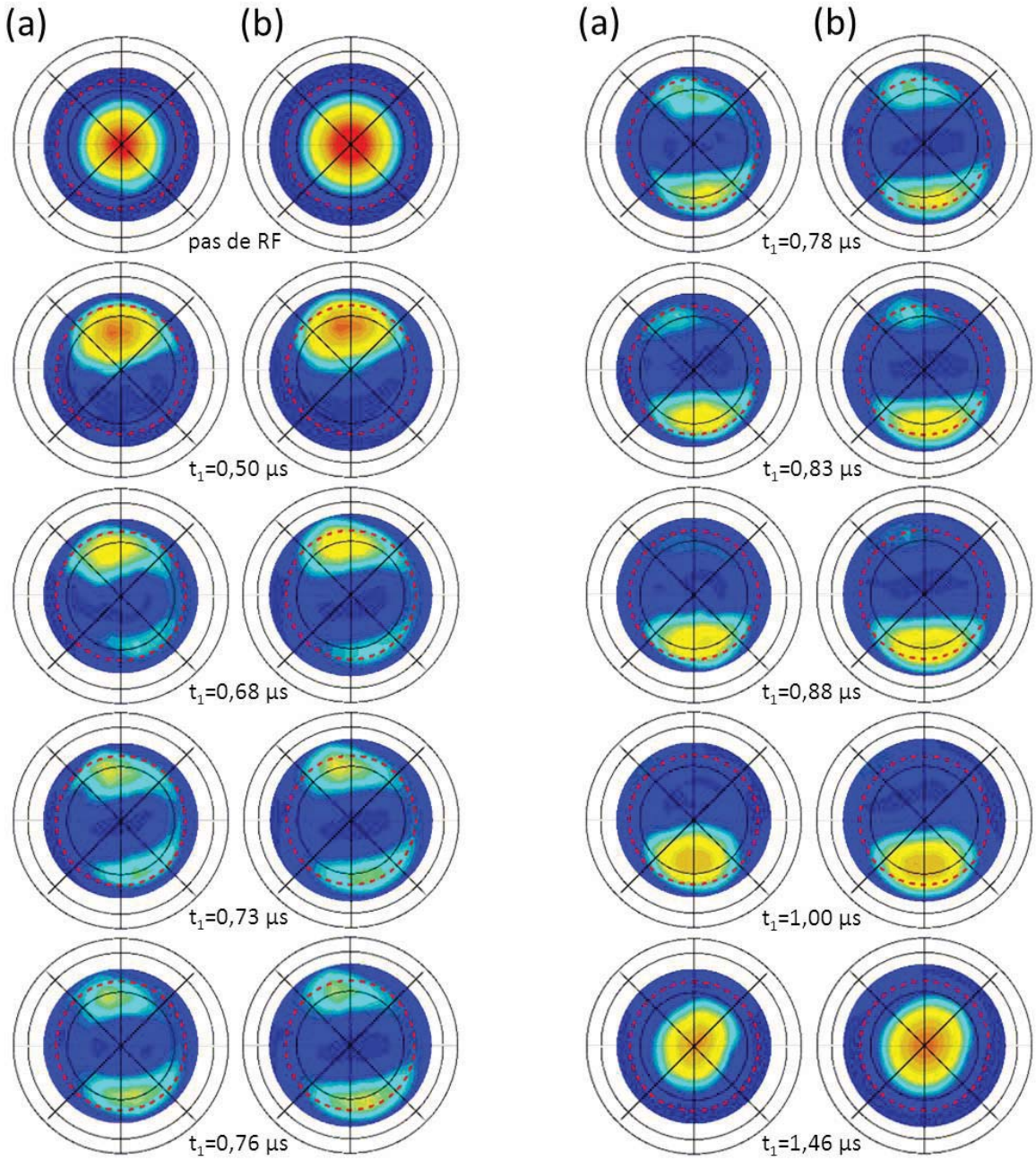


FIGURE IV.29 – Evolution de la fonction Q lors de la dynamique Zénon quantique. **(a)** Vue de haut de la sphère de Bloch sur laquelle sont représentées les fonctions $Q(\Theta, \Phi)$ mesurées. Les droites noires indiquent les méridiens, espacés de 45 °, et les cercles noirs les parallèles, séparés de 30 °. La latitude limite est indiquée par un cercle pointillé rouge. Les mesures sont interpolées linéairement à partir de 96 points de mesures occupant la zone bleue autour du pôle Nord. La première figure correspond à l'état initial $|51, c\rangle$. Les figures suivantes correspondent à des temps d'injection t_1 de plus en plus long. **(b)** Simulations numériques correspondantes.

confiner l'évolution du spin à une calotte sphérique, centrée sur l'état circulaire et dont la dimension est définie par le choix de k_z. Dès lors, tous les états en dehors de cet espace deviennent inaccessibles. Le spin évolue donc dans un espace de Hilbert tronqué par la présence de la micro-onde Zénon.

C'est précisément cette troncature de l'espace de Hilbert qui engendre la spécificité de la dynamique Zénon. Comme nous l'avons remarqué au paragraphe IV.3.2.a, la dynamique du spin tronqué à 5 niveaux est différente de celle d'un spin $J = 2$, comptant aussi 5 niveaux mais dans un espace de Hilbert de dimension 5. Dans le cas de ce dernier, le spin évoluerait dans un espace de Hilbert complet. Soumis à un rayonnement radiofréquence, son évolution serait parfaitement classique. Notre système, lui, évolue dans un espace de Hilbert tronqué et sa dynamique n'est plus celle d'un état cohérent de spin. La différence entre le spin réduit $J = 2$ et le spin tronqué se manifeste dans leurs éléments de matrice, d'expression $\sqrt{(5-k-1)(k+1)}$ pour le spin réduit et $\sqrt{(51-k-1)(k+1)}$ pour notre système.

La fonction Q de l'état du spin au moment du rebond $t = t_r$ sur le niveau $|+, k_z\rangle$ confirme ces conclusions. Un spin réduit $J = 2$ se trouverait alors dans l'état de Dicke $|J = 2, m_j = -2\rangle$ dont la fonction Q tracée sur une sphère de Bloch généralisée de spin $j_1 = 25$ serait celle montrée à titre d'exemple à la figure I.10b. La fonction Q que nous mesurons est bien différente puisqu'on y voit deux états quasi-cohérents, complètement séparés dans l'espace de la sphère de Bloch. L'apparition de ces deux composantes dans l'état du spin est transitoire dans la dynamique Zénon car elle correspond au passage du spin d'un côté à l'autre de la sphère de Bloch. A un instant bien précis de cette évolution, que nous identifions à $t_r = 0,76\,\mu$s sur les images de la fonction Q, les deux composantes sont de poids égal. Or nous avons vu que la dynamique Zénon quantique est une évolution cohérente du système. S'il y a superposition de deux composantes, celle-ci doit nécessairement être une superposition quantique et l'état associé un état « chat de Schrödinger ».

IV.3.2.c Mesure de la fonction de Wigner du spin

La fonction Q ne montre pas explicitement les cohérences de l'état qu'elle mesure. Bien qu'elle contienne *a priori* toute l'information contenue dans la matrice densité ρ, il est expérimentalement imprécis de reconstruire ρ uniquement à partir des valeurs de la fonction Q. Pour à la fois mettre en évidence la cohérence de la dynamique Zénon quantique et caractériser l'état chat de Schrödinger, nous avons donc mesuré la fonction de Wigner au moment du rebond du spin à $t_1 = t_r = 0,76\,\mu$s.

Une méthode couramment utilisée en électrodynamique quantique en cavité pour mesurer la fonction de Wigner consiste à mesurer directement la parité de l'état déplacé (ou tourné dans le cas d'un spin). Elle a été proposée par Lutterbach et Davidovitch [124, 125] et mis en pratique dans plusieurs expériences [42, 43]. Elle présente l'avantage d'avoir ac-

cès en une mesure à la valeur de la fonction de Wigner en un point de l'espace des phases. N'ayant pas accès directement à la parité d'un état, nous pouvons implémenter une autre méthode qui consiste à reconstruire la parité à partir de la tomographie de chaque niveau [126, 127]. Une fois l'état tourné sur la sphère de Bloch, toutes les probabilités d'occupations sont mesurées et on calcule la valeur de la parité comme étant

$$W(\Theta,\Phi)=\sum_{k=0}^{n-1}(-1)^k P_k(\Theta,\Phi) \qquad \text{avec} \qquad P_k(\Theta,\Phi)=\langle n_e,k|R'(\Theta,\Phi)\rho R(\Theta,\Phi)|n_e,k\rangle. \tag{IV.25}$$

La méthode a servi à mesurer la fonction de Wigner de mode lumineux [128] et est aujourd'hui un outil commun en information quantique [129]. Cette méthode exige plusieurs mesures - autant que de niveaux peuplés - pour ne calculer à la fin qu'une valeur de la fonction de Wigner. Une grande partie de l'information est en fait perdue lorsqu'on exprime la parité. Plutôt que de calculer la fonction de Wigner directement, on peut utiliser toutes les mesures $P_k(\Theta,\Phi)$ comme source d'information pour retrouver la matrice densité ρ de l'état avant la rotation. De l'expression de ρ, on calcule alors la fonction de Wigner par son expression donnée à l'équation I.66.

La méthode que nous utilisons pour reconstruire la matrice densité ρ est appelée « MaxLike » pour *maximum de vraisemblance* [130]. La résolution numérique fait intervenir un algorithme développé par Lvovsky *et al.* qui proposent un processus itératif pour maximiser la vraisemblance d'une matrice densité ρ_{ml} calculée avec les différentes mesures effectuées. Cet algorithme a déjà été utilisé pour reconstruire la fonction de Wigner de champs micro-ondes piégés dans une cavité [27]. Le détail de cet algorithme est expliqué dans la référence [26]. Cette technique présente plusieurs avantages. Tout d'abord, elle exploite toute l'information disponible puisqu'elle réalise un ajustement de la matrice densité basé sur toutes les mesures des $P_k(\Theta,\Phi)$. De plus, l'algorithme permet de prendre en compte les imperfections de mesures. Dans notre cas, cela est important puisque notre mesure n'est pas idéale. En effet, comme pour la fonction Q, la fonction de Wigner se mesure en induisant une rotation de l'état en présence de la micro-onde Zénon. Nous la noterons $R_z(\Theta_2,\Phi_2)$ pour la distinguer de la rotation idéale $R(\Theta_2,\Phi_2)$. L'algorithme reconstruit la matrice densité $\rho(t_w)$ en intégrant dans son calcul l'évolution du spin entre l'instant t_w et l'instant où les mesures sont faites. Cette évolution est modélisée par un opérateur $\hat{U}_w$ qui tient compte de la présence de la micro-onde ainsi que du déshabillage adiabatique et qui est calculé numériquement.

La séquence de mesure de la fonction de Wigner est donc identique à celle de la fonction Q mais toutes les probabilités d'occupation $\mathcal{P}_k(\Theta,\Phi)$ de $n_g = 50$ et $n_e = 51$ sont mesurées. L'ensemble des mesures est pris en compte dans la reconstruction si bien que l'espace de Hilbert que nous considérons est l'espace total des niveaux $|50,k\rangle$ et $|51,k\rangle$ à 101 dimensions. La figure IV.30a montre les probabilités d'occupation $\mathcal{P}_k(\Theta,\Phi)$ mesurées par les sondes 51. La mesure de $\mathcal{P}_0$ est exactement celle de la fonction Q ; on retrouve ainsi l'image présentée sur la figure IV.29 à $t_1 = 0,76\,\mu$s. La mesures sont néanmoins faites sur une surface plus grande de la sphère de Bloch que pour la fonction Q. Les autres probabilités $\mathcal{P}_k$ montrent des motifs différents : on observe en particulier

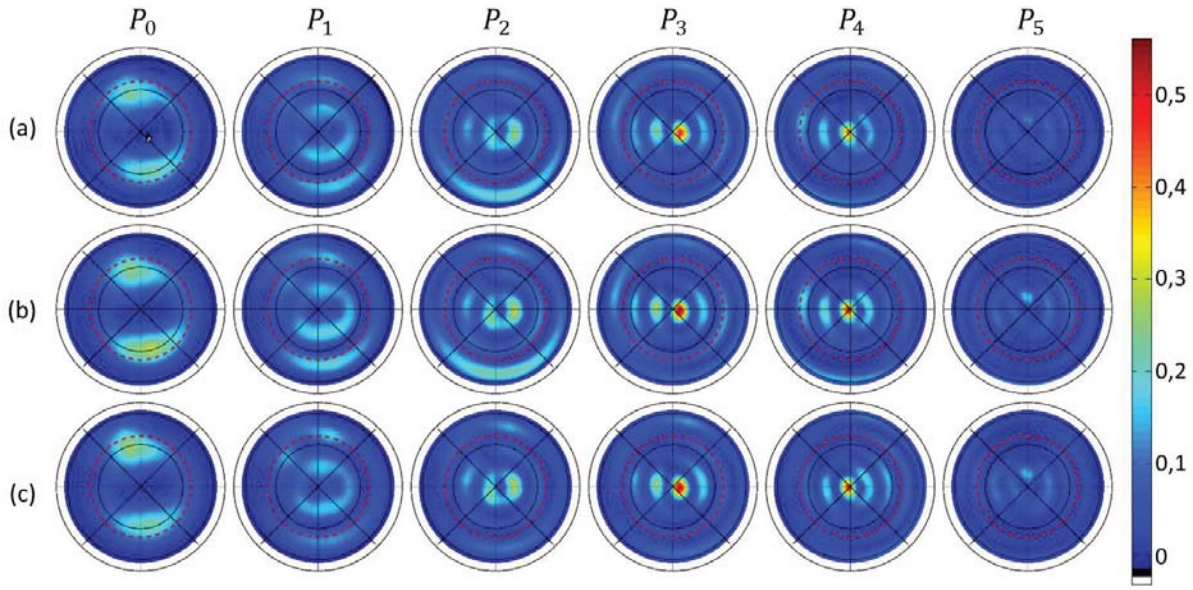


FIGURE IV.30 – Probabilité $\mathcal{P}_k(\Theta, \Phi)$ des sondes 51. **(a)** On mesure tous les $\mathcal{P}_k$, $k = 0...5$ en fonction de Θ et Φ. La probabilité est tracée dans la même représentation que la fonction Q. **(b)** Simulations numériques des $\mathcal{P}_k$ de l'état après rotation $R_z(\Theta, \Phi)$. On prend donc ici en compte l'imperfection de la mesure due à la présence de la micro-onde Zénon ainsi que l'inhomogénéité du champ électrique pendant la reconstruction. **(c)** Simulations numériques des $\mathcal{P}_k$ de l'état après rotation $R(\Theta, \Phi)$ sans micro-onde Zénon. On mesure ainsi l'effet de la micro-onde Zénon lors de la rotation R_z.

des oscillations autour du pôle Nord sur $\mathcal{P}_2$, $\mathcal{P}_3$ et $\mathcal{P}_4$. Ces mesures sont comparées à des simulations numériques qui prennent en compte l'effet de la micro-onde Zénon pendant la reconstruction (fig.IV.30b). Celles-ci sont en très bon accord avec nos mesures. Pour évaluer qualitativement l'influence de la présence de la micro-onde Zénon pendant la rotation $\hat{R}_z$, nous avons aussi réalisé des simulations numériques où la reconstruction est faite avec la rotation $\hat{R}$ plutôt que $\hat{R}_z$ (fig. IV.30c). L'effet de la micro-onde Zénon pendant la reconstruction est surtout visible sur $\mathcal{P}_1$, $\mathcal{P}_2$ et $\mathcal{P}_3$ par l'apparition d'artefact à l'extérieur du cercle d'exclusion. Excepté ces motifs, les figures sont fortement semblables. Ces deux simulations nous rassurent sur notre processus de mesure qui, malgré la présence de la micro-onde Zénon, donne une image fidèle à ce que donnerait une mesure idéale. Elle justifie aussi l'intérêt de tenir compte dans notre algorithme de reconstruction de la matrice densité de la présence de cette micro-onde.

Ces mesures $\mathcal{P}_k$ ainsi que les mesures $\mathcal{P}'_k$ des sondes 50, sont alors utilisées pour calculer la matrice densité la plus probable ρ_{ml}. On trouve alors une population totale du sous-espace $\mathcal{H}_N$ de $82,7\%$ et de $9,5\%$ pour le sous-espace $\mathcal{H}_S$. La population de l'état habillé $|-, k_z\rangle$ est de à $1,5\%$, en accord avec la mesure de la sonde de l'état $|50, k = 4\rangle$ de $1,7\%$. Les $7,8\%$ de population restante sont des atomes transférés dans la multiplicité $n_g = 50$. Pour tracer la fonction de Wigner, il convient de définir l'espace de Hilbert considéré. Du fait de la présence des niveaux $|+, k_z\rangle$ et $|-, k_z\rangle$, la réunion des espaces de Hilbert

$\mathcal{H}_N$ et $\mathcal{H}_S$ contient un niveau de trop. A cause du très faible peuplement de l'état $|-, k_z\rangle$ à l'instant de la reconstruction, nous avons choisi de l'exclure de l'espace de Hilbert. La fonction de Wigner n'est donc tracée que sur les états qui se branchent au terme du déhabillage sur les états de la multiplicité $n_e = 51$. La matrice densité est alors normalisée par le facteur $1/(0,827 + 0,080) = 1/0,907$. Enfin, les populations des états $|51, k \geq 16\rangle$, négligeables (environ $0,7\%$) et dominées par le bruit, sont fixées à 0. En effet, avec les paramètres de l'expérience, aucun atome ne peut avoir atteint ces niveaux dans le temps imparti. La matrice densité ρ_{exp} ainsi obtenue est tracée sur la sphère de Bloch sur la figure IV.31a. Sur la figure IV.31b est tracée la fonction de Wigner de la matrice densité ρ_c obtenu après une durée $t_1 = 0,76\,\mu s$ de dynamique Zénon quantique calculée par simulations numériques dans les conditions de l'expérience. La grande similitude entre les deux fonctions de Wigner - et entre leur matrice densité qui présente une fidélité mutuelle égale à $\mathrm{Tr}^2(\sqrt{\sqrt{\rho_{exp}}\rho_c\sqrt{\rho_{exp}}}) = 93\%$ - montre que le procédé de reconstruction, complètement absent de la matrice densité simulée, est très bien maîtrisé.

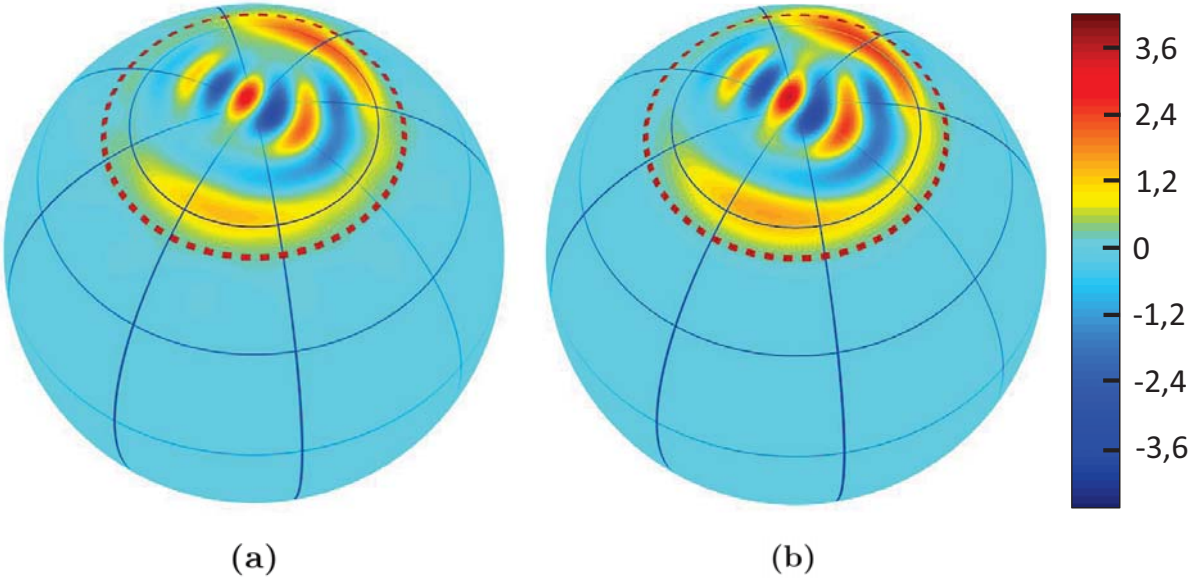


FIGURE IV.31 – Fonction de Wigner de l'état chat de Schrödinger de spin (figure extraite de [71]. **(a)** Fonction de Wigner expérimentale $W(\Theta, \Phi)$ de l'état à l'instant $t_1 = 0,76\,\mu s$ de la dynamique Zénon quantique. W est obtenue à partir de l'expression de la matrice densité ρ_{exp}. Elle est tracée sur la sphère de Bloch généralisée du spin $\hat{J}_1$. Le cercle rouge pointillé indique la latitude limite. **(b)** Simulations numériques correspondantes.

Les mesures montrent au niveau du cercle d'exclusion deux maxima dans la fonction de Wigner, qui correspondent aux deux composantes du spin déjà visibles sur la fonction Q. Apparaissant plus fin ici, la fonction de Wigner met en évidence un étalement de ces deux composantes. Son origine est en partie intrinsèque à la dynamique Zénon et est aussi visible sur les simulations du champ électromagnétique dans la cavité micro-onde (cf fig.IV.3) : l'état épouse la forme de la latitude limite et prend ainsi une forme arrondie. Un autre effet s'ajoute à celui-ci : les déplacements lumineux et l'effet Stark quadratique ne sont compensés globalement que linéairement et conduisent à une dispersion des fréquences

des transitions $|51, k\rangle \rightarrow |51, k+1\rangle$. Un effet semblable à l'effet Kerr provoque ainsi une déformation de l'état dans la direction azimutale qui explique l'asymétrie de la fonction de Wigner de part et d'autre des deux composantes principales.

Entre les deux composantes du spin, la fonction de Wigner présente des franges d'interférences qui oscillent entre valeurs négatives et valeurs positives. Elles prouvent la nature quantique de la superposition que l'on prépare. Ainsi, la dynamique Zénon conduit bien le spin dans un état chat de Schrödinger lors de l'inversion de phase. La pureté de cet état est mesurée à partir de la matrice densité reconstruire et vaut $\mathrm{Tr}\rho^2 = 0,75$ ($0,91$ à partir de la matrice densité simulée). Cette valeur est limitée par les inhomogénéités de champ électrique de notre expérience.

Conclusion

Le très bon contrôle des paramètres nous ont permis de mettre en œuvre la dynamique Zénon quantique. Nous avons utilisé dans ce chapitre l'atome de Rydberg comme un spin $J_1 = 25$. Dans un premier temps, nous avons observé la rotation du spin dans la sphère de Bloch soumis à un rayonnement radiofréquence. Nous avons ensuite étudié la dynamique du spin en présence d'un couplage micro-onde sur l'un de ses niveaux. La mesure des probabilités d'occupation des différents niveaux montre une évolution très différente de celle d'un état cohérent de spin et met en évidence le confinement du spin sur un sous-espace Zénon. Une étude plus complète a ensuite été menée dans l'espace des phases. La dynamique a été caractérisée par une série de mesures de la fonction Q en différents instants. Enfin, la fonction de Wigner au moment de l'inversion de la phase du spin a été mesurée. Elle nous prouve le caractère non-classique de la dynamique et révèle la formation d'un état chat de Schrödinger, superposition cohérente de deux composantes distinctes du spin $\hat{\boldsymbol{J}}_1$.

Conclusion

Les expériences réalisées au cours de ce travail sont un premier pas dans la réalisation du nouveau dispositif expérimental *fontaine*. Le cryostat que nous avons construit au début de cette thèse a rempli deux des objectifs qui lui étaient attribués. D'une part, nous avons fabriqué de nouvelles cavités supraconductrices qui pourront être utilisées dans le dispositif *fontaine*. D'autre part, la circularisation intra-cavité des atomes de Rydberg a été testée et validée. Nous avons montré qu'il est possible de générer un champ radiofréquence dont la polarisation est assez pure pour transférer, par passage adiabatique, des atomes de Rydberg d'un état de faible moment cinétique à l'état circulaire, ceci en l'absence de champ magnétique. Cette méthode, réalisée avec des atomes rapides, nous a permis d'atteindre une pureté de préparation de 97%. Elle sera utilisée dans l'expérience *fontaine* pour exciter les atomes lents sur les niveaux de Rydberg circulaires. La qualité de la préparation est bien supérieure à la méthode utilisée précédemment dans nos expériences (où l'état circulaire était préparée avec une pureté de 80%) ce qui nous a même conduit à envisager de généraliser cette technique à toutes les expériences du groupe.

Une fois l'atome préparé dans les niveaux circulaires, cette radiofréquence va nous permettre d'induire des transitions contrôlées entre les sous-niveaux Stark et de manipuler de façon cohérente l'état de l'atome à l'intérieur de la multiplicité. Les niveaux de Rydberg de grand moment angulaire m de l'atome de rubidium se comportent de façon hydrogénoïde. L'atome couplé à un champ radiofréquence polarisé σ^+ se modélise alors en première approximation par un spin qui tourne dans la sphère de Bloch généralisée. Ce système est analogue à l'état du mode d'un champ électromagnétique. Dans la limite des faibles rotations dans la sphère de Bloch, on peut approximer la calotte polaire par un plan de phase similaire au plan de Fresnel des quadratures du champ. Les rotations du spin deviennent des déplacements du champ et il est possible d'implémenter sur notre système des protocoles proposés pour des expériences d'électrodynamique quantique en cavité.

Adaptant la proposition de Raimond *et al.* [40] à notre système, nous avons observé la dynamique Zénon quantique d'un spin soumis à une mesure continue. Un atome, initialement préparé dans un niveau circulaire, est soumis à un champ radiofréquence résonant, en présence d'un couplage micro-onde accordé sur un sous-niveau précis du spin. L'analyse des populations par spectroscopie nous a permis de mettre en évidence le confinement du spin dans un sous-espace de l'espace de Hilbert. En mesurant la fonction Q et la fonc-

tion de Wigner, nous avons étudié l'évolution dans l'espace des phases et démontré pour la première fois l'aspect non-classique de la dynamique Zénon quantique [71]. Une première expérience réalisée par Schäfer *et al.* avait déjà mis en évidence l'aspect cohérent de la QZD au sein d'un sous-espace Zénon [70]. Néanmoins, dans cette expérience, le système était confiné dans un espace à deux dimensions et son évolution était celle d'un spin 1/2. Notre expérience prend place dans un espace de Hilbert nettement plus grand. Elle démontre aussi bien la cohérence de la dynamique que sa nature non-classique et met en évidence la génération déterministe d'un état chat de Schrödinger comme proposé dans [40]. Notre expérience peut être vue comme une simulation quantique des expériences d'électrodynamique quantique en cavités. La dynamique que nous avons mis en évidence est d'ailleurs très similaire aux résultats qui ont ensuite été observé sur les modes du champ électromagnétique d'une cavité couplée à un qubit supraconducteur [131]. Notre expérience peut être aussi interpréter en terme de fonction d'onde atomique. Nous avons vu que les états cohérents du spin $\hat{\boldsymbol{J}}_1$ correspondent à des états elliptiques centré autour d'une orbite classique. L'état préparé ici est donc une superposition quantique de deux trajectoires semi-classiques de l'électron.

Perspectives

Avec un espace de Hilbert de grande dimension, le spin de l'atome de Rydberg est un système adapté à l'étude de la transition quantique/classique. Notre expérience permet de préparer des états chat de Schrödinger de l'atome. Le couplage de cet état à l'environnement est très différent de la dissipation qui intervient dans le cadre du champ électromagnétique. Notre système va donc nous apporter une perspective différente sur les processus de décohérence et nous fournir ainsi une approche complémentaire aux expériences déjà menées dans le cadre de l'électromagnétique quantique en cavité. Néanmoins, notre expérience reste pour l'instant limitée par le faible temps de cohérence de notre dispositif. Pour l'améliorer, une première étape consiste à remplacer les miroirs sphériques par des miroirs plans afin de réduire le gradient de champ électrique au niveau des atomes. De façon plus générale, toute réduction des inhomogénéités du champ électrique augmentera le temps de cohérence et offrira des conditions expérimentales plus propices à la préparation d'états non-classiques. Avec plus de temps pour réaliser les expériences, il nous sera possible de réduire la vitesse de rotation du spin. L'évolution pourra être confinée avec une fréquence de Rabi de la micro-onde Zénon plus faible. Cela réduira fortement les déplacements lumineux sur les niveaux voisins et limitera les dispersion de fréquences qui élargissent actuellement la distribution de phase de l'état. Il sera alors possible de confiner le spin dans des sous-espaces de dimension plus grande et d'augmenter la distance entre les deux composantes de l'état chat de Schrödinger.

Ces états chats ouvrent aussi des perspectives pour des expériences de métrologie [43]. En effet, ils présentent sur leur fonction de Wigner des franges d'interférences d'autant plus rapprochées que la séparation entre les composantes semi-classiques est importante.

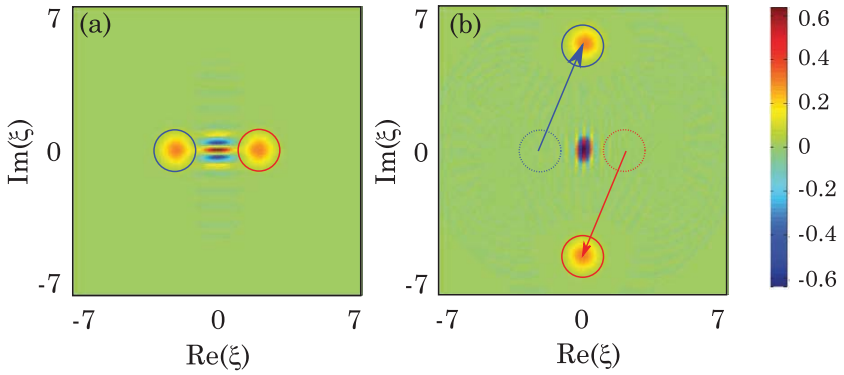


FIGURE IV.32 – Principe d'étirement d'un chat en utilisant la dynamique Zénon comme une pince dans l'espace des phases.

Ces oscillations peuvent fournir un signal très sensible pour mesurer de petites rotations dans la sphère de Bloch comme celles induites par un champ électrique ou magnétique. Les atomes deviennent alors des sondes microscopiques pour mesurer des fluctuations de champ avec une sensibilité supérieure à la limite quantique standard.

Les manipulations cohérentes de l'état de l'atome au sein d'une multiplicité Stark peuvent être combinées avec des impulsions micro-ondes qui transfèrent la population de l'état entre différentes multiplicités. On peut ainsi tirer profit de la richesse de la structure d'un atome de Rydberg pour coder l'information dans les échelles harmoniques de nombres quantiques principaux différents et exploiter cette architecture complexe pour le traitement quantique de l'information. Les expériences réalisées ici ouvrent bien sûr aussi la voie aux expériences d'électrodynamique quantique en cavité avec des atomes lents. Dans ce cadre, la dynamique Zénon constituera un outil puissant pour manipuler les états du rayonnement. La qualité des résonateurs micro-ondes supraconducteurs nous permettra d'avoir un temps de décohérence plusieurs ordres de grandeurs plus grand que le temps typique d'une interrogation Zénon. Cela nous permettra d'étudier la dynamique Zénon sur des périodes beaucoup plus grandes que dans l'expérience sur les atomes et d'observer des rebonds multiples sur le cercle d'exclusion. Alternant séquentiellement mesures Zénon et opérateurs déplacement, il est possible de créer un cercle d'exclusion effectif en n'importe quel point de l'espace des phases. Il devient alors possible de « capturer » des états cohérents et de les déplacer dans l'espace des phases en changeant adiabatiquement la position du cercle d'exclusion. Cette méthode, appelée pince dans l'espace des phases [40], en référence aux pinces optiques utiliser pour manipuler des objets microscopiques, nous donne un contrôle nouveau sur l'état du champ piégé dans la cavité. Partant d'un état chat de Schrödinger $1/\sqrt{2}(|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle)$, il devient possible de déplacer indépendamment chaque composante de la superposition, « étirant » le chat dans l'espace des phases (fig.IV.32). En permettant de manipuler directement la fonction d'onde du champ dans l'espace des phases, la dynamique Zénon quantique a ouvert la voie à des expériences inédites de synthèses d'états non-classiques du champ électromagnétique.

Annexe A

Expressions des fonctions d'onde de l'atome d'hydrogène

Nous donnons ici l'expression des fonctions d'onde sphériques et paraboliques de l'atome d'hydrogène.

Fonctions d'onde dans la base sphérique En tant que vecteurs propres des opérateurs $\hat{\boldsymbol{L}}^2$ et $\hat{L}_z$, les fonctions d'onde $\psi(\boldsymbol{r})$ de l'hydrogène dans la base sphérique s'écrivent sous la forme factorisée

$$\psi(\boldsymbol{r}) = R_{nl}(r)Y_l^m(\theta,\varphi) \tag{A.1}$$

$Y_l^m(\theta,\varphi)$ est l'harmonique sphérique associée aux valeurs propres l et m d'expression [73]

$$Y_l^m(\theta,\varphi) = (-1)^m\sqrt{\frac{(l-m)!}{(l+m)!}\frac{2l+1}{4\pi}}P_l^m(\cos\theta)\mathrm{e}^{im\varphi} \tag{A.2}$$

où P_l^m sont les fonctions de Legendre associées. Elles sont elles-même définies par

$$P_l^m(x) = \left(1-x^2\right)^{m/2}\frac{d^m}{dx^m}P_l(x) \tag{A.3}$$

avec $P_l(x)$ les polynômes de Legendre qui s'expriment commme

$$P_l(x) = \frac{1}{2^l l!}\frac{d^l}{dx^l}\left(x^2-1\right)^l \tag{A.4}$$

Les fonctions radiales $R_{nl}(r)$ solutions de l'équation de Schrödinger radiale (I.11) prennent l'expression

$$R_{nl}(r) = \sqrt{\frac{(n-l-1)!}{(n+l)!^2\frac{4}{n^4}}}\mathrm{e}^{-r/(a_0 n)}\left(\frac{2r}{a_0 n}\right)^l L_{n+l}^{2l+1}\left(\frac{2r}{a_0 n}\right) \tag{A.5}$$

où a_0 est le rayon de Bohr

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \tag{A.6}$$

et $L_p^q(x)$ sont les polynômes de Laguerre généralisés, définis par

$$L_p^q(x) = \frac{x^{-q}\mathrm{e}^x}{p!}\frac{d^p}{dx^p}\left(\mathrm{e}^{-x}x^{p+q}\right) \tag{A.7}$$

Fonctions d'onde dans la base parabolique L'expression de l'équation de Schrödinger en coordonnées paraboliques permet d'écrire deux équations différentielles indépendantes en ξ et en η [81]

$$\begin{aligned}\frac{d}{d\xi}\left(\xi\frac{du_1}{d\xi}\right) + \left(\frac{1}{2}\varepsilon\xi + Z_1 - \frac{m^2}{4\xi}\right)u_1 = 0\\ \frac{d}{d\eta}\left(\eta\frac{du_2}{d\eta}\right) + \left(\frac{1}{2}\varepsilon\eta + Z_2 - \frac{m^2}{4\eta}\right)u_2 = 0\end{aligned} \tag{A.8}$$

avec Z_1 et Z_2 des constantes telles que $Z_1 + Z_2 = 1$ et ε l'énergie E exprimée en unité atomique. La résolution de ces équations différentielles du second ordre conduit à l'expression des fonctions d'onde normalisées

$$u_{n_1n_2m}(\xi,\eta,\varphi) = N\mathrm{e}^{-\frac{1}{2n}(\xi-\eta)+im\varphi}(\xi\eta)^{|m|/2}L_{|m|+1-n_1}^{|m|+1}(\xi/n)L_{|m|+1-n_2}^{|m|+1}(\eta/n) \tag{A.9}$$

où L_p^q sont les polynômes de Laguerre défini en (A.7) et où la normalisation N vaut

$$N = \frac{1}{n^{|m|+3/2}(|m|!)^2}\sqrt{\frac{(n_1+|m|)!(n_2+|m|)!}{n\pi(n_2)!(n_1)!}} \tag{A.10}$$

et où n_1 et n_2 doivent être des entiers positifs et sont introduits par les relations

$$n_k = nZ_k - 1/2(|m|+1) \qquad k \in \{1,2\} \tag{A.11}$$

Les nombres n_1 et n_2 sont appelés les nombres quantiques paraboliques. On retrouve ainsi l'expression de $u_{n_1m}(\xi)$ et $u_{n_2m}(\eta)$

$$u_{n_1m}(\xi) = \sqrt{N}\mathrm{e}^{-\xi/2n}\xi^{|m|/2}L_{|m|+1-n_1}^{|m|+1}(\xi/n) \tag{A.12}$$

$$u'_{n_2m}(\eta) = \sqrt{N}\mathrm{e}^{\eta/2n}\eta^{|m|/2}L_{|m|+1-n_2}^{|m|+1}(\eta/n) \tag{A.13}$$

Pour calculer l'action de $\hat{a}_z$ et de $\hat{L}_z$ sur ces vecteurs propres, on montre qu'en coordonnées paraboliques [74]

$$\hat{a}_z = \frac{\hbar}{2}(\xi-\eta) + \hbar\left(\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi\frac{\partial}{\partial\xi}\right) - \frac{\partial}{\partial\eta}\left(\eta\frac{\partial}{\partial\eta}\right) + \frac{1}{4}\left(\frac{1}{\xi}-\frac{1}{\eta}\right)\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right) \tag{A.14}$$

Par opération sur (A.8), on trouve que

$$\hat{a}_z|n,n_1,n_2,\pm\rangle = (n_2-n_1)\hbar|n,n_1,n_2,\pm\rangle \tag{A.15}$$

On établit également en exploitant l'équation (A.11) que

$$\hat{L}_z|n,n_1,n_2,\pm\rangle = \pm(n-1-n_1-n_2)\hbar|n,n_1,n_2,\pm\rangle \tag{A.16}$$

Annexe B

Le circuit d'hélium pour atteindre 1K

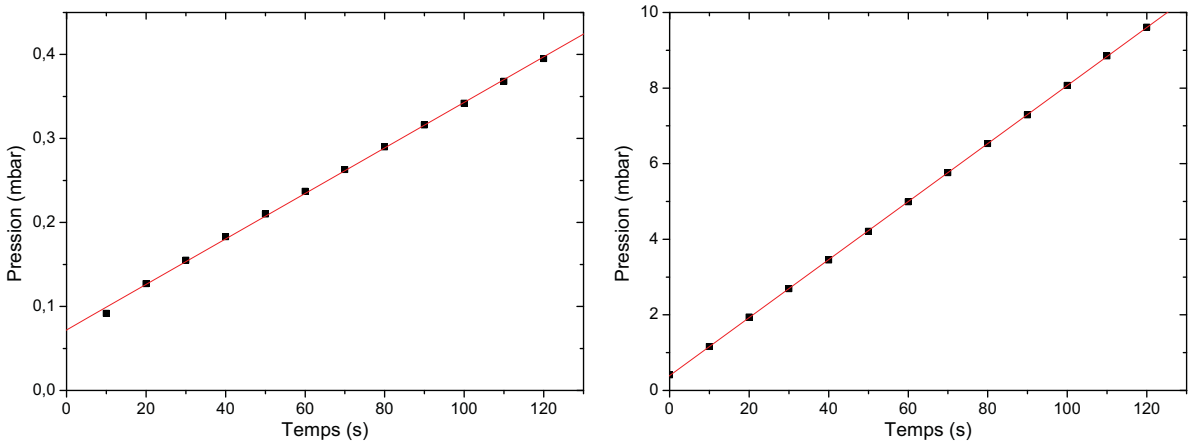
Nous détaillons ici le fonctionnement du circuit d'hélium qui permet de descendre la température du cryostat à 1 K.

Etalonnage de la micro-vanne Le circuit d'hélium fonctionne sur un équilibre subtil entre le flux de liquide à travers le capillaire et l'extraction par vaporisation et pompage. Si le flux est trop faible, la boîte se vide, l'équilibre liquide-vapeur est rompu et la température remonte. Si le flux est trop important, la boîte se remplit et le niveau finit par dépasser le coupe-film : le superfluide monte alors jusqu'au réservoir et crée un contact thermique avec lui. Pour régler finement le flux et atteindre un régime stationnaire, une micro-vanne installée au fond du réservoir d'hélium permet de régler depuis l'extérieur le débit d'hélium dans le capillaire. L'étalonnage de ce débit a été réalisé à chaud. Après avoir fait le vide dans la boite 1K, nous avons mesuré sa vitesse de remplissage en traçant l'évolution de la pression avec le temps (fig.B.1).

Pompage et puissance frigorifique En régime stationnaire, tout le gaz produit par la vaporisation de l'hélium est pompé. La cinétique de la réaction de vaporisation est donc directement liée au débit de la pompe. La puissance frigorifique P_f du processus est donnée simplement par la formule

$$P_f = L_{vap}(T_{vap})D_m \tag{B.1}$$

avec $L_{vap} \simeq 20,6\,\mathrm{J/g}$ la chaleur latente massique de vaporisation de l'hélium-4 à la température de vaporisation T_{vap}, et D_m le débit massique de la pompe. Il est donc intéressant d'avoir un grand débit massique, ce pourquoi le pompage est réalisé à l'aide d'une pompe turbomoléculaire Pfeiffer-Vacuum HiPace 400 de débit volumique nominal $460\,\ell/\mathrm{s}$. La pompe aspire, dans la gamme de pression considérée, à débit volumique constant D_v.



(a) **(b)**

FIGURE B.1 – Étalonnage du débit à travers le capillaire dans un cryostat chaud. Après avoir fait le vide dans la boîte 1K, nous observons la remontée de pression en fonction du temps. **(a)** Micro-vanne fermée au maximum. On mesure une pente de $2,7 \cdot 10^{-3}$ mbar/s. **(b)** Micro-vanne ouverte. La pente est de $76,8 \cdot 10^{-3}$ mbar/s.

Le débit massique dépend quant à lui de la masse volumique du gaz aspiré, donc de sa pression. En notant $p(T)$ la pression juste en amont de la pompe, on exprime la puissance frigorifique dans l'hypothèse d'un gaz parfait par

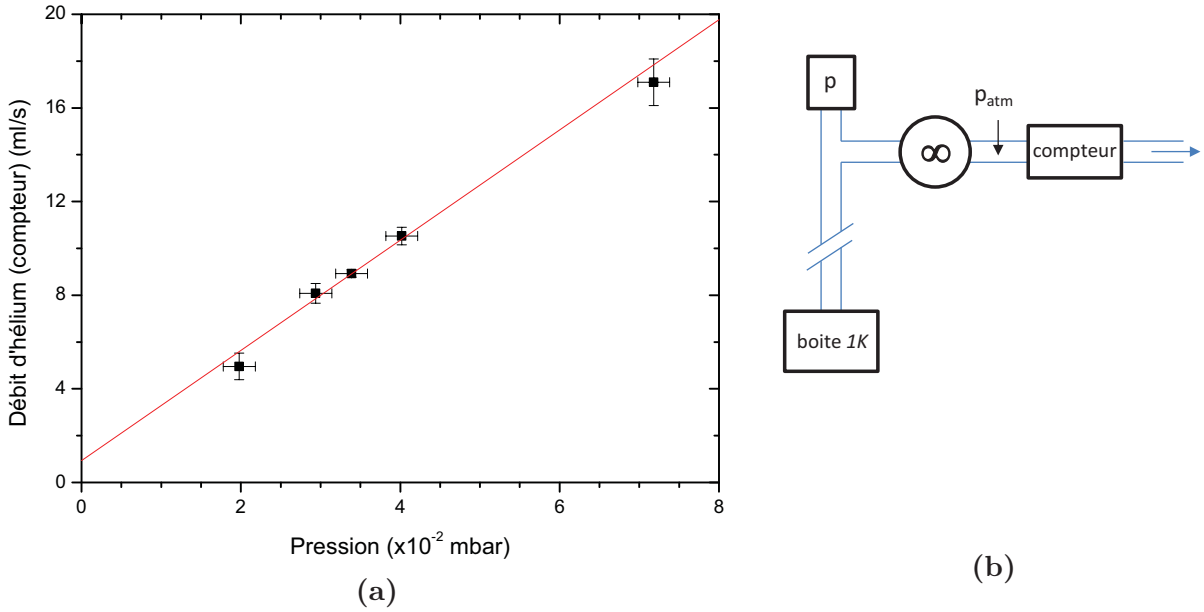
$$P_f(T) = L_{vap} D_v \frac{p(T)}{p_{atm}} \rho_{He(g)}(p_{atm}, T_0) \tag{B.2}$$

où $\rho_{He(g)}(p_{atm}, T_0) = 0,16\,\mathrm{g}/\ell$ est la masse volumique de l'hélium gazeux à pression atmosphérique p_{atm} et température ambiante T_0. Cette puissance frigorifique est utilisée de deux façons. D'une part, elle compense les pertes qui apparaissent avec le gradient de température entre le réservoir et la partie 1K. D'autre part, le surplus éventuel de puissance refroidit un peu plus la partie 1K. Ceci est traduit par la relation

$$P_f = P_{pertes}(T) + M c_s \frac{dT}{dt} \tag{B.3}$$

où $P_{pertes}(T)$ représente la puissance totale reçue par la partie 1K à cause des pertes, M est la masse totale de la partie 1K, et c_s est la capacité thermique massique de la partie 1K, pratiquement celle du cuivre. Les pertes augmentent au fur et à mesure que la température diminue. A l'équilibre, la puissance frigorifique ne fait plus que compenser ces pertes. Ce sont elles qui déterminent donc la température d'équilibre.

Dans un premier temps, nous avons mesuré le débit de la pompe. La figure B.2 présente, pour différentes ouvertures de la micro-vanne, la pression p en fonction du débit d'hélium après la pompe. Le gaz y est à la pression atmosphérique et le débit est mesuré à l'aide d'un compteur de gaz. L'alignement des points signifie que le débit de la pompe est constant dans cette gamme de pression. Il est égal à $230\,\ell/\mathrm{s}$.



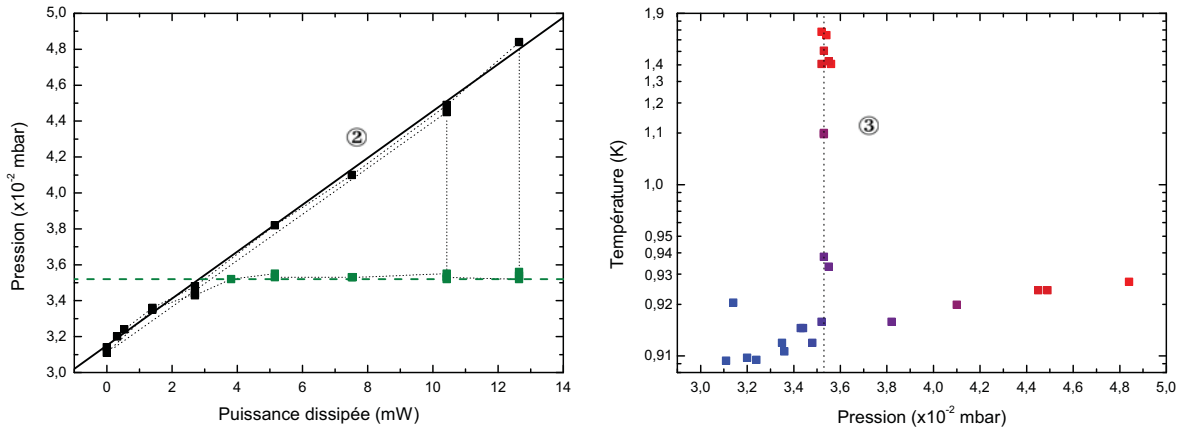
(a) **(b)**

FIGURE B.2 – Étalonnage du débit de la pompe turbomoléculaire. **(a)** Pour différentes ouvertures de la micro-vanne, on trace la pression en fonction du débit d'hélium récupéré, mesuré à l'aide d'un compteur à gaz. On mesure une pente de $4,4 \cdot 10^{-2}$ mbar.s/ℓ. Le débit volumique de la pompe vaut ainsi 230 ℓ/s. **(b)** Schéma de principe de la mesure. La pression est mesurée en haut du cryostat, à l'entrée de la pompe turbomoléculaire. La pompe éjecte le gaz à la pression atmosphérique et celui-ci passe dans le compteur.

Nous avons ensuite caractérisé les différents régimes de fonctionnement de la boîte 1K. Pour cela, nous avons artificiellement augmenté les pertes thermiques de la boîte en dissipant à l'aide d'une résistance chauffante R une puissance Joule variable

$$P_{pertes} = P^{(0)}_{pertes} + RI^2 \tag{B.4}$$

Sur la figure B.3 sont représentées la pression en fonction de la puissance dissipée et la température en fonction de la pression, pour un débit à travers la micro-vanne fixé. Ce débit correspond à une puissance frigorifique maximale disponible $P_{f_{max}}$, qui représente la puissance récoltée par l'évaporation de tout le liquide passant dans le capillaire. Sans chauffage, l'hélium est dans la boîte en équilibre liquide-vapeur. Tant que la charge thermique reste inférieure à $P_{f_{max}}$, il n'est pas nécessaire d'évaporer tout le liquide pour la compenser : la boîte commence à se remplir. Sans attendre, on varie alors la puissance Joule : on observe une relation affine entre la pression et la puissance dissipée, avec une pente de 1,3 mbar/W (fig.B.3a ①). En effet, la pression est une image de la puissance frigorifique (B.2) et cette dernière varie proportionnellement avec la puissance Joule (B.3 et B.4). La pente théorique calculée est de 1,31 mbar/W, en parfait accord avec l'expérience. Dans ce régime, la boîte 1K reste en équilibre liquide-vapeur : la pression est égale à la pression de vapeur saturante, si bien que la température T est donnée par la loi $p = p_{sat}(T)$. On retrouve que la température dépend directement des pertes : lorsque la puissance dissipée diminue, la pression diminue et la température aussi (fig.B.3b ①).



(a) **(b)**

FIGURE B.3 – Illustration des différents modes de fonctionnement de la boîte 1K pour un débit de $3,0\,\mathrm{m}\ell/\mathrm{s}$. A l'aide d'une résistance chauffante, une puissance Joule est dissipée sur la boîte. Chaque point est pris après un laps de temps suffisant - de l'ordre de la minute - pour atteindre un équilibre thermodynamique local : la température se stabilise mais le niveau d'hélium dans la boîte peut toujours varier. **(a)** Evolution de la pression avec la puissance dissipée. Tant qu'il y a équilibre liquide-vapeur, la pression est proportionnelle à la puissance dissipée. Les points verts indiquent lorsque la boîte est vide. **(b)** Diagramme température-pression aux différents points de fonctionnement. Les couleurs des points indiquent la puissance dissipée (du rouge au bleu à mesure que la puissance Joule diminue).

Si l'on augmente la puissance dissipée, il arrive un moment où les pertes dépassent $P_{f_{max}}$. On évapore alors plus de liquide que l'on en ajoute : la boîte se vide progressivement. Tant qu'il y a du liquide, la pression reste égale à la pression de vapeur saturante (B.3a ②) et la température soit la même loi $p = p_{sat}(T)$ (B.3b ②). Si l'on attend suffisamment longtemps, tout l'hélium s'évapore et la pression se stabilise à une pression d'équilibre p_{eq} (B.3a ③). Cette pression est fonction uniquement du débit du capillaire. Dans le cas présenté ici, on mesure une pression de $3,52 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{mbar}$, ce qui correspond à un débit dans le capillaire de $3,0\,\mathrm{m}\ell/\mathrm{s}$. Dans ce régime, la température est donc en équilibre entre une puissance frigorifique constante égale à $P_{f_{max}}$ et la puissance dissipée (B.3b ③).

L'ordonnée à l'origine de la courbe de la pression en fonction de P_J donne une estimation de $P^{(0)}_{pertes}$ de 22 mW. Cette puissance comprend en fait les pertes par conductivité thermique dues au gradient de température entre le cœur à 1 K et le réservoir à $4,2\,\mathrm{K}$ et le refroidissement de l'hélium liquide de $T_{res} = 4,2\,\mathrm{K}$ à $T = 1\,\mathrm{K}$. La puissance correspondant à ce refroidissement peut être estimée connaissant le débit à travers le capillaire D_{cap} et la capacité thermique de l'hélium $c_{He(l)}$ (fig.B.4) par

$$P_{refroidissement} = D_{cap} \int_{T}^{T_{rés}} c_{He(l)}(T')dT' = 11\,\mathrm{mW} \tag{B.5}$$

Ainsi, 11 mW sont nécessaires au refroidissement de l'hélium liquide. Les pertes par conductivité thermiques ne représentent que 11 mW. Pour s'en convaincre, on réitère l'expérience en changeant le débit du capillaire de $3,0\,\mathrm{m}\ell/\mathrm{s}$ à $6,1\,\mathrm{m}\ell/\mathrm{s}$. La figure B.5 présente

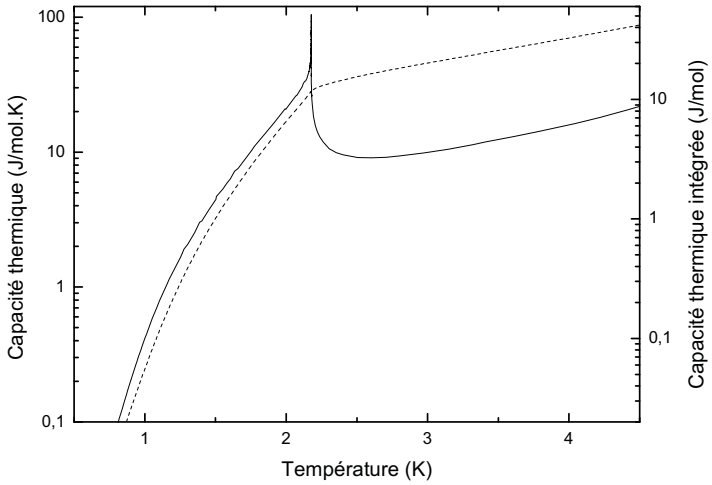


FIGURE B.4 – Capacité thermique molaire (trait plein) et capacité thermique molaire intégrée (trait pointillé) de l'hélium liquide entre 1 K et 4 K.

les résultats pour les deux débits. Lorsqu'il y a équilibre liquide-vapeur, la pente est la même, comme le prédit la théorie. La valeur de la pression en régime « boîte vide » est différente et permet de calculer la valeur des débits. La pression en l'absence de perte Joule conduit à l'estimation de $P^{(0)}_{pertes}$: on mesure $10,4\,\mathrm{mW}$ de pertes en plus lorsque le débit est multiplié par ~ 2. Puisque qu'il fallait 11 mW pour refroidir le liquide pour le premier débit, cette puissance supplémentaire correspond à la puissance qu'il faut pour refroidir la quantité d'hélium liquide supplémentaire.

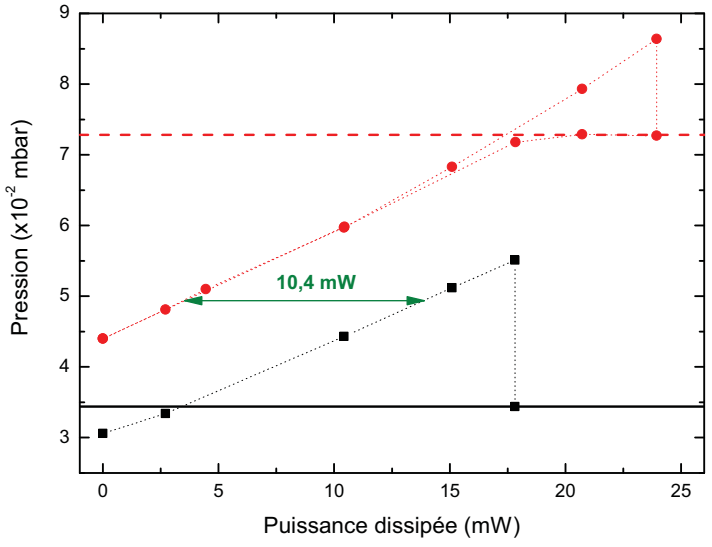


FIGURE B.5 – Mesures des pertes dans la boîte 1K. On trace la pression en fonction de la puissance dissipée pour deux débits de micro-vanne différents.

Ces expériences nous permettent de comprendre le fonctionnement de la boîte 1K.

Tant que la puissance frigorifique est supérieure aux pertes, la boîte devient de plus en plus froide. La pression diminue et la puissance frigorifique aussi. Dans le même temps, le gradient de température augmente et avec lui les pertes par conductivité thermique et la charge thermique correspondant au refroidissement de l'hélium apporté par le capillaire. L'équilibre est atteint lorsque la puissance frigorifique compense exactement les pertes. En théorie, l'équilibre n'existe qu'à la limite des régimes de fonctionnement de la boîte 1K, quand le niveau de liquide reste stable. En pratique, les pertes dépendent du niveau de liquide dans la boîte, ce qui offre une plage de fonctionnement plus large autour de la puissance critique. Pour les expériences, on règle la micro-vanne pour que le débit à travers le capillaire permette d'atteindre un régime d'équilibre.

Annexe C

Génération de micro-onde dans le montage cavité

Les synthétiseurs Anritsu-MG3692 produisent un signal autour de $12,5\,\mathrm{GHz}$. Un élément non-linéaire appelé « mélangeur » génère ensuite les harmoniques de rangs supérieurs (fig.II.10). Le mélangeur millitech-AMC-15-RFH00, rayonne ses harmoniques à l'intérieur d'un guide d'onde WR-15 de taille $3,8 \times 1,9\,\mathrm{mm}$ qui est monomode pour des fréquences entre $50\,\mathrm{GHz}$ et $75\,\mathrm{GHz}$. Juste avant l'entrée du cryostat, un adaptateur Anritsu-35WR15VF ($50\,\mathrm{GHz}$ à $65\,\mathrm{GHz}$) couple le rayonnement du guide d'onde à un câble coaxial KMCO-TCR219CG/SUS de fréquence limite $65\,\mathrm{GHz}$. La micro-onde descend donc dans un câble coaxial en acier inoxydable jusqu'à la partie froide du cryostat. Un adaptateur couple alors le rayonnement dans un tube d'acier inoxydable mince jusqu'à la plaque qui supporte le montage cavité. A partir de là, elle est vraisemblablement réfléchie par toutes les surfaces en cuivre dorées de l'expérience qui constituent des miroirs pour la micro-onde. Elle se couple donc à tous les modes stationnaires dans le dispositif, dont certains vont avoir des ventres dans la cavité. La suite de conversion guide d'onde - câble coaxial - guide d'onde est principalement historique. Cette géométrie nous permet de continuer à utiliser à chaud tous nos éléments guide d'onde et à descendre dans le cryostat en utilisant des éléments coaxiaux (passage à vide et câble cryogénique). En pratique, cela signifie que la polarisation de l'onde au niveau de l'expérience est déterminée par la position de l'adaptateur câble coaxial - guide d'onde et ne peut être changée une fois le cryostat fermé.

Au cours d'une même séquence expérimentale, plusieurs fréquences de micro-onde peuvent être nécessaires, jusqu'à quatre au maximum. Chacune est produite par un synthétiseur différent et les signaux autour de $12\,\mathrm{GHz}$ sont ensuite sommés par des coupleurs linéaires à $3\,\mathrm{dB}$ (fig.C.1). Lorsqu'un mélangeur reçoit plusieurs fréquences différentes, il génère, en plus des harmoniques de ces fréquences, des battements entre elles. Un mélangeur n'est donc jamais utilisé avec deux synthétiseurs en parallèle. Lorsque l'expérience nécessite deux fréquences simultanément, on utilise un deuxième mélangeur, de polari-

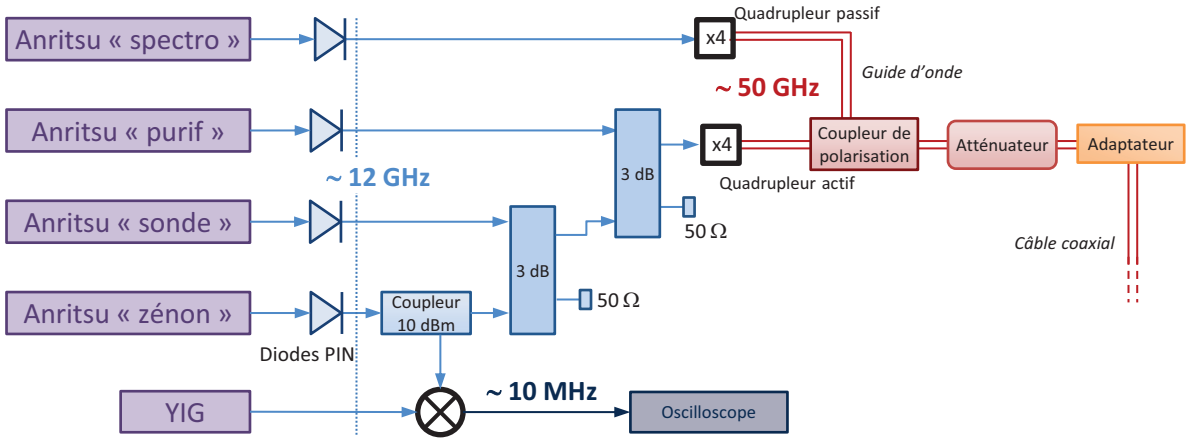


FIGURE C.1 – Principe de génération de la micro-onde. Les synthétiseurs produisent un signal autour de 12 GHz. Des quadrupleurs génèrent l'harmonique de rang 4 de fréquence $\sim$ 50 GHz. Ce signal est transmis dans des guides d'onde, puis dans un câble coaxial pour descendre dans le cryostat. Sur l'un des synthétiseurs, un battement est réalisé pour visualiser l'allumage et l'extinction du signal micro-onde.

sation orthogonale au premier. Les deux polarisations sont combinées, transmises à un atténuateur micro-onde Flann-Microwave puis sont converties par l'adaptateur pour être transmises dans un câble coaxial. Puisque tous les signaux passent par le même atténuateur, la puissance de la micro-onde est ajustée au niveau des générateurs eux-mêmes, ce qui présente l'inconvénient de ne pas être un réglage linéaire.

Parmi les quatre synthétiseurs, trois sont connectés sur le même quadrupleur actif, ce qui signifie qu'ils ne peuvent pas être allumés en même temps. Le synthétiseur « spectroscopie » est quant à lui brancher sur un autre quadrupôle et peut être utilisé independamment des autres, en particulier pour faire la spectroscopie de niveaux habillés par une autre micro-onde. En tant que sonde, il n'est pas nécessaire que la micro-onde soit puissante ce qui justifie l'utilisation d'un quadrupôle passif. Les synthétiseurs « purification » et « sonde » sont, comme leur nom l'indique, principalement destinés à appliquer la purification - juste après la circularisation - ou les sondes des niveaux - à la toute fin de la séquence. Les impulsions micro-ondes qu'ils permettent de générer sont réglés chaque fois en impulsion π pour transférer un maximum de population. Enfin,le dernier synthétiseur « zénon » est utilisé dans les séquences expérimentales de la dynamique Zénon quantique pour créer la « barrière Zénon ». Pour visualiser à l'oscilloscope l'allumage et l'extinction du signal, un coupleur 10 dB prélève une partie du signal pour la faire battre avec un synthétiseur micro-onde YIG. La fréquence du YIG est ajustée pour obtenir un battement à 10 MHz qui est visualisé sur un oscilloscope.

Annexe D

Impulsions micro-ondes et largeur spectrale

Les impulsions micro-ondes utilisées dans le cadre de l'étude des passage adiabatiques et des oscillations de Rabi sont réglées comme des impulsions sélectives. Cependant, leur durée finie entraîne une largeur spectrale $\Delta\nu = 1/\Delta t$ dont les effets sont visibles sur les résultats expérimentaux. Nous présentons ici les mesures de ces largeurs spectrales et des contaminations qui en résultent.

D.1 Largeur spectrale de la sonde $k_{2'}$

Les sondes k_0 $k_{2'}$ doivent résoudre les niveaux $|51, k = 2'\rangle$ et $|51, k = 0\rangle$ séparés de seulement 250 kHz d'effet Stark quadratique différentiel. Les sondes sont réglées en impulsion π pour une durée de 7 µs. Pour mesurer les contaminations par le niveau $|51, k = 0\rangle$ de la population transférée par cette sonde dans le niveau $|49, k = 2'\rangle$, nous avons réalisé la spectroscopie présentée sur la figure D.1. Après un passage adiabatique dans $n = 52$, le niveau circulaire $|52, k = 0\rangle$ est purifié vers le niveau $|51, k = 0\rangle$. La spectroscopie est réalisée avec impulsion micro-onde dont les caractéristiques - durée et puissance - sont celles de la sonde $k_{2'}$. Lorsque la fréquence de cette micro-onde est égale à la fréquence de résonance de la transition $|51, k = 2'\rangle \rightarrow |49, k = 2'\rangle$, les conditions sont exactement celles de la sonde $k_{2'}$. Les atomes sont détectés au seuil d'ionisation du niveau $|49, k = 2'\rangle$ et normalisés par le nombre d'atomes circulaires détectés.

Nous observons que la sonde transfère le niveau $|51, k = 0\rangle$ vers le niveau $|49, k = 0\rangle$ et la population du niveau $|49, k = 0\rangle$ est détectée par effet de bord - recouvrement des pics d'ionisation - au seuil du niveau $|49, k = 2'\rangle$, très proche de celui du niveau $|49, k = 0\rangle$. Lorsque la fréquence de la micro-onde est égale à $\nu_{2'}$, le nombre d'atomes détectés sur ce signal (vert) correspond aux nombres d'atomes circulaires $|51, k = 0\rangle$ que la sonde

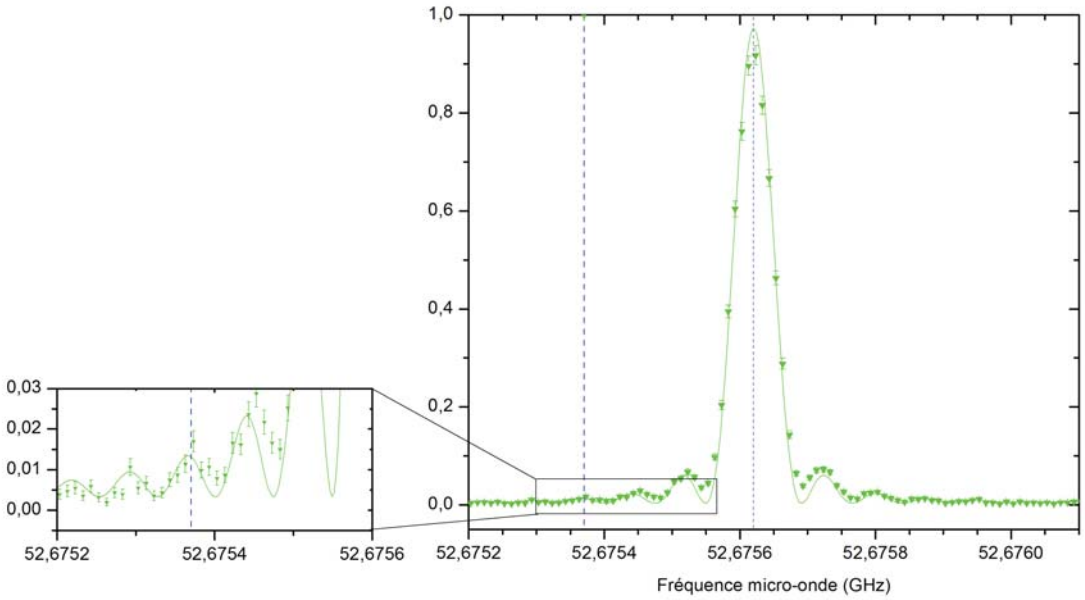


FIGURE D.1 – Largeur spectrale de la sonde $k_{2'}$.

$k_{2'}$ détecte par effet de bord. Dans les conditions de cette expérience, nous détectons $(1,2 \pm 0,1)\%$ atomes (voir agrandissement). La sonde $k_{2'}$ détecte donc $1,2\%$ des atomes circulaires.

L'effet décrit ici est complètement négligeable pour les autres sondes, éloignées d'environ $7,5$ MHz les unes des autres. De largeur spectrale 1 MHz, les taux de contamination restent très faibles.

D.2 Largeur spectrale de l'impulsion de purification

L'impulsion de purification appliquée après le passage adiabatique est résonante sur la transition $|52, k=0\rangle \rightarrow |51, k=0\rangle$. Elle réalise un transfert maximal des atomes en une durée de $0,62\,\mu$s. Pour mesurer le profil spectrale de cette impulsion, l'état circulaire $|52, k=0\rangle$ est préparé par un passage adiabatique optimal, identique à celui du paragraphe III.2.3.c. Une micro-onde dont les caractéristiques - durée et puissance - sont celles de l'impulsion de purification est appliquée. Nous mesurons les populations au seuil des niveaux $|52, k=0\rangle$ et $|49, k=1\rangle$ (fig.D.2).

L'allure des populations sur ces deux niveaux nous rappelle les courbes de passage adiabatique sans purification (cf fig.III.19b). Il semble donc que quelques atomes de ces niveaux aient été transférés par l'impulsion de purification. Bien que résonante sur la transition $|52, k=0\rangle \rightarrow |51, k=0\rangle$, cette impulsion a une fenêtre temporelle de $0,62\,\mu$s et par conséquent une largeur spectrale de $1,6$ MHz. La distribution spectrale de l'impul-

sion est un sinus cardinal dont l'un des rebonds coïncide avec la fréquence de transition $|52, k = 1\rangle \rightarrow |51, k = 1\rangle$. La courbe D.2 montre que l'impulsion de purification transfère ainsi $1,5\%$ des atomes peuplant le niveau $|52, k = 1\rangle$ vers le niveau $|51, k = 1\rangle$. Il en est exactement de même pour le niveau $|52, k = 1'\rangle$, dont la fréquence de transition vers la multiplicité $n = 51$ est la symétrique de celle du niveau k_1 par rapport à la transition de la purification.

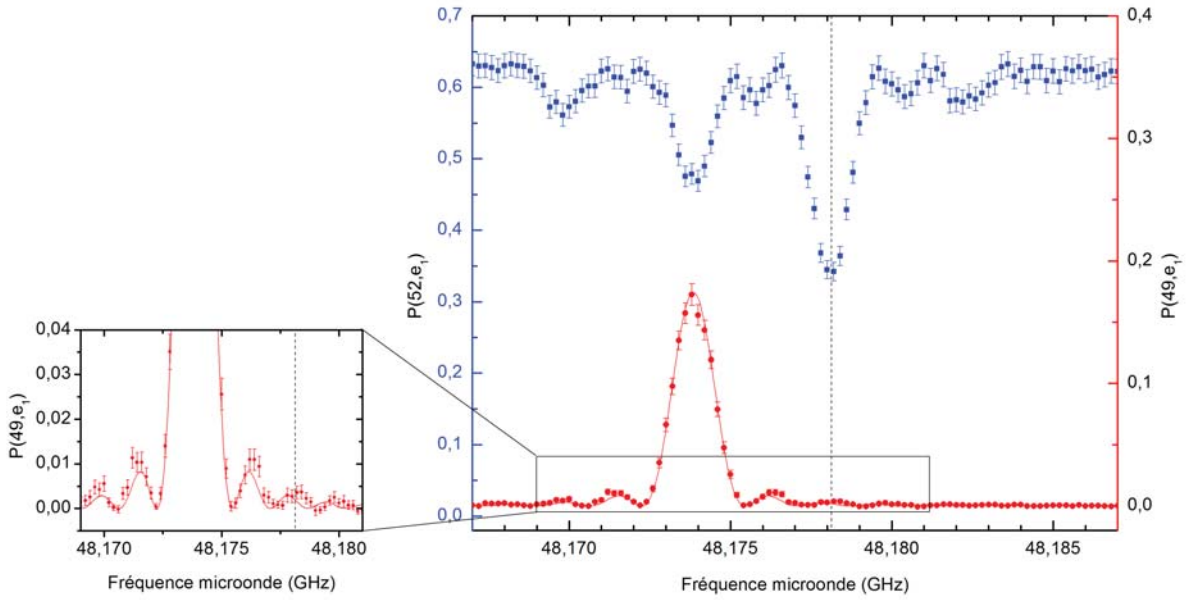


FIGURE D.2 – Effet de l'impulsion de purification sur les atomes du niveaux $|52, k = 1\rangle$. On a ici préparé l'état $|52, k = 0\rangle$ par passage adiabatique. On le purifie alors avec un pulse micro-onde ajusté aux paramètres du pulse π de la purification du circulaire, et de fréquence variable. On détecte alors la population dans le $|52, k = 1\rangle$, ainsi que la population dans le $|49, k = 1\rangle$ après application de la sonde k_1. Du fait que les seuils d'ionisation sont proches pour les niveaux $|52, k = 0\rangle$, $|52, k = 1\rangle$ et $|52, k_2\rangle$, on détecte dans le $|52, k = 1\rangle$ la dépopulation lorsque la micro-onde de purification est résonante avec les transitions $|52, k = 0\rangle \rightarrow |51, k = 0\rangle$, $|52, k = 1\rangle \rightarrow |51, k = 1\rangle$ ou $|52, k_2\rangle \rightarrow |51, k_2\rangle$. Les trois pics ainsi visibles sont espacés des 4,2 MHz, l'effet Stark linéaire différentiel entre ces niveaux. La sonde k_1 ne détecte quant à elle que les atomes dans le niveaux $|51, k = 1\rangle$, ce qui explique que l'on ne voit qu'un seul pic sur le deuxième signal. Ce dernier correspond exactement à la transformée de Fourier du pulse de purification : les points s'accordent parfaitement avec le sinus cardinal de largeur spectrale $\omega = \frac{1}{\Delta t} = 1,66MHz$. La fréquence de la transition $|52, k = 0\rangle \rightarrow |51, k = 0\rangle$ se situe dans le deuxième pied du sinus cardinal, raison pour laquelle on détecte une fraction d'atomes du $|51, k = 1\rangle$ avec les paramètres de purification du circulaire. Cette fraction représente expérimentalement 1,5 % des atomes que l'on compterait avec une purification optimisée pour le k_1

Bibliographie

[1] A. Einstein, B. Podolsky et N. Rosen, "Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete ?", *Phys. Rev.* **47**, 777–780 (May 1935).

[2] E. Schrodinger, *Naturwissenschaften* **23**, 823 (1935).

[3] W. H. Zurek, "Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical", *Reviews of Modern Physics* **75**, n° 3, 715 (2003).

[4] D. P. DiVincenzo, "Quantum computation", *Science* **270**, n° 5234, 255–261 (1995).

[5] A. Ekert et R. Jozsa, "Quantum computation and Shor's factoring algorithm", *Reviews of Modern Physics* **68**, n° 3, 733 (1996).

[6] P. W. Shor, "Algorithms for quantum computation : discrete logarithms and factoring", dans "Foundations of Computer Science, 1994 Proceedings., 35th Annual Symposium on", pages 124–134, IEEE (1994).

[7] J. M. Raimond et S. Haroche, *Exploring the quantum*, Oxford Graduate Texts (2006).

[8] S. Haroche, "Nobel Lecture : Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary", *Reviews of Modern Physics* **85**, n° 3, 1083 (2013).

[9] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond et S. Haroche, "Quantum Rabi Oscillation : A Direct Test of Field Quantization in a Cavity", *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1800–1803 (Mar 1996).

[10] G. Nogues, A. Rauschenbeutel, S. Osnaghi, M. Brune, J. Raimond et S. Haroche, "Seeing a single photon without destroying it", *Nature* **400**, n° 6741, 239–242 (1999).

[11] P. Maioli, T. Meunier, S. Gleyzes, A. Auffeves, G. Nogues, M. Brune, J. M. Raimond et S. Haroche, "Nondestructive Rydberg Atom Counting with Mesoscopic Fields in a Cavity", *Phys. Rev. Lett.* **94**, n° 11, 113601 (2005).

[12] B. Peaudecerf, T. Rybarczyk, S. Gerlich, S. Gleyzes, J. M. Raimond, S. Haroche, I. Dotsenko et M. Brune, "Adaptive Quantum Nondemolition Measurement of a Photon Number", *Phys. Rev. Lett.* **112**, 080401 (Feb 2014).

[13] S. Gleyzes, S. Kuhr, C. Guerlin, J. Bernu, S. Deléglise, U. B. Hoff, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, "Quantum jumps of light recording the birth and death of a photon in a cavity", *Nature* **446**, n° 7133, 297 (Mars 2007).

[14] C. Guerlin, J. Bernu, S. Deléglise, C. Sayrin, S. Gleyzes, S. Kuhr, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, "Progressive field-state collapse and quantum non-demolition photon counting", *Nature* **448**, n° 23, 889–894 (August 2007).

[15] C. Sayrin, I. Dotsenko, X. Zhou, B. Peaudecerf, T. Rybarczyk, S. Gleyzes, P. Rouchon, M. Mirrahimi, H. Amini, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, "Real-time quantum feedback prepares and stabilizes photon number states", *Nature* **477**, n° 7362, 73–77 (septembre 2011), ISSN 0028-0836.

[16] X. Zhou, I. Dotsenko, B. Peaudecerf, T. Rybarczyk, C. Sayrin, S. Gleyzes, J. M. Raimond, M. Brune et S. Haroche, "Field Locked to a Fock State by Quantum Feedback with Single Photon Corrections", *Phys. Rev. Lett.* **108**, 243602 (Jun 2012).

[17] B. Peaudecerf, C. Sayrin, X. Zhou, T. Rybarczyk, S. Gleyzes, I. Dotsenko, J. M. Raimond, M. Brune et S. Haroche, "Quantum feedback experiments stabilizing Fock states of light in a cavity", *Phys. Rev. A* **87**, 042320 (Apr 2013).

[18] P. Facchi, V. Gorini, G. Marmo, S. Pascazio et E. Sudarshan, "Quantum Zeno dynamics", *Physics Letters A* **275**, n° 1, 12–19 (2000).

[19] R. J. Glauber, "Coherent and Incoherent States of the Radiation Field", *Phys. Rev.* **131**, n° 6, 2766–2788 (Sep 1963).

[20] V. Bužek et P. L. Knight, "Quantum Interference, Superposition States of Light, and Nonclassical Effects", *Progress in optics* **34**, 1–158 (1995).

[21] Y. Kaluzny, P. Goy, M. Gross, J. Raimond et S. Haroche, "Observation of self-induced Rabi oscillations in two-level atoms excited inside a resonant cavity : the ringing regime of superradiance", *Physical review letters* **51**, n° 13, 1175 (1983).

[22] R. Brecha, L. Orozco, M. Raizen, M. Xiao et H. Kimble, "Observation of oscillatory energy exchange in a coupled-atom-cavity system", *JOSA B* **12**, n° 12, 2329–2339 (1995).

[23] A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R.-S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S. M. Girvin et R. J. Schoelkopf, "Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics", *Nature* **431**, n° 7005, 162–167 (2004).

[24] M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Maali, C. Wunderlich, J. M. Raimond et S. Haroche, "Observing the Progressive Decoherence of the "Meter" in a Quantum Measurement", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4887–4890 (Dec 1996).

[25] J. M. Raimond, M. Brune et S. Haroche, "Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity", *Rev. Mod. Phys.* **73**, 565–582 (Aug 2001).

[26] S. Deléglise, *Reconstruction complète d'états non-classiques du champ en électrodynamique quantique en cavité*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (2009).

[27] S. Deléglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, "Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence", *Nature* **455**, n° 7212, 510–514 (septembre 2008), ISSN 0028-0836.

[28] L. Khalfin, "Phenomenological theory of K0 mesons and the non-exponential character of the decay", *JETP Lett* **8**, 65–68 (1968).

[29] L. Fonda, G. Ghirardi, A. Rimini et T. Weber, "On the quantum foundations of the exponential decay law", *Il Nuovo Cimento A* **15**, n° 4, 689–704 (1973).

[30] B. Misra et E. C. G. Sudarshan, "The Zeno's paradox in quantum theory", *Journal of Mathematical Physics* **18**, n° 4, 756–763 (1977).

[31] W. M. Itano, D. J. Heinzen, J. J. Bollinger et D. J. Wineland, "Quantum Zeno effect", *Phys. Rev. A* **41**, 2295–2300 (Mar 1990).

[32] R. J. Cook, "What are quantum jumps ?", *Physica Scripta* **1988**, n° T21, 49 (1988).

[33] K. Mølhave et M. Drewsen, "Demonstration of the continuous quantum Zeno effect in optical pumping", *Physics Letters A* **268**, n° 1, 45–49 (2000).

[34] C. Balzer, R. Huesmann, W. Neuhauser et P. Toschek, "The quantum Zeno effect–evolution of an atom impeded by measurement", *Optics communications* **180**, n° 1, 115–120 (2000).

[35] T. Nakanishi, K. Yamane et M. Kitano, "Absorption-free optical control of spin systems : The quantum Zeno effect in optical pumping", *Physical Review A* **65**, n° 1, 013404 (2001).

[36] B. Nagels, L. Hermans et P. Chapovsky, "Quantum Zeno Effect induced by collisions", *Physical review letters* **79**, n° 17, 3097 (1997).

[37] E. W. Streed, J. Mun, M. Boyd, G. K. Campbell, P. Medley, W. Ketterle et D. E. Pritchard, "Continuous and Pulsed Quantum Zeno Effect", *Phys. Rev. Lett.* **97**, 260402 (Dec 2006).

[38] N. Bar-Gill, E. E. Rowen, G. Kurizki et N. Davidson, "Short-time Enhancement of the Decay of Coherent Excitations in Bose-Einstein Condensates", *Phys. Rev. Lett.* **102**, 110401 (Mar 2009).

[39] J. Bernu, S. Deléglise, C. Sayrin, S. Kuhr, I. Dotsenko, M. Brune, J. M. Raimond et S. Haroche, "Freezing Coherent Field Growth in a Cavity by the Quantum Zeno Effect", *Phys. Rev. Lett.* **101**, n° 18, 180402 (Oct 2008).

[40] J.-M. Raimond, C. Sayrin, S. Gleyzes, I. Dotsenko, M. Brune, S. Haroche, P. Facchi et S. Pascazio, "Phase space tweezers for tailoring cavity fields by quantum Zeno dynamics", *Physical review letters* **105**, n° 21, 213601 (2010).

[41] J.-M. Raimond, P. Facchi, B. Peaudecerf, S. Pascazio, C. Sayrin, I. Dotsenko, S. Gleyzes, M. Brune et S. Haroche, "Quantum Zeno dynamics of a field in a cavity", *Physical Review A* **86**, n° 3, 032120 (2012).

[42] P. Bertet, A. Auffeves, P. Maioli, S. Osnaghi, T. Meunier, M. Brune, J. M. Raimond et S. Haroche, "Direct Measurement of the Wigner Function of a One-Photon Fock State in a Cavity", *Phys. Rev. Lett.* **89**, 200402 (Oct 2002).

[43] L. Sun, A. Petrenko, Z. Leghtas, B. Vlastakis, G. Kirchmair, K. M. Sliwa, A. Narla, M. Hatridge, S. Shankar, J. Blumoff, L. Frunzio, M. Mirrahimi, M. H. Devoret et R. J. Schoelkopf, "Tracking photon jumps with repeated quantum non-demolition parity measurements", *Nature* **511**, n° 1038, 444–448 (2014).

[44] R. R. Jr., K. F. Romero et M. Nemes, "Semiclassical dynamics from Zeno-like measurements", *Physics Letters A* **374**, n° 2, 158 – 160 (2009), ISSN 0375-9601.

[45] C. M. Chandrashekar, "Zeno subspace in quantum-walk dynamics", *Phys. Rev. A* **82**, 052108 (Nov 2010).

[46] X.-B. Wang, J. Q. You et F. Nori, "Quantum entanglement via two-qubit quantum Zeno dynamics", *Phys. Rev. A* **77**, 062339 (Jun 2008).

[47] X.-Q. Shao, H.-F. Wang, L. Chen, S. Zhang, Y.-F. Zhao et K.-H. Yeon, "Distributed CNOT gate via quantum Zeno dynamics", *JOSA B* **26**, n° 12, 2440–2444 (2009).

[48] X.-Q. Shao, L. Chen, S. Zhang et K.-H. Yeon, "Fast CNOT gate via quantum Zeno dynamics", *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* **42**, n° 16, 165507 (2009).

[49] R. G. Hulet, E. S. Hilfer et D. Kleppner, "Inhibited Spontaneous Emission by a Rydberg Atom", *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2137–2140 (Nov 1985).

[50] R. Brecha, G. Raithel, C. Wagner et H. Walther, "Circular Rydberg states with very large n", *Optics Communications* **102**, n° 3-4, 257 – 264 (1993), ISSN 0030-4018.

[51] M. Brune, P. Nussenzveig, F. Schmidt-Kaler, F. Bernardot, A. Maali, J. M. Raimond et S. Haroche, "From Lamb shift to light shifts : Vacuum and subphoton cavity fields measured by atomic phase sensitive detection", *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3339–3342 (May 1994).

[52] J. Liang, M. Gross, P. Goy et S. Haroche, “Circular Rydberg-state spectroscopy”, *Phys. Rev. A* **33**, 4437–4439 (Jun 1986).

[53] S. B. Hansen, T. Ehrenreich, E. Horsdal-Pedersen, K. B. MacAdam et L. J. Dubé, “Electron capture from circular Rydberg atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1522–1525 (Sep 1993).

[54] R. G. Hulet et D. Kleppner, “Rydberg Atoms in "Circular" States”, *Phys. Rev. Lett.* **51**, n° 16, 1430–1433 (Oct 1983).

[55] D. Delande et J. Gay, “A new method for producing circular Rydberg states”, *EPL (Europhysics Letters)* **5**, n° 4, 303 (1988).

[56] J. Hare, M. Gross et P. Goy, “Circular Atoms Prepared by a New Method of Crossed Electric and Magnetic Fields”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1938–1941 (Oct 1988).

[57] C. H. Cheng, C. Y. Lee et T. F. Gallagher, “Production of Circular Rydberg States with Circularly Polarized Microwave Fields”, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3078–3081 (Dec 1994).

[58] P. Nussenzveig, F. Bernardot, M. Brune, J. Hare, J. M. Raimond, S. Haroche et W. Gawlik, “Preparation of high-principal-quantum-number “circular” states of rubidium”, *Phys. Rev. A* **48**, 3991–3994 (Nov 1993).

[59] S. Kuhr, S. Gleyzes, C. Guerlin, J. Bernu, U. B. Hoff, S. Deléglise, S. Osnaghi, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche et al., “Ultrahigh finesse Fabry-Pérot superconducting resonator”, *Applied Physics Letters* **90** (2007).

[60] S. Gleyzes, *Vers la préparation de cohérences quantiques mésoscopiques : réalisation d’un montage à deux cavités supraconductrices*, Thèse de doctorat, Université Paris VI (2006).

[61] F. B. Dunning, J. J. Mestayer, C. O. Reinhold, S. Yoshida et J. BurgdÃ¶rfer, “Engineering atomic Rydberg states with pulsed electric fields”, *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* **42**, n° 2, 022001 (2009).

[62] A. ten Wolde, L. D. Noordam, A. Lagendijk et H. B. van Linden van den Heuvell, “Observation of Radially Localized Atomic Electron Wave Packets”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2099–2101 (Oct 1988).

[63] J. A. Yeazell et C. R. Stroud, “Rydberg-atom wave packets localized in the angular variables”, *Phys. Rev. A* **35**, 2806–2809 (Apr 1987).

[64] J. A. Yeazell et C. R. Stroud Jr., “Observation of spatially localized atomic electron wave packets”, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1494–1497 (Apr 1988).

[65] Z. D. Gaeta, M. Noel et C. R. Stroud, “Excitation of the classical-limit state of an atom”, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 636–639 (Aug 1994).

[66] J. Bromage et C. R. Stroud, "Excitation of a Three-Dimensionally Localized Atomic Electron Wave Packet", *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4963–4966 (Dec 1999).

[67] M. W. Noel et C. R. Stroud, Jr., "Excitation of an Atomic Electron to a Coherent Superposition of Macroscopically Distinct States", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1913–1916 (Sep 1996).

[68] F. T. Arecchi, E. Courtens, R. Gilmore et H. Thomas, "Atomic Coherent States in Quantum Optics", *Phys. Rev. A* **6**, 2211–2237 (Dec 1972).

[69] J.-C. Gay, D. Delande et A. Bommier, "Atomic quantum states with maximum localization on classical elliptical orbits", *Physical Review A* **39**, n° 12, 6587 (1989).

[70] F. Schäfer, I. Herrera, S. Cherukattil, C. Lovecchio, F. Cataliotti, F. Caruso et A. Smerzi, "Experimental realization of quantum zeno dynamics", *Nature communications* **5**, 3194 (2014).

[71] A. Signoles, A. Facon, D. Grosso, I. Dotsenko, S. Haroche, J.-M. Raimond, M. Brune et S. Gleyzes, "Confined quantum Zeno dynamics of a watched atomic arrow", *Nature Physics* **10**, 715–719 (2014).

[72] J. Rydberg, "On the Emission Spectra of the Chemical Elements", *Den Kongliga Svenska Vetenskaps akademiens Hamdlingar* **23**, 11 (1889).

[73] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, *Mécanique quantique*, Hermann (1997).

[74] M. Englefield, *Group theory and the Coulomb Problem*, Wiley-Interscience (Jan 1972).

[75] P. Bellomo, D. Farrelly et T. Uzer, "Collisional population of ultra-high, ultra-long-living Rydberg states under zero-electron-kinetic-energy conditions", *The Journal of chemical physics* **107**, n° 7, 2499–2515 (1997).

[76] P. S. Epstein, "Zur Theorie des Starkeffektes", *Annalen der Physik* **355**, n° 13, 489–520 (1916), ISSN 1521-3889.

[77] K. Schwarzschild, *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)* **548** (1916).

[78] L. Landau et E. Lifschitz, *Physique Théorique, tome 3 : Mécanique Quantique, 3e éd.*, Mir Moscou (1975).

[79] T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge Monographs on Atomic, Molecular and Chemical Physics, Cambridge University Press (1994).

[80] H. J. Silverstone, "Perturbation theory of the Stark effect in hydrogen to arbitrarily high order", *Physical Review A* **18**, n° 5, 1853 (1978).

[81] H. Bethe et E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One-and Two-Electron Atoms, 1957*, Springer, Berlin (1977).

[82] J. Pauli, W., "Über das Wasserstoffspektrum vom Standpunkt der neuen Quantenmechanik", *Zeitschrift für Physik* **36**, n° 5, 336–363 (1926), ISSN 0044-3328.

[83] Y. N. Demkov, B. Monozon et V. OSTROVSKil, "Energy levels of a hydrogen atom in crossed electric and magnetic fields", *Soviet Physics JETP* **30**, n° 4, 775–776 (1970).

[84] M. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash et D. Kleppner, "Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms", *Physical Review A* **20**, n° 6, 2251 (1979).

[85] M. A. Nielsen et I. L. Chuang, *Quantum computation and quantum information*, Cambridge university press (2010).

[86] J. P. Dowling, G. S. Agarwal et W. P. Schleich, "Wigner distribution of a general angular-momentum state : Applications to a collection of two-level atoms", *Phys. Rev. A* **49**, 4101–4109 (May 1994).

[87] G. Agarwal, "State reconstruction for a collection of two-level systems", *Physical Review A* **57**, n° 1, 671 (1998).

[88] G. S. Agarwal, "Relation between atomic coherent-state representation, state multipoles, and generalized phase-space distributions", *Phys. Rev. A* **24**, 2889–2896 (Dec 1981).

[89] P. Bellomo et C. Stroud Jr, "Classical evolution of quantum elliptic states", *Physical Review A* **59**, n° 3, 2139 (1999).

[90] K. Mogensen, J. Day, T. Ehrenreich, E. H. Pedersen et K. Taulbjerg, "Coherent elliptic states in lithium", *Physical Review A* **51**, n° 5, 4038 (1995).

[91] R. J. Glauber, "The Quantum Theory of Optical Coherence", *Phys. Rev.* **130**, 2529–2539 (Jun 1963).

[92] E. Inönü et E. P. Wigner, "On the contraction of groups and their representations", *Proceedings of the National Academy of Sciences (USA)* **39**, 510–524 (1953).

[93] E. J. Saletan, "Contraction of Lie Groups", *Journal of Mathematical Physics* **2**, n° 1, 1–21 (1961).

[94] J. Han, Y. Jamil, D. V. L. Norum, P. J. Tanner et T. F. Gallagher, "Rb nf quantum defects from millimeter-wave spectroscopy of cold Rb85 Rydberg atoms", *Phys. Rev. A* **74**, 054502 (Nov 2006).

[95] W. Li, I. Mourachko, M. W. Noel et T. F. Gallagher, "Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap : Quantum defects of the ns, np, and nd series", *Phys. Rev. A* **67**, 052502 (May 2003).

[96] D. Meschede, "Centimeter-wave spectroscopy of highly excited rubidium atoms", *JOSA B* **4**, n° 3, 413–419 (1987).

[97] P. Nussenzveig, *Mesures de champs au niveau du photon par interférométrie atomique*, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI (1994).

[98] R. Conte, *Éléments de cryogénie*, Masson (1970).

[99] E.-K. Dietsche, *Preparation of circular Rydberg atoms in a superconducting cavity*, Thèse de maître, Laboratoire Kastler Brossel (2012).

[100] E. Arimondo, M. Inguscio et P. Violino, "Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms", *Rev. Mod. Phys.* **49**, 31–75 (Jan 1977).

[101] X. Maitre, *Une paire d'atomes intriqués : expériences d'électrodynamique quantique en cavité*, Thèse de doctorat, Université Paris VI (1998).

[102] G. C. Bjorklund, "Frequency-modulation spectroscopy : a new method for measuring weak absorptions and dispersions", *Optics Letters* **5**, n° 1, 15–17 (1980).

[103] J. L. Hall, L. Hollberg, T. Baer et H. G. Robinson, "Optical heterodyne saturation spectroscopy", *Applied Physics Letters* **39**, n° 9, 680–682 (1981).

[104] R. Drever, J. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G. Ford, A. Munley et H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator", *Applied Physics B* **31**, n° 2, 97–105 (1983), ISSN 0946-2171.

[105] L. Landau, "On the theory of transfer of energy at collisions II", *Phys. Z. Sowjetunion* **2**, n° 46, 7 (1932).

[106] C. Zener, "Non-adiabatic crossing of energy levels", *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* **A137**, 696–702 (1932).

[107] J. R. Rubbmark, M. M. Kash, M. G. Littman et D. Kleppner, "Dynamical effects at avoided level crossings : A study of the Landau-Zener effect using Rydberg atoms", *Phys. Rev. A* **23**, 3107–3117 (Jun 1981).

[108] A. Auffeves, *Oscillation de Rabi à la frontière classique-quantique et génération de chats de Schrödinger*, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI (2004).

[109] M. G. Littman, M. M. Kash et D. Kleppner, "Field-ionization processes in excited atoms", *Physical Review Letters* **41**, n° 2, 103 (1978).

[110] T. Jeys, G. Foltz, K. Smith, E. Beiting, F. Kellert, F. Dunning et R. Stebbings, "Diabatic field ionization of highly excited sodium atoms", *Physical Review Letters* **44**, n° 6, 390 (1980).

[111] H. Nakazato, M. Namiki, S. Pascazio et H. Rauch, "Understanding the quantum Zeno effect", *Physics Letters A* **217**, n° 4, 203–208 (1996).

[112] K. Koshino et A. Shimizu, "Quantum Zeno effect by general measurements", *Physics reports* **412**, n° 4, 191–275 (2005).

[113] J. Bernu, *Mesures QND en Electrodynamique Quantique en Cavité : Production et Décohérence d'Etats de Fock - Effet Zénon*, Thèse de doctorat, Université PARIS 6 (Septembre 2008).

[114] P. Facchi et S. Pascazio, "Quantum Zeno dynamics : mathematical and physical aspects", *Journal of Physics A : Mathematical and Theoretical* **41**, n° 49, 493001 (2008).

[115] P. Facchi et S. Pascazio, "Quantum Zeno Subspaces", *Phys. Rev. Lett.* **89**, n° 8, 080401 (Aug 2002).

[116] J. Neumann, *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*, Verlag von Julius Springer Berlin (1932).

[117] P. Facchi, D. Lidar et S. Pascazio, "Unification of dynamical decoupling and the quantum Zeno effect", *Physical Review A* **69**, n° 3, 032314 (2004).

[118] L. Viola et S. Lloyd, "Dynamical suppression of decoherence in two-state quantum systems", *Physical Review A* **58**, n° 4, 2733 (1998).

[119] L.-M. Duan et G.-C. Guo, "Suppressing environmental noise in quantum computation through pulse control", *Physics Letters A* **261**, n° 3, 139 – 144 (1999), ISSN 0375-9601.

[120] W. Anderson et F. Nelson, "Removal of residual splitting in nuclear magnetic double resonance", *The Journal of Chemical Physics* **39**, n° 1, 183–189 (1963).

[121] R. Ernst, "Nuclear Magnetic Double Resonance with an Incoherent Radio-Frequency Field", *The Journal of Chemical Physics* **45**, n° 10, 3845–3861 (1966).

[122] R. Freeman, S. P. Kempsell et M. H. Levitt, "Broadband decoupling and scaling of heteronuclear spin-spin interactions in high-resolution NMR", *Journal of Magnetic Resonance (1969)* **35**, n° 3, 447–450 (1979).

[123] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J. Raimond et S. Haroche, "Coherent operation of a tunable quantum phase gate in cavity QED", *Physical Review Letters* **83**, n° 24, 5166 (1999).

[124] L. G. Lutterbach et L. Davidovich, "Method for Direct Measurement of the Wigner Function in Cavity QED and Ion Traps", *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2547–2550 (Mar 1997).

[125] L. Lutterbach et L. Davidovich, "Non-classical states of the electromagnetic field in cavity QED", *Optics express* **3**, n° 4, 147–153 (1998).

[126] K. Banaszek et K. Wódkiewicz, "Direct Probing of Quantum Phase Space by Photon Counting", *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4344–4347 (Jun 1996).

[127] S. Wallentowitz et W. Vogel, "Unbalanced homodyning for quantum state measurements", *Phys. Rev. A* **53**, 4528–4533 (Jun 1996).

[128] K. Banaszek, C. Radzewicz, K. Wódkiewicz et J. S. Krasiński, "Direct measurement of the Wigner function by photon counting", *Phys. Rev. A* **60**, 674–677 (Jul 1999).

[129] Y. Shalibo, R. Resh, O. Fogel, D. Shwa, R. Bialczak, J. M. Martinis et N. Katz, "Direct Wigner Tomography of a Superconducting Anharmonic Oscillator", *Phys. Rev. Lett.* **110**, 100404 (Mar 2013).

[130] A. Lvovsky, "Iterative maximum-likelihood reconstruction in quantum homodyne tomography", *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics* **6**, n° 6, S556 (2004).

[131] B. Huard, *Private Communication* .

Manipulations cohérentes d'états de Rydberg elliptiques par dynamique Zénon quantique

Résumé Dans ce mémoire, nous décrivons la réalisation d'un nouveau montage expérimental permettant de manipuler, à l'aide d'un champ radiofréquence de polarisation bien définie, l'état interne d'un atome de Rydberg à l'intérieur de la multiplicité Stark. Nous avons utilisé ce dispositif pour transférer, avec une efficacité proche de 1, les atomes depuis un niveau de faible moment angulaire, accessible par excitation optique depuis le fondamental, vers le niveau de Rydberg circulaire, de moment angulaire maximal. Nous avons ensuite cherché à induire des dynamiques quantiques nouvelles de l'état de l'atome et mis en évidence la dynamique Zénon quantique dans un système de grande dimension. En appliquant un champ micro-onde bien choisi, on peut restreindre l'évolution atomique induite par le champ radiofréquence à un sous-ensemble des niveaux Stark de la multiplicité. Cette dynamique confinée est très différente d'une dynamique classique, le système évoluant périodiquement vers un état « chat de Schrödinger ». Nous avons expérimentalement observé cette évolution dans l'espace des phases et mesuré la fonction de Wigner de l'atome au moment de l'apparition du chat, démontrant pour la première fois les aspects non-classiques de la dynamique Zénon quantique dans un espace de Hilbert non-trivial.

Mots-clés CQED, décohérence, atomes de Rydberg, état cohérent de spin, dynamique Zénon quantique.

Coherent manipulations of Rydberg elliptic states with quantum Zeno dynamics

Abstract In this manuscript, we describe the realization of a new experimental setup to manipulate with a well-polarized radiofrequency electric field the internal state of a Rydberg atom inside the Stark manifold. We used this setup to transfer with a nearly 1 efficiency the atoms from a optically-accessible low-m state to the high angular momentum circular Rydberg state. We then tried to induce new quantum dynamics of the atomic state and we showed the quantum Zeno dynamics in a large Hilbert space. By applying a well-choose microwave field, one can restrict the atomic evolution induced by the radiofrequency field to a subspace of the Stark manifold. This confined dynamics is very different from a classical dynamics. The system periodically evolves to a « Schrödinger cat state ». We experimentally observed this evolution in the phase space and mesured the atomic Wigner function at the cat state . This is the first demonstration of the non-classical aspect of the quantum Zeno dynamics in a non-trivial Hilbert space.

Keywords CQED, Rydberg atoms, spin coherent state, quantum Zeno dynamics, decoherence.