Manipulation d'états quantiques de la lumière par l'intermédiaire d'un atome de Rydberg unique

Frédéric Assémat

▶ **To cite this version:**

Frédéric Assémat. Manipulation d'états quantiques de la lumière par l'intermédiaire d'un atome de Rydberg unique. Physique Quantique [quant-ph]. Sorbonne Université, 2019. Français. NNT : 2019SORUS016 . tel-02267802v2

HAL Id: tel-02267802

https://theses.hal.science/tel-02267802v2

Submitted on 10 Sep 2020

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

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

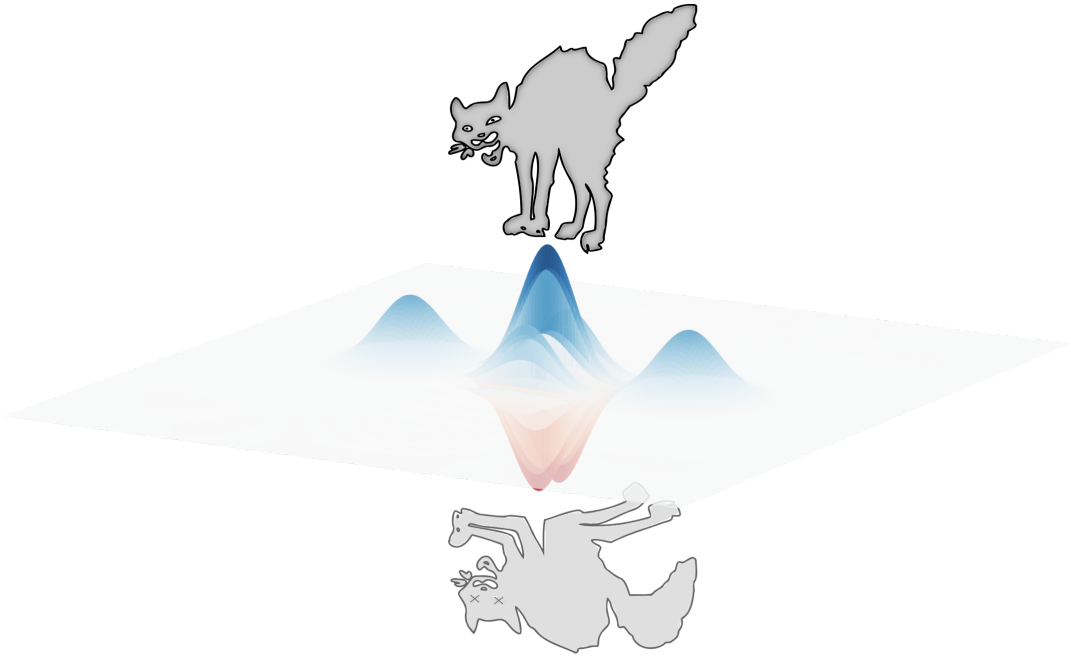
Thèse de doctorat de Sorbonne Université

préparée par Frédéric ASSÉMAT

Manipulation d'états quantiques de la lumière par l'intermédiaire d'un atome de Rydberg unique

---

Manipulating quantum states of light with a single Rydberg atom



Soutenue le 18 juin 2019 devant le jury composé de :

M. Benjamin HUARD ..... Rapporteur
M. Thierry LAHAYE ..... Rapporteur
M. Tristan MEUNIER ..... Examinateur
Mme. Perola MILMAN ..... Examinatrice
Mme Caterina RICONDA ..... Examinatrice
M. Jean-Michel RAIMOND ..... Directeur de thèse
M. Sébastien GLEYZES ..... Membre invité

Travail réalisé au laboratoire Kastler Brossel, au sein du Collège de France.

Table des matières

Glossaire **5**

0 Introduction **7**

1 Un atome de Rydberg pour voir la lumière **17**
1.1 La lumière, objet quantique . . . 17
1.1.1 Concepts fondamentaux . . . 17
1.1.2 Représentation dans l'espace des phases . . . 20
1.1.2.1 Fonction de Wigner W . . . 21
1.1.2.2 Fonction de Husimi-Q . . . 21
1.1.3 Zoologie de quelques états de la lumière . . . 22
1.1.3.1 État cohérent . . . 22
1.1.3.2 Champ thermique . . . 23
1.1.3.3 État de Fock . . . 24
1.1.3.4 Chat de Schrödinger . . . 25
1.2 L'atome de Rydberg circulaire, sonde élémentaire . . . 27
1.2.1 Propriétés . . . 27
1.2.1.1 Atome hydrogénoïde . . . 28
1.2.1.2 Un grand dipôle électrique . . . 29
1.2.1.3 Un grand temps de vie . . . 29
1.2.1.4 Comportement en présence d'un champ électrique directeur 30
1.2.2 Préparation des états de Rydberg circulaires . . . 31
1.2.3 Atome à deux niveaux . . . 33
1.2.3.1 Un système fermé . . . 33
1.2.3.2 La sphère de Bloch . . . 33
1.3 Interaction atome-champ . . . 35
1.3.1 Interaction avec une source classique . . . 35
1.3.2 Modèle de l'atome habillé . . . 37
1.3.2.1 Hamiltonien de Jaynes-Cummings . . . 37
1.3.2.2 Diagonalisation dans le cas f=1 . . . 38
1.3.2.3 Dissipation . . . 39
1.3.3 Interaction résonante . . . 40
1.3.3.1 Niveaux d'énergie . . . 40
1.3.3.2 Evolution dans un état de Fock : oscillations de Rabi . . . 41
1.3.3.3 Evolution dans un état cohérent : effondrement et résurgence 42
1.3.3.4 Prise en compte de la géométrie . . . 46
1.3.4 Interaction dispersive . . . 48
1.3.4.1 Niveaux d'énergie . . . 49
1.3.4.2 Utilisation pour une mesure QND . . . 50
1.4 Résumé . . . 51

2 Montage expérimental **53**
2.1 Fontaine atomique source d'atomes lents . . . 53
2.1.1 Piège magnéto-optique à deux dimensions . . . 57
2.1.2 Mélasse optique . . . 58
2.1.3 Système d'imagerie pour le réglage de la fontaine . . . 59
2.2 Coeur du montage expérimental . . . 61
2.2.1 Cryogénie . . . 61
2.2.2 Schéma technique et identification des différents éléments . . . 65
2.2.3 Excitation laser . . . 65
2.2.4 Sources micro-onde . . . 68
2.2.5 Détection . . . 69
2.2.5.1 Principe du détecteur utilisé . . . 69
2.2.5.2 Signaux d'ionisation . . . 70
2.2.6 Préparation des atomes circulaires . . . 71
2.2.6.1 Montage électronique . . . 71
2.2.6.2 Passage adiabatique . . . 72
2.2.7 Cavité supraconductrice . . . 74
2.3 Caractérisation de la cavité . . . 76
2.3.1 Réglage de la fréquence . . . 76
2.3.2 Estimation du temps de vie . . . 78
2.3.3 Vibrations et cohérence . . . 79
2.4 Optimisations et adaptation aux contraintes expérimentales . . . 82
2.4.1 Optimisation de la fontaine atomique sur les atomes circulaires . . . 83
2.4.1.1 Procédure de réglage de la fontaine . . . 83
2.4.1.2 Distribution de vitesse et ajout de faisceaux sélectifs . . . 83
2.4.2 Initialisation de l'état du champ . . . 85
2.4.2.1 Champ thermique . . . 85
2.4.2.2 Séquences absorbantes . . . 86
2.4.3 Purification du signal atomique . . . 88
2.4.3.1 Contamination par les niveaux adjacents . . . 88
2.4.3.2 Elimination des 52c . . . 90
2.4.3.3 Sonde 50-48 . . . 91
2.5 Résumé . . . 92

3 Régime résonnant **95**
3.1 Préliminaires expérimentaux . . . 95
3.1.1 Séquence type . . . 95
3.1.2 Réglage du désaccord atome-cavité . . . 97
3.2 Oscillations de Rabi dans une cavité vide . . . 99
3.2.1 Résultats expérimentaux . . . 99
3.2.2 Modélisation des résultats . . . 101
3.2.2.1 Ajustement par une formule théorique . . . 101
3.2.2.2 Rôle des dispersions . . . 102
3.3 Interaction avec un champ cohérent . . . 104
3.3.1 Calibration de l'injection . . . 104
3.3.2 Résultats expérimentaux . . . 105
3.3.3 Analyse de la décohérence . . . 108
3.4 Chat de Schrödinger . . . 109

3.4.1 Principe . . . 110
3.4.2 Séquence expérimentale . . . 112
3.4.3 Mise en évidence expérimentale de la non-classicité de l'état créé . . . 112
3.4.3.1 Simulations numériques . . . 112
3.4.3.2 Résultats expérimentaux . . . 115
3.4.4 Etude de la décohérence d'un état chat de Schrödinger . . . 119
3.4.4.1 Principe . . . 119
3.4.4.2 Séquence expérimentale . . . 122
3.4.4.3 Résultats . . . 122
3.5 Conclusion . . . 124

4 Régime dispersif **125**
4.1 Principe et mise en œuvre expérimentale . . . 125
4.1.1 Niveaux d'énergie . . . 125
4.1.2 Hamiltonien du système . . . 127
4.1.3 Séquence expérimentale . . . 128
4.1.4 Choix des paramètres . . . 129
4.1.5 Ajustement sur la spectroscopie de l'état habillé associé au vide . . . 130
4.2 Spectroscopie de l'atome habillé . . . 131
4.2.1 Revue de différents états cohérents . . . 131
4.2.2 Caractérisation d'un état cohérent d'amplitude $|\beta\rangle$ avec $\beta = 1.95$ . . . 131
4.3 Postsélection d'un état de Fock et vérification expérimentale . . . 133
4.3.1 Principe . . . 134
4.3.2 Séquence expérimentale . . . 135
4.3.3 Résultats expérimentaux . . . 135
4.3.4 Effet du désaccord fini . . . 138
4.3.5 Vers une reconstruction de l'état du système de l'atome et du champ 140
4.3.5.1 Déphasage du dipôle atomique . . . 140
4.3.5.2 Méthode du maximum de vraisemblance . . . 143
4.3.6 Reconstruction de l'état $|n = 2\rangle$ . . . 143
4.4 Préparation d'une superposition d'états de Fock 0+2 . . . 147
4.4.1 Principe . . . 147
4.4.2 Reconstruction de l'état $|0\rangle + |2\rangle$ . . . 149
4.4.2.1 Séquence expérimentale . . . 149
4.4.2.2 Populations . . . 150
4.4.2.3 Sonder les cohérences . . . 150
4.4.2.4 Reconstruction de la matrice densité . . . 153
4.5 Conclusion . . . 155

5 Conclusion et perspectives **157**

Bibliographie **161**

Glosssaire

Constantes et notations

J'utiliserai dans ce manuscrit un certain nombre de constantes et de notations résumées ci-après :

- la vitesse de la lumière dans le vide c,
- la constante de Boltzmann k_{B},
- la permittivité diélectrique du vide ϵ_0,
- la constante de Planck h,
- la constante de Planck réduite $\hbar = h/(2\pi)$,
- le rayon de Bohr a_0,
- la charge élémentaire e.

Sauf mention contraire les barres d'erreur sont données entre parenthèses et se réfèrent au dernier chiffre significatif.

Acronymes

CQED Electrodynamique quantique en cavité,
AOM Modulateur acousto-optique,
QND Quantique non-destructrice,
MOT Piège magnéto-optique.

0

Introduction

Why wait any longer for the world to begin

— Bob Dylan, *Lay Lady Lay*

Contexte général

Lorsque la physique quantique émerge au début du XX^{e} siècle, elle répond au besoin de comprendre certains comportements expérimentaux non expliqués par la physique classique, comme par exemple le problème du rayonnement du corps noir ou l'effet photoélectrique. Si l'idée initiale énoncée par Planck de considérer des échanges d'énergie quantifiés et non plus continus est simple à énoncer, elle demande aux physiciens de l'époque un important effort conceptuel. En effet, ils s'aperçoivent progressivement que cette quantification doit en réalité s'appliquer aux niveaux d'énergie eux mêmes de tous les systèmes microscopiques. Au fur et à mesure du développement de la théorie quantique cette difficulté conceptuelle a progressivement laissé la place à un certain nombre de principes et de notions qui demeurent encore aujourd'hui contre-intuitifs. Bien que la physique quantique ait toujours été validée par les expériences réalisées, ces concepts s'opposent à notre observation quotidienne du comportement des objets macroscopiques qui nous entourent.

Par exemple, le *principe de superposition* autorise un système quantique à se trouver simultanément dans plusieurs états. Il est intimement lié au fait que dans le cadre quantique la description d'un système est complètement représentée par sa fonction d'onde $|\Psi\rangle$ qui est un objet probabiliste. Tant qu'aucune mesure n'est réalisée sur le système, il existe une indétermination fondamentale sur le résultat possible des mesures à venir, ce qui revient à dire que le système se trouve dans une superposition de tous les états menant chacun à un résultat de mesure différent. Ce comportement a poussé Schrödinger a imaginer sa fameuse expérience de pensée connue sous le nom du « chat de Schrödinger » [1], illustrant la difficulté à transposer le principe de superposition au monde macroscopique. La figure 0.1 donne une représentation de cette expérience. Un chat est enfermé dans une boîte complètement isolée de l'environnement. Dans cette boîte se trouve une particule radioactive et un compteur Geiger auquel est relié un mécanisme susceptible de libérer une quantité de poison létale pour le chat, de sorte que si la particule se désintègre alors le mécanisme s'active. Le sort du chat est directement relié à celui de la particule : c'est l'*intrication* quantique. Au temps de demi-vie, la particule est dans une superposition de l'état désintégré (noté $|0\rangle$) et de l'état non-désintégré (noté $|1\rangle$). Cet état superposé est alors transmis au chat. En adoptant le formalisme quantique, on peut écrire l'état du système {chat+particule radioactive} selon :

$$|\Psi\rangle = |\Psi_{\text{vivant}}\rangle \otimes |1\rangle + |\Psi_{\text{mort}}\rangle \otimes |0\rangle \ . \tag{1}$$

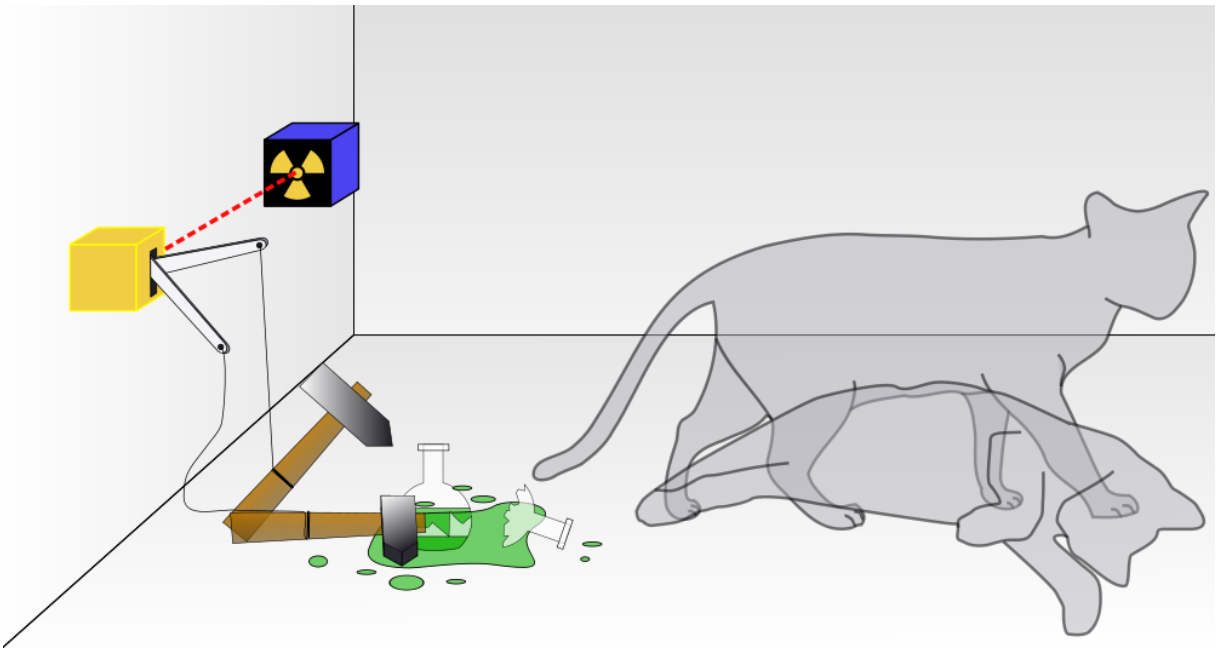


Figure 0.1 – Représentation artistique de l'expérience de pensée du chat de Schrödinger.

Le chat se retrouve alors lui même dans un état superposé vivant et mort, ce qui est absurde pour notre intuition. L'explication tient au caractère macroscopique du chat. Un tel système, complexe et avec un grand nombre de degrés de liberté, ne peut être complètement isolé de son environnement. Cette interaction transforme le « et » quantique en un « ou » classique : le chat est mort ou vivant. Ce phénomène s'appelle la *décohérence*, étudiée à partir du début des années 80 [2, 3, 4, 5]. L'environnement agit comme un ensemble d'appareils de mesure projetant le système sur un des états mort ou vivant et détruisant de manière irréversible la cohérence quantique.

Si pour illustrer les paradoxes apparents de la physique quantique les physiciens ont dans un premier temps dû se contenter d'expériences de pensée, les progrès technologiques fulgurants dans la seconde moitié du XX^{e} siècle ont rapidement permis de les vérifier en laboratoire. Le *principe de complémentarité* justifiant la dualité onde-corpuscule a ainsi pu être vérifié en démontrant le comportement ondulatoire de systèmes matériels comme des électrons [6], des atomes [7] ou plus récemment des molécules [8]. La *non-localité* fut elle validée par les expériences d'Orsay [9, 10, 11]. Enfin, le principe de superposition évoqué précédemment a été mis en évidence dans des contextes et des systèmes expérimentaux très variés. Citons par exemple les expériences de type fentes d'Young montrant l'interférence de molécules de fullerène et donc leur présence simultanée à deux endroits [12], l'étude de superpositions quantiques à l'aide de jonctions Josephson [13, 14] et la génération d'états de type chat de Schrödinger dans le domaine de l'interférométrie atomique [15, 16], des ions piégés [17] et enfin de l'électrodynamique quantique en cavité [18].

Si ces remarquables propriétés sont aujourd'hui acceptées elles suscitent depuis quelques années un engouement important de la part de la communauté scientifique en raison du développement de l'information quantique et de ses potentielles applications. Dans le cadre de l'information quantique, le bit classique valant soit 0 soit 1 est remplacé par un bit quantique ou « qubit » qui peut donc se trouver dans une superposition des deux

états 0 et 1. La réalisation d'un ordinateur quantique est une potentielle application de ce domaine. En exploitant l'intrication d'un grand nombre de qubits on ouvre la voie à de nouvelles possibilités algorithmiques [19, 20] et à la résolution de problèmes hors d'accès pour un ordinateur classique. La clé de l'information quantique est non seulement de manipuler des systèmes quantiques mais aussi pouvoir les préparer et les maintenir dans des états intriqués et superposés n'ayant pas d'analogue classique. Citons par exemple les états maximalement intriqués de type paire de Bell ou GHZ (pour Greenberger–Horne–Zeilinger) [21], les états hybrides associant une variable continue et une variable discrète [22], les états comprimés ou encore les états chats de Schrödinger. Notons par ailleurs que ces deux dernières catégories d'états jouent également un rôle crucial dans le domaine de la métrologie ([23, 24, 25].

L'électrodynamique quantique en cavité

La génération et le contrôle d'états quantiques est donc un enjeu actuel majeur. Dans ce contexte, le champ de l'électrodynamique quantique en cavité apparaît comme un cadre expérimental idéal pour étudier l'ingénierie d'états quantiques ainsi que les mécanismes mis à l'œuvre dans leur décohérence. Il repose sur le couplage fort entre un système à deux niveaux d'une part et un mode du champ électromagnétique se comportant comme un oscillateur harmonique d'autre part. La dissipation du système est faible de sorte que ses propriétés quantiques sont mises en évidence. Par ailleurs, l'état interne du système à deux niveaux peut être manipulé et détecté facilement, permettant d'agir indirectement sur l'état du champ. Plusieurs systèmes expérimentaux reposant sur ce principe existent actuellement. Mentionnons par exemple l'interaction entre un atome unique et une cavité optique [26, 27, 28], système qui a par exemple été exploité pour mener récemment à la génération déterministe d'états chats de Schrödinger [29]. Très semblable au niveau théorique, le domaine des *circuits supraconducteurs* a connu un développement très rapide ces dernières années. Des jonctions Josephson agissent comme des atomes artificiels remplissant le rôle de qubit et sont couplés à des résonateurs micro-onde. L'état du résonateur peut être contrôlé et mesuré grâce au couplage capacitif avec le qubit. Cela a permis de générer des états quantiques comme des états nombre du champ appelés états de Fock [30], des superpositions d'états de Fock [31, 32] ou encore des états de type chat de Schrödinger [33, 34]. La dynamique de ces états a pu être étudiée dans des environnements particuliers [35] ainsi que contrôlée dans certains cas en appliquant un mécanisme de rétroaction [36, 37].

Le dispositif de CQED utilisé jusqu'à présent dans notre groupe (voir figure 0.3) repose comme pour les circuits supraconducteurs sur la manipulation du champ électromagnétique dans le domaine de la micro-onde. Le champ est piégé dans une cavité Fabry-Pérot formée de deux miroirs supraconducteurs portés à basse température. Les miroirs sont alors extrêmement réfléchissants pour le champ micro-onde, ce qui permet de piéger des photons dans un des modes de la cavité durant plusieurs dizaines de millisecondes [38]. Au sein de la cavité, le champ interagit avec un jet thermique d'atomes placés dans des états de Rydberg circulaires, c'est-à-dire des atomes placés dans des états de grand nombre quantique principal ($n \approx 50$) présentant un moment angulaire maximal. Notons que la physique des états de Rydberg joue à elle seule un rôle essentiel dans le domaine de l'information quantique [39, 40, 41, 42], cependant dans notre dispositif l'atome placé dans un état de Rybderg n'est utilisé que comme un intermédiaire pour contrôler et sonder le champ

électromagnétique. Malgré leurs nombres quantiques élevés ces états sont très stables et nous pouvons considérer deux niveaux circulaires adjacents $|g\rangle$ et $|e\rangle$ comme constituants d'un système à deux niveaux. Par ailleurs, la transition associée à ces états a un élément de matrice dipolaire très important, ce qui fait de ces atomes de véritables antennes géantes très sensibles au champ micro-onde. Dans un régime d'interaction résonnante, c'est-à-dire lorsque la transition atomique est accordée sur la transition du mode électromagnétique, nous pouvons atteindre le régime dit de couplage fort : le temps caractéristique d'échange d'énergie entre le champ et l'atome est faible devant le temps nécessaire pour que l'un des deux sous-système ne relaxe. Ce régime de couplage fort se traduit par l'observation d'oscillations de Rabi, c'est-à-dire l'échange d'un quantum d'énergie entre l'atome initialement placé dans l'état excité $|e\rangle$ et la cavité dans le vide $|0\rangle$. Cet échange cohérent et réversible se manifeste par des oscillations de la probabilité de détecter l'atome dans l'état $|e\rangle$ au sortir de la cavité (voir figure 0.2 [43]).

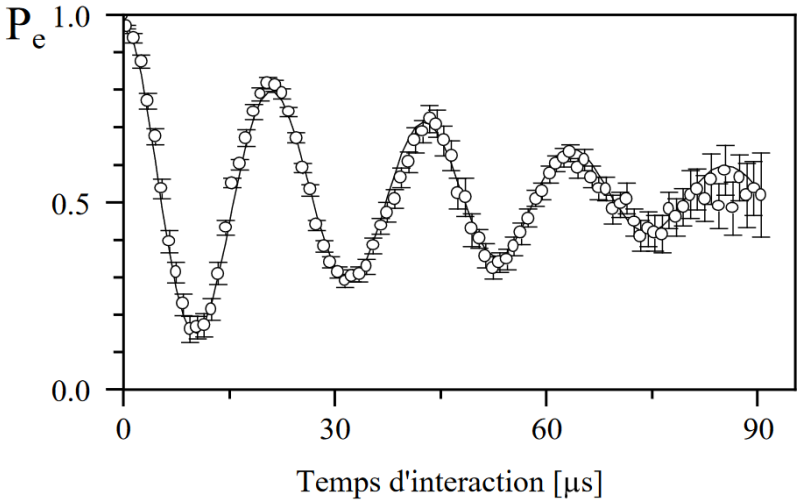


Figure 0.2 – Oscillations de Rabi du vide, traduisant l'échange cohérent d'énergie entre l'état $|e, 0\rangle$ et l'état $|g, 1\rangle$ (figure tirée de [43]).

L'ensemble est complètement isolé de l'extérieur de sorte que ce dispositif expérimental correspond au cadre idéal de l'interaction entre un atome à deux niveaux et un mode du champ électromagnétique à la précision du photon unique. Il est régi par les lois d'évolution unitaires d'un système quantique fermé. Ce système très simple a permis par le passé de valider les principes fondamentaux de la physique quantique, comme en témoigne par exemple la mise en évidence de la quantification du champ électromagnétique [43] ou l'étude du principe de complémentarité [44].

Ce système a également permis d'aller au delà de la simple validation théorique en explorant ces concepts en profondeur. Plus particulièrement, l'ingénierie et la manipulation d'états quantique a toujours été au cœur des travaux du groupe.

La possibilité de faire interagir de nombreux atomes avec le champ piégé a permis de réaliser des mesures non destructives [45, 46, 47] du champ de la cavité, permettant en particulier de préparer divers états de Fock [48]. Ces mesures QND ont alors été utilisées dans des protocoles de rétroaction quantique visant à stabiliser ces états de Fock $|n\rangle$. Pour cela, un ensemble de mesures quantiques non-destructives évalue à intervalle régulier l'état du champ dans la cavité. Lorsque le champ s'écarte de l'état de Fock souhaité, un

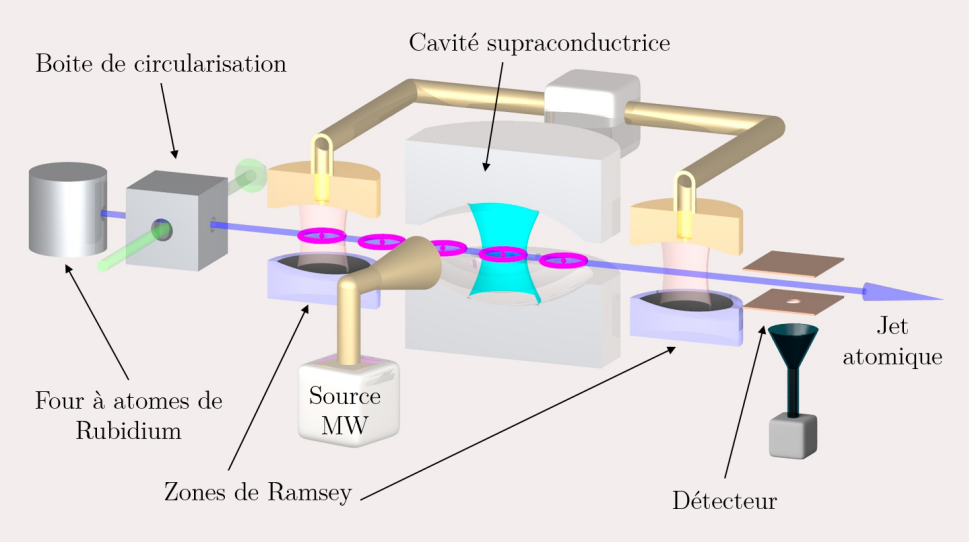


FIGURE 0.3 – Dispositif expérimental utilisé jusqu'à présent dans le groupe. Un jet d'atomes est émis d'un four à vitesse thermique puis est circularisé dans une boite à circularisation combinant un jeu de lasers et de champ radiofréquence. Il traverse ensuite une première zone de Ramsey permettant de manipuler l'état interne de l'atome, la cavité supraconductrice où l'interaction a lieu avec le champ quantique, et une deuxième zone de Ramsey. Les atomes sont enfin détectés sélectivement selon leur état $|e\rangle$ ou $|g\rangle$. Une source micro-onde permet par ailleurs d'injecter éventuellement un état cohérent dans la cavité.

mécanisme de correction vient compenser la déviation pour converger à nouveau vers l'état cible. Lors d'une première réalisation [49] la rétroaction consistait en l'injection d'un état cohérent de phase et d'amplitude adaptée permettant de stabiliser les états de Fock de $n = 0$ jusqu'à $n = 4$. Lors d'une seconde réalisation [50] la rétroaction était assurée par une série d'atomes en interaction résonnante avec la cavité afin d'émettre ou absorber un photon selon leur état initial. Cette expérience a permis la stabilisation d'états de Fock jusqu'à $n = 7$.

Parallèlement, la préparation ainsi que la reconstruction d'états superposés de type chat de Schrödinger a été réalisée [51]. Elle reposait sur l'interaction dispersive, c'est-à-dire lorsque la fréquence atomique est décalée par rapport à la fréquence de la cavité, entre un atome préparé dans l'état $(|e\rangle + |g\rangle)/\sqrt{2}$ et un état cohérent $|\alpha\rangle$. L'atome dans un régime non-résonnant se comporte comme un matériau diélectrique transparent qui déphase le champ d'une quantité dépendant de l'état atomique. Ainsi, de la même manière que dans l'expérience de pensée de Schrödinger la superposition atomique est transmise au champ qui se retrouve dans un état de type chat après avoir appliqué une rotation de l'état atomique dans la seconde zone de Ramsey et après avoir détecté l'atome dans $|e\rangle$ ou $|g\rangle$. Si l'atome est détecté dans $|g\rangle$ par exemple l'état du champ s'écrit :

$$\Psi_{champ} = |\alpha e^{i\varphi}\rangle - |\alpha e^{-i\varphi}\rangle \ , \tag{2}$$

où $\varphi = \Omega_0^2 t_{int}/4\delta$ où Ω_0 est la pulsation de Rabi du vide, δ le désaccord, et t_{int} le temps d'interaction entre l'atome et le champ. Cet état est la superposition cohérente de deux états cohérents donc quasi-classiques en opposition de phase, ce qui est la définition d'un état chat de Schrödinger du champ électromagnétique.

Motivation pour augmenter le temps d'interaction

Toutes les expériences réalisées dans notre groupe citées précédemment sont réalisées avec un jet d'atomes rapides, ce qui entraîne une limite à la classe des états accessibles. La taille D^2 d'un état chat de Schrödinger est définie comme la distance entre les deux composantes quasi-classiques et plus précisément comme le module au carré de l'amplitude complexe entre ces deux composantes. Pour la méthode de préparation en régime dispersif discutée précédemment elle s'exprime selon $D^2 = 4|\alpha|^2 \sin^2(2\varphi)$. Elle est maximale lorsque $\varphi = \pi$ c'est-à-dire :

$$t_{int} = 2\pi\delta/\Omega_0^2 \, . \tag{3}$$

Il suffit en principe d'augmenter la taille de l'état cohérent injecté dans la cavité α pour augmenter la taille du chat généré, puis d'adapter t_{int} en conséquence. Or pour rester dans un régime désaccordé il est nécessaire que le désaccord soit grand devant la fréquence de Rabi $\sqrt{\bar{n}+1}\Omega_0$ associée au nombre de photons moyens $\bar{n} = |\alpha|^2$. Le temps d'interaction est borné par le temps de passage des atomes dans la cavité, ce qui induit une limite fondamentale sur la taille des superpositions pouvant être générées par ce schéma dispersif (de l'ordre de $D^2 = 12$ photons). Une autre méthode [52] permet de générer des états chats en exploitant l'interaction résonante entre l'atome et le champ. Cette méthode est plus rapide que celle reposant sur l'interaction dispersive mais elle est également limitée par le temps d'interaction. L'intérêt d'augmenter la taille d'une telle superposition est crucial pour pouvoir sonder la transition entre le monde quantique et le monde classique à l'aide d'objets s'approchant de plus en plus d'objets macroscopiques. Notons que le temps caractéristique de la décohérence d'un état chat t_{deco} est relié au temps de vie de la cavité t_{cav} par $t_{deco} = t_{cav}/D^2$ qui pour $D^2 = 12$ et $t_{cav} = 10\,\text{ms}$ reste grand à l'échelle de la période d'une oscillation de Rabi. Le temps de vie de la cavité n'est donc dans ces conditions pas une limite pour augmenter la taille de la superposition étudiée, motivant la réalisation d'un nouveau dispositif expérimental capable d'augmenter le temps d'interaction t_{int} et donc de créer des chats davantage macroscopiques. Dans ce nouveau dispositif nous choisirons de nous placer à résonance afin de générer des superpositions de deux états cohérents de taille plus importante que par le passé mais aussi plus rapidement.

Au-delà de la préparation d'états chats de Schrödinger l'augmentation du temps d'interaction entre l'atome et le champ permettra en principe de réaliser d'autres expériences intéressantes hors de portée d'un dispositif utilisant un jet d'atomes rapides.

De nombreuses propositions de *reservoir engineering* ont émergé depuis une vingtaine d'années [53, 54, 55]. Cela consiste pour un système quantique en la génération déterministe d'états cibles arbitraires ainsi qu'à leur stabilisation au cours du temps. Pour cela ils sont mis en interaction avec un environnement virtuel tel que les états dits *pointeurs*, qui sont les états vers lesquels tend le système aux temps longs, ne soient plus un mélange statistique mais soient les états cibles eux même. Cela permettrait un contrôle absolu sur les états générés. Une proposition théorique en particulier [56, 57] s'appuie sur le dispositif utilisé dans notre groupe. Afin de préparer et de maintenir un état arbitraire dans le mode du champ, elle nécessite d'envoyer une succession d'atomes dans la cavité suivant une séquence complexe alternant régime dispersif et régime résonnant sur une échelle de temps inaccessible avec un jet thermique.

Notons par ailleurs qu'augmenter le temps d'interaction entre l'atome et le champ peut aussi être utilisé afin de résoudre le spectre énergétique associé au système {atome+champ},

ce qui permet d'étudier et d'influencer la dynamique des états quantiques du champ sous un nouvel angle. En effet, dans un régime dispersif, les états propres de ce système sont les états non couplés $\{|e,n\rangle, |g,n+1\rangle\}$ à ceci près que leur énergie est décalée d'une quantité appelée déplacement lumineux qui est proportionnelle au nombre de photons n. La résolution spectrale d'une transition étant inversement proportionnelle au temps passé à la sonder, il est nécessaire d'atteindre de longs temps d'interaction pour pouvoir résoudre ce léger décalage en énergie. Cela ouvre la porte à une mesure sélective d'un nombre de photon donné n et donc à la génération d'états de Fock ou de superposition d'états de Fock dans la cavité. Plus encore, cette mesure est nécessaire afin d'étudier la dynamique du champ dans un espace de Hilbert tronqué : c'est l'effet Zénon dynamique [58]. Cet effet repose sur l'action répétée d'une mesure sur l'évolution unitaire d'un système quantique. Lorsque la fréquence de répétition est suffisante, l'évolution du système reste confinée à un sous-espace de Hilbert défini par le résultat de la mesure. La dynamique alors engendrée prévoit la préparation et la manipulation d'états exotiques du champ intra-cavité. Dans le cadre de l'électrodynamique quantique en cavité une implémentation a été proposée par Raimond et *al.* [59]. Elle repose sur la mesure répétée associée à la question « y-a-t'il n_0 photons dans la cavité ? ». L'évolution du champ dans la cavité est alors, selon l'état initial, cantonnée à l'espace de Hilbert associé à un nombre de photons plus faible que n_0 $\{|n\rangle\}_{n<n_0}$, au niveau singleton $|n_0\rangle$, ou à l'espace de Hilbert associé à un nombre de photons plus grand que n_0 $\{|n\rangle\}_{n>n_0}$. La nécessité d'un long temps d'interaction entre l'atome et le champ apparaît clairement ici afin de pouvoir adresser sélectivement le nombre de photons n_0 par spectroscopie.

Nouveau dispositif expérimental : utilisation d'atomes lents

J'ai durant ma thèse contribué à mettre en place un nouveau dispositif expérimental (présenté en figure 0.4) pour répondre au besoin d'augmenter le temps d'interaction entre les atomes et le champ électromagnétique piégé dans la cavité. Dans ce nouveau montage, dit « fontaine », un jet vertical d'atomes lents issus d'un nuage froid est envoyé dans la cavité de telle sorte que les atomes traversent la cavité à une vitesse d'environ 10 m/s, représentant un gain de plus d'un facteur 10 par rapport aux expériences précédentes. L'utilisation d'atomes lents implique néanmoins de nouvelles contraintes. En effet, à l'échelle du temps de vie des atomes leur temps de vol n'est plus négligeable ce qui entraîne une détérioration de l'information codée dans l'état interne de l'atome. De façon similaire, la circularisation ne peut plus avoir lieu en amont de la cavité au risque de voir les atomes se désexciter avant d'interagir avec le champ. Il a donc été nécessaire de mettre en place de nouvelles techniques expérimentales afin de préparer les atomes de Rydberg directement au sein de la cavité puis de les détecter en limitant la perte d'information liée au temps de vie atomique limité.

A l'aide de ce nouveau dispositif expérimental nous avons pu exploiter les deux régimes de fonctionnement de l'interaction entre l'atome et le champ. Nous avons réalisé d'une part des expériences en régime résonnant afin de générer et de caractériser des superpositions mésoscopiques dans le mode de la cavité. D'autre part, nous avons mis en place des expériences en régime dispersif démontrant la mesure sélective d'un nombre de photon donné et ouvrant la voie à une autre méthode afin de générer des états quantiques du champ.

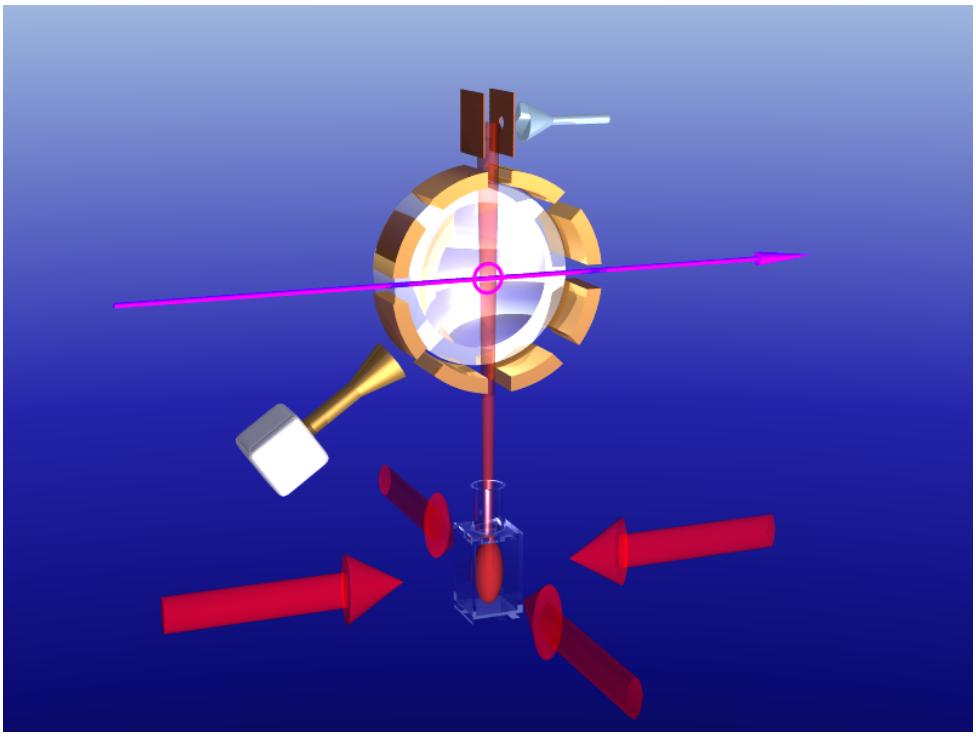


Figure 0.4 – Nouveau dispositif expérimental mis en place puis utilisé durant ma thèse. Une fontaine atomique reposant sur un piège magnéto-optique à deux dimension (en bas, en rouge) émet un jet d'atomes lents en direction de la cavité supraconductrice. Les atomes sont excités dans un niveau de Rydberg circulaire au sein de la cavité par des excitations laser (en violet) et un jeu d'électrodes (en doré) générant un champ radiofréquence. Les atomes sont ensuite détectés en sortie de la cavité.

Organisation du manuscrit

Je présenterai dans ce manuscrit les premiers résultats expérimentaux obtenus grâce au dispositif « fontaine ». Lorsque j'ai débuté ma thèse la construction du dispositif était déjà bien avancée grâce aux contributions successives de trois générations d'étudiants : A. Signoles, A. Facon et D. Grosso. J'ai ainsi durant ma première année terminé de mettre en place la partie fontaine atomique puis nous avons dès le début de ma deuxième année pu assembler les différents blocs du système expérimental pour rendre le tout fonctionnel. La description complète du dispositif et des étapes successives ayant mené à sa fabrication est détaillée dans la thèse de Dorian Grosso [60], nous nous focaliserons davantage dans ce manuscrit sur les premiers résultats obtenus.

Le manuscrit est organisé de la façon suivante :

Le chapitre 1 est consacré aux bases théoriques nécessaires pour la compréhension des expériences réalisées au cours de ma thèse. Nous définirons d'une part le cadre mathématique pour décrire un mode unique du champ électromagnétique ainsi que sa représentation dans l'espace des phases. Nous présenterons d'autre part les caractéristiques principales des atomes de Rydberg circulaires ainsi que le mécanisme utilisé pour leur préparation. Une fois ces fondements établis, nous étudierons l'interaction de ces deux sous-systèmes à travers le modèle de l'atome habillé issu du hamiltonien de Jaynes-Cummings, en détaillant les deux régimes d'interaction uti-

lisés dans la suite : le régime résonnant et le régime dispersif.

Le chapitre 2 est dédié à la description du dispositif expérimental « fontaine ». Nous présenterons la fontaine atomique ayant pour but de générer un jet d'atomes lents que nous caractériserons par sa distribution de vitesse. L'environnement cryogénique et le cœur expérimental où se trouvent la cavité supraconductrice et la ligne de détection sera ensuite décrit. Nous insisterons enfin sur les techniques expérimentales mises en œuvre pour caractériser la cavité, optimiser la fontaine atomique et adapter notre détection à la manipulation d'atomes lents.

Le chapitre 3 aborde les résultats obtenus en exploitant le régime d'interaction résonnant entre un atome de Rydberg circulaire et le mode de la cavité. Nous reporterons une longue oscillation de Rabi du vide, démontrant l'avantage lié à la manipulation d'atomes lents. Nous utiliserons ensuite l'interaction entre un état cohérent du champ et un atome placé dans l'état $|e\rangle$ afin de générer puis de caractériser des états chats de Schrödinger d'une quarantaine de photons. Enfin, nous étudierons leur décohérence et vérifierons les prédictions théoriques à la frontière entre le monde quantique et le monde classique.

Le chapitre 4 est consacré aux résultats obtenus en exploitant le régime d'interaction dispersif entre nos deux sous-systèmes. Nous montrerons des signaux spectroscopiques des états habillés de l'atome et du champ, démontrant notre capacité à résoudre les transitions associées à un nombre de photons $n = 0$ jusqu'à $n = 8$. En post-sélectionnant sur l'état atomique, nous prouverons que nous pouvons utiliser cette méthode pour générer des états de Fock à l'aide d'un atome unique. Enfin nous montrerons qu'il est également possible d'exploiter cette approche pour générer des superpositions d'états de Fock que nous illustrerons par la génération de l'état $|0\rangle + |2\rangle$.

1

Un atome de Rydberg pour voir la lumière

Je suis un atome dans un atome dans un atome
Depuis mon atoll, j'observe les champignons du monde libre.

— Lucio Bukowski, *Collision*

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, les expériences présentées dans ce manuscrit s'inscrivent dans la continuité de celles menées dans notre équipe depuis plusieurs décennies. Le système étudié est la lumière, traitée en tant qu'objet quantique, c'est-à-dire manipulée à son niveau le plus fondamental : un ou quelques photons. La manipulation de ce champ électromagnétique infinitésimal est rendue possible grâce à l'intermédiaire d'un atome de Rydberg placé dans un état dit « circulaire ». Pour une étude théorique complète, le lecteur est encouragé à lire le livre Exploring the Quantum de Serge Haroche et Jean-Michel Raimond [61]. J'introduirai pour ma part dans cette première partie les bases théoriques nécessaires pour définir ces deux systèmes physiques ainsi que certaines de leurs caractéristiques particulières que nous utiliserons dans la suite. Une fois ces fondements établis, nous étudierons leur interaction à travers le modèle de l'atome habillé, permettant d'expliquer les expériences réalisées au cours de ma thèse.

1.1 La lumière, objet quantique

La lumière est un sujet d'étude essentiel présent dans les travaux des physiciens d'hier et d'aujourd'hui. De l'étude de son comportement ondulatoire à partir des 17^{e} et 18^{e} siècles, en passant par la justification théorique de sa nature corpusculaire (Planck, Einstein), jusqu'à ses applications multiples, du laser aux technologies quantiques, elle suscite depuis toujours beaucoup d'intérêt. Au cours de ma thèse je me suis intéressé à la préparation et à la mesure de la lumière dans des états fondamentalement quantiques, c'est-à-dire ne pouvant avoir d'analogues classiques et que la physique ondulatoire ne pourrait prévoir ni expliquer. J'aborderai dans ce paragraphe le cadre mathématique posé par la mécanique quantique permettant de définir et de représenter ces états, afin d'avoir les outils nécessaires pour comprendre leur mise en évidence expérimentale.

1.1.1 Concepts fondamentaux

La physique quantique nous apprend que tout objet présente des caractéristiques à la fois corpusculaire et ondulatoire observées tour à tour selon les conditions dans lesquelles il est étudié. C'est le principe de la dualité onde-corpuscule, qui est une des caractéristiques sous-jacentes à la naissance de la théorie quantique, mise en évidence dès le

début du 20e siècle (référence sur interférométrie de particule fentes d'Young). La lumière n'échappe pas à cela. C'est un objet observé et manipulé quotidiennement sans besoin d'un quelconque laboratoire, et, dans ce cadre, sa nature ondulatoire est clairement mise en évidence, à travers sa propagation, les phénomènes de réflexion, réfraction, diffusion, diffraction ou encore l'observation d'interférences. Comme toute onde électromagnétique, sa description classique établie progressivement au 19e siècle s'articule autour de l'expression des champs électrique et magnétique, dont l'évolution est régie par les équations de Maxwell. Sa quantification passe par la décomposition du champ électromagnétique classique en modes orthogonaux formant une base dans laquelle toute solution des équations de Maxwell peut être exprimée. Sans démonstration générale, un exemple de quantification s'appliquant à l'expérience décrite dans le manuscrit est donnée dans la suite. Dans la cavité supraconductrice, on considère un champ électromagnétique monomode dont le champ électrique classique peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{E}(r,z) = i\mathcal{E}_0 \boldsymbol{\epsilon} f(r,z)(\alpha(t) - \alpha^*(t)) \ , \tag{1.1}$$

où $f(r,z)$ est une fonction ici réelle définissant le profil spatial du mode, $\boldsymbol{\epsilon}$ est le vecteur unitaire décrivant la polarisation du mode, $\mathcal{E}_0$ est un facteur de normalisation homogène à un champ électrique que nous choisirons par la suite pour que α s'exprime facilement en terme du nombre de photons. L'amplitude α est appelée variable normale et son évolution décrit les oscillations du champ à la pulsation ω. Sa dynamique se résume à une rotation dans le plan complexe :

$$\alpha(t) = \alpha(0)e^{-i\omega t} \ . \tag{1.2}$$

La partie électrique de l'énergie contenue dans ce mode se calcule alors directement :

$$H_{elec} = \frac{\epsilon_0}{2}\int_{\mathbf{R}^3} |\mathcal{E}(r,z)|^2 = 2\epsilon_0 \mathcal{E}_0^2 \mathcal{V} \mathrm{Im}^2(\alpha) = 2\epsilon_0 \mathcal{E}_0^2 \mathcal{V} P^2 \ , \tag{1.3}$$

où ϵ_0 est le permittivité diélectrique du vide et $\mathcal{V}$ est défini comme le volume du mode

$$\mathcal{V} = \int_{\mathbf{R}^3} f^2(r,z) \ , \tag{1.4}$$

et où on a introduit P comme une deux quadratures X et P analogues aux position et impulsion d'un oscillateur mécanique

$$X = \mathrm{Re}(\alpha) = \frac{\alpha + \alpha^*}{2} \tag{1.5}$$

$$P = \mathrm{Im}(\alpha) = \frac{\alpha - \alpha^*}{2i} \tag{1.6}$$

. Il est possible de calculer de manière semblable la contribution magnétique à l'énergie du mode, ce qui nous donne comme énergie ou hamiltonien total :

$$H = 2\epsilon_0 \mathcal{E}_0^2 \mathcal{V}(P^2 + Q^2) \ . \tag{1.7}$$

En choisissant $\mathcal{E}_0$ qui définira la valeur du champ électrique associé à un photon tel que

$$\mathcal{E}_0 = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 \mathcal{V}}} \ , \tag{1.8}$$

on peut réécrire le hamiltonien total comme :

$$H = \hbar\omega[P^2 + X^2] \ . \tag{1.9}$$

On peut montrer que les variables X et P sont des variables canoniques conjuguées. On trouve ainsi exactement le hamiltonien d'un oscillateur harmonique, que l'on peut quantifier en remplaçant les variables X et P par des opérateurs vérifiant la relation de commutation

$$[X, P] = i \ . \tag{1.10}$$

Afin de mettre en évidence la quantification à partir de l'équation 1.9, on introduit l'opérateur annihilation $a = X + iP$ et son hermitien conjugué $a^\dagger = X - iP$ appelé opérateur création. Ils correspondent à α et α^* pour un champ classique. Ces deux opérateurs vérifient la relation de commutation

$$[a, a^\dagger] = \mathbf{1} \ . \tag{1.11}$$

Le hamiltonien de l'oscillateur harmonique quantique se réécrit donc :

$$H = \hbar\omega[a^\dagger a + \mathbf{1}/2] \ . \tag{1.12}$$

La relation de commutation sur les opérateurs a et $a^\dagger$ implique que l'opérateur $\hat{N} = a^\dagger a$ a pour spectre l'ensemble des entiers naturels. Les états propres associés, qui sont donc aussi les états propres du hamiltonien, sont séparés d'un quantum d'énergie fixe $\hbar\omega$, que l'on appelle *photon*. Ces états sont appelés états de Fock, ou états nombres, et notés $|n\rangle$. Ces états s'obtiennent par action répétée de l'opérateur création $a^\dagger$ sur l'état $|0\rangle$ dit *vide* à 0 photon :

$$|n\rangle = \frac{a^{\dagger n}}{\sqrt{n!}} |0\rangle \ . \tag{1.13}$$

Les états propres obtenus pour le hamiltonien sont *non-classiques*. La valeur moyenne du champ électrique dans ces états est nulle, ce qui est bien différent du cas d'un champ classique oscillant autour d'une valeur non nulle.

Pour décrire dans ce formalisme quantifié les états analogues aux états classiques on introduit les états *cohérents* ou de Glauber [62], notés $|\alpha\rangle$, avec $\alpha \in \mathbf{C}$. Ils sont obtenus par l'action de l'opérateur déplacement $D(\alpha)$ unitaire qui décrit l'évolution du champ dans le mode de la cavité sous l'effet du couplage à une source classique résonnante dont la phasse et l'amplitude sont caractérisés par le nombre complexe α. On a ainsi :

$$|\alpha\rangle = D(\alpha) |0\rangle \ , \tag{1.14}$$

avec l'opérateur déplacement défini comme :

$$D(\alpha) = e^{\alpha a^\dagger - \alpha^* a} \ . \tag{1.15}$$

Ces états cohérents peuvent s'écrire dans la base des états de Fock comme :

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n \in \mathbf{N}} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \ . \tag{1.16}$$

Un état cohérent n'est pas un état stationnaire du hamiltonien quantifié, mais son évolution demeure simple : il reste cohérent au cours du temps. Sa phase seule varie, et ce proportionnellement au temps de manière analogue à un champ classique :

$$|\alpha(t)\rangle = e^{-i\omega t/2}\,|\alpha e^{-i\omega t}\rangle \ . \tag{1.17}$$

Il est intéressant de noter ici que la distribution de photons, c'est-à-dire la population d'un état cohérent dans les différents états de Fock, suit une loi de probabilité poissonienne de paramètre $|\alpha|^2$.

$$P(n) = |\,\langle n|\alpha\rangle\,|^2 = e^{-|\alpha|^2}\frac{|\alpha|^{2n}}{n!} \ . \tag{1.18}$$

Le nombre de photons moyen et l'écart type de la distribution correspondante vaut ainsi

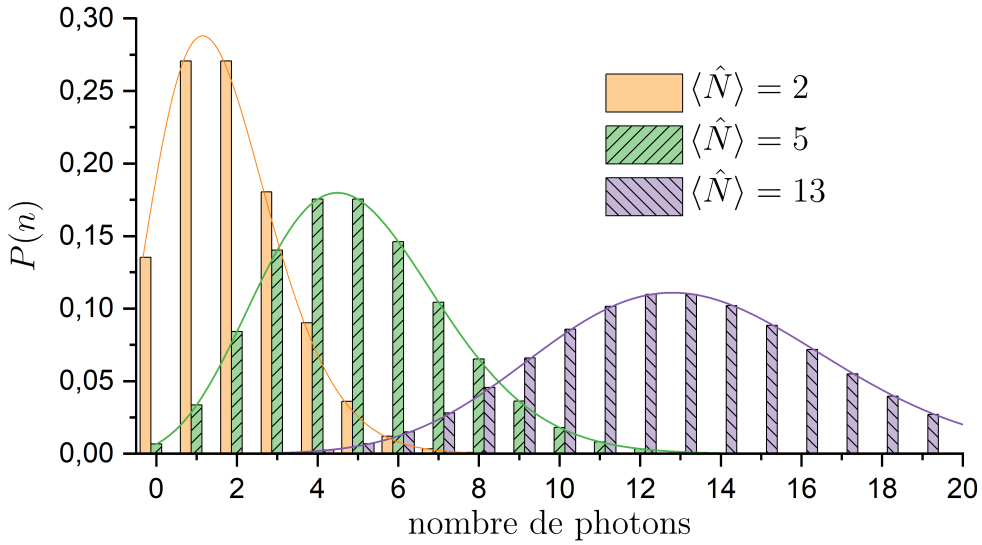


Figure 1.1 – Populations en termes de nombre de photons pour trois états cohérents caractérisés par leur nombre de photons moyen $\langle\hat{N}\rangle$

pour un état cohérent $|\alpha\rangle$:

$$\langle\hat{N}\rangle = \langle\alpha|\,\hat{N}\,|\alpha\rangle = |\alpha|^2 \quad \text{et} \quad \Delta\hat{N} = |\alpha| \ . \tag{1.19}$$

On peut à partir de ces quantités calculer l'écart-type relatif $\frac{\Delta\hat{N}}{\langle\hat{N}\rangle} = \frac{1}{|\alpha|}$ qui est de plus en plus faible plus l'état cohérent croit. Cela illustre le principe de correspondance et témoigne de la nature de cet état, au comportement de plus en plus classique à mesure que le nombre de photon moyen est important : son énergie est parfaitement définie et les fluctuations deviennent alors négligeables.

1.1.2 Représentation dans l'espace des phases

En physique statistique classique, la représentation d'un état en terme de distribution de probabilité dans un espace des phases est un outil essentiel pour décrire un système donné. Par exemple pour caractériser le mouvement d'une particule, il est possible dans un cadre classique de définir à tout instant sa position x et son impulsion p, avec une précision

infinie. On peut donc représenter l'état de la particule par un point dans l'espace (x, p), c'est-à-dire par une distribution de Dirac. S'il existe des incertitudes statistiques sur ces deux variables, on introduit une fonction densité de probabilité $f(x, p)$ réelle positive et normalisée donnant la probabilité de trouver la particule en un point de l'espace des phases (x, p). La représentation graphique de cette fonction $f(x, p)$ caractérise parfaitement l'état, et la valeur moyenne de n'importe quelle observable $O(x, p)$ peut s'écrire comme la moyenne classique :

$$\langle O \rangle = \int f(x,p) O(x,p) dx dp \ . \tag{1.20}$$

Dans le cadre quantique, la description d'un état se heurte à une limite plus fondamentale que le seul bruit statistique : d'après le principe d'incertitude d'Heisenberg il n'est pas possible de déterminer simultanément deux variables conjuguées, comme x et p. Ce problème fut abordé pour la première fois par Wigner en 1932 et, en dépit de l'obstacle lié au principe d'incertitude, une fonction semblable à la densité de probabilité classique a pu être définie. Cette fonction est appelée fonction de Wigner, W, et conserve les caractéristiques principales d'une fonction de probabilité classique. Elle est toujours réelle, mais peut prendre des valeurs négatives, signature du caractère quantique des états décrits.

1.1.2.1 Fonction de Wigner W

Dans l'espace (x, p) on définit la fonction de quasiprobabilité dite de Wigner. Sa construction n'est pas résumée ici, nous nous contenterons de donner son expression et d'introduire son lien essentiel avec une observable facilement accessible expérimentalement : l'opérateur parité. Pour un état quantique du champ décrit par la matrice densité ρ, sa fonction de Wigner au point de coordonnée α du plan complexe s'écrit :

$$\begin{aligned} W(\alpha) &= 2\pi^{-1} Tr(D_\alpha^\dagger \rho D_\alpha (-1)^{a^\dagger a}) \\ &= 2\pi^{-1} Tr(D_\alpha^\dagger \rho D_\alpha \mathcal{P}) \\ &= 2\pi^{-1} \sum_n (-1)^n \langle n | D_\alpha^\dagger \rho D_\alpha | n \rangle \ , \end{aligned} \tag{1.21}$$

où la deuxième équation est obtenue de la première en exprimant la trace sur la base des états de Fock $|n\rangle$, et où $\mathcal{P} = (-1)^{a^\dagger a}$ est l'opérateur parité qui réalise une symétrie dans l'espace des phases par rapport à l'origine. La mesure de l'observable $\mathcal{P}$ correspond à mesurer la parité en terme de nombre de photons de l'état du champ. Le résultat de la mesure appartient à l'intervalle $[-1; 1]$, -1 correspondant à un état parfaitement impair comme par exemple $|1\rangle$, 1 à un état complètement pair comme $|0\rangle$. $W(\alpha)$ est donc la valeur moyenne de l'opérateur parité dans l'état du champ déplacé $\rho^{-\alpha} = D_\alpha^\dagger \rho D_\alpha$, l'opération $D_\alpha^\dagger \rho D_\alpha$ revenant à déplacer l'état du champ ρ par un état cohérent d'amplitude $-\alpha$.

La fonction de Wigner n'est pas toujours positive. Elle peut en effet prendre des valeurs comprises entre $-2\pi^{-1}$ et $2\pi^{-1}$, ce qui se déduit immédiatement de l'encadrement de la mesure de l'opérateur parité. Un lien étroit existe entre sa négativité et la non-classicité de l'état du champ correspondant, comme nous le verrons pour différents exemples d'états au paragraphe suivant.

1.1.2.2 Fonction de Husimi-Q

Il est également possible de définir une autre fonction de quasiprobabilité Q, dite de Husimi-Q, intermédiaire entre le cas des états cohérents et la fonction de Wigner, qui peut

être parfois plus simple à visualiser que la fonction de Wigner, comme par exemple pour les états de Fock. Pour un état quantique du champ décrit par la matrice densité ρ, sa fonction de Husimi-Q au point de coordonnée α du plan complexe s'écrit :

$$\begin{aligned} Q(\alpha) &= \pi^{-1} \langle 0| D_\alpha^\dagger \rho D_\alpha |0\rangle \\ &= \pi^{-1} \langle \alpha| \rho |\alpha\rangle \ . \end{aligned} \tag{1.22}$$

Elle mesure le recouvrement de l'état du champ déplacé $\rho^{-\alpha} = D_\alpha^\dagger \rho D_\alpha$ avec l'état vide $|0\rangle$, ou de manière équivalente le recouvrement de l'état ρ avec l'état cohérent α. On a $0 < Q < \pi^{-1}$, elle est donc toujours positive et s'apparente davantage à une probabilité classique. Elle est cependant beaucoup moins capable de mettre en évidence la non classicité d'états du champ comme l'illustre la négativité de la fonction de Wigner. Notons que donner W ou Q en tous les points du plan complexe est équivalent à décrire complètement l'état ρ.

1.1.3 Zoologie de quelques états de la lumière

Je présenterai dans cette partie les fonctions de Wigner et de Husimi-Q de quelques états particuliers du champ électromagnétique quantifié, introduisant les états manipulés expérimentalement dans les expériences présentées dans ce manuscrit.

1.1.3.1 État cohérent

Fonctions caractéristiques

Les fonctions de quasi-probabilité d'un état cohérent sont des distributions gaussiennes isotropes, d'écart-type $1/2$ pour la fonction de Wigner, et $1/\sqrt{2}$ pour la fonction de Husimi-Q. Pour un champ cohérent $|\alpha\rangle$ elles s'écrivent au point du plan complexe de coordonnée β :

$$W(\beta) = \frac{2}{\pi} e^{-2|\alpha-\beta|^2} \tag{1.23}$$

$$Q(\beta) = \frac{1}{\pi} e^{-|\alpha-\beta|^2} \tag{1.24}$$

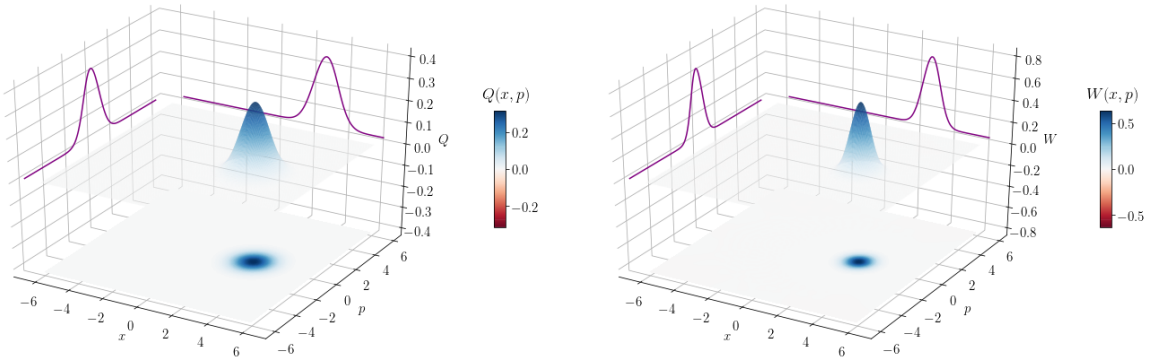
Elles sont présentées en figure 1.2 pour $|\beta\rangle$ avec $\beta = 2.5$ réel. Les fonctions caractéristiques de l'état vide $|0\rangle$ sont identiques, simplement translatées de $-\beta$ dans l'espace des phases.

Plan de Fresnel

Les états cohérents sont analogues à des états classiques. Il est donc naturel de pouvoir les représenter dans un espace des phases simple, similaire à ce qui existe en physique statistique classique. La définition d'un état cohérent $|\alpha\rangle$ dépend uniquement d'un nombre complexe α, ou encore de deux réels que sont sa partie réelle et sa partie imaginaire, ou encore son module et sa phase. En inversant le raisonnement de la section 1.1.1 on peut exprimer les valeurs moyennes des opérateurs quantifiés X et P dans l'état $|\alpha\rangle$:

$$\begin{aligned} \langle X \rangle &= \langle \alpha| X |\alpha\rangle = \mathrm{Re}(\alpha) \\ \langle P \rangle &= \langle \alpha| P |\alpha\rangle = \mathrm{Im}(\alpha) \end{aligned} \ . \tag{1.25}$$

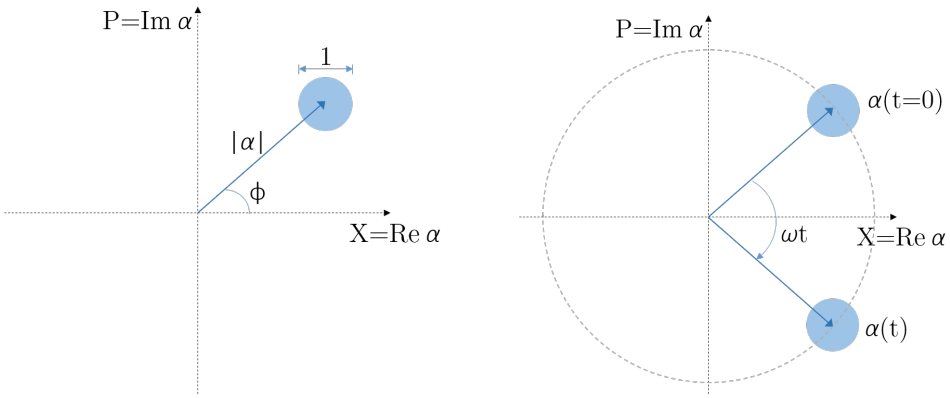
Ces deux quadratures sont donc les coordonnées du vecteur champ électrique dans le plan de Fresnel. D'après le principe d'incertitude de Heisenberg, ces deux observables conjuguées présentent une incertitude autour de leur valeur moyenne. On peut calculer



(a) (b)

FIGURE 1.2 – (a) Fonction de Husimi-Q d'un état cohérent $|\alpha\rangle$ avec $\alpha = 2.5$ réel. (b) Fonction de Wigner du même état. On représente également les coupes selon les axes parallèles à x et p et où la fonction est maximale

$\Delta X = \Delta P = 1/2$ et également montrer que cette incertitude est constante quelle que soit la direction du plan de Fresnel étudiée $aX + bP$ avec $a, b \in \mathbf{R}$ et $a^2 + b^2 = 1$. On représente donc un état cohérent par un vecteur $|\alpha\rangle$ dans le plan complexe, à l'extrémité duquel est tracé un disque de rayon $1/2$ (figure 1.3). Cela revient à représenter un état cohérent par une coupe de sa fonction de Wigner.



(a) (b)

FIGURE 1.3 – (a) Représentation schématique d'un état cohérent $|\alpha\rangle = e^{i\phi}|\alpha|$ dans le plan complexe. (b) Représentation de son évolution temporelle après un temps d'interaction t.

1.1.3.2 Champ thermique

Le champ électromagnétique piégé dans la cavité supraconductrice de nos expériences n'est pas complètement vide. Il existe diverses sources de rayonnement parasite, qui seront présentées dans la partie suivante, introduisant un champ thermique et donc un fond constant d'environ $n_{th} = 0.4$ photons. Il correspond à un état d'équilibre thermodynamique entre la cavité et un réservoir à la température T. La population dans les différents états de Fock suit donc une loi de Boltzmann, où la population dans un état dépend de l'énergie de l'état et de la température ($p(n) = e^{-E_n/k_bT}/Z$). Un champ thermique

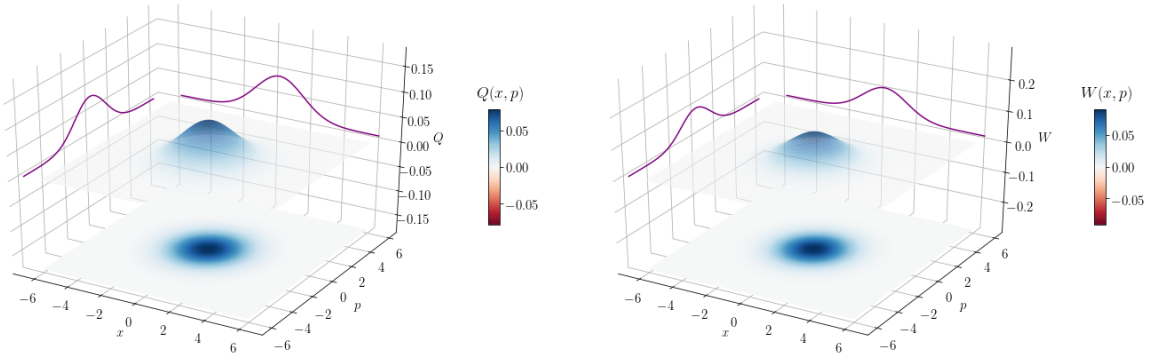
s'écrit comme un mélange statistique des différents états de Fock, dont les poids relatifs dépendent un nombre de photons moyen n_{th}.

$$\rho_{th} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n_{th}^n}{(n_{th}+1)^{n+1}} |n\rangle \langle n| \ . \tag{1.26}$$

Le lien entre la température T et le nombre de photons moyen n_{th} pour un mode à la fréquence ω s'écrit selon la statistique bosonique :

$$n_{th} = \frac{1}{e^{\hbar\omega/k_b T} - 1} \ . \tag{1.27}$$

Les fonctions caractéristiques d'un état thermique avec $n_{th} = 3$ sont présentés en figure 1.4. Il s'agit d'une gaussienne centrée à l'origine et plus étalée que celle d'un état cohérent. Pour la fonction de Wigner sa largeur est donnée par $\sqrt{\frac{2n_{th}+1}{2}}$.



(a) (b)

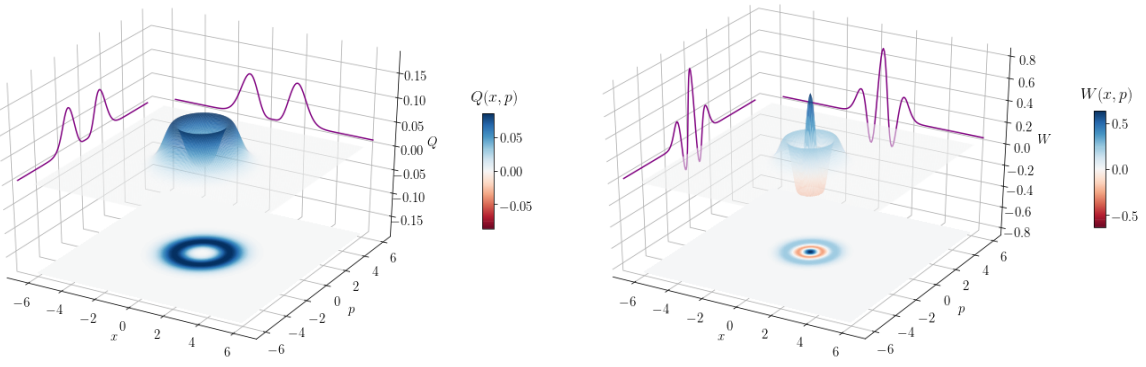
Figure 1.4 – (a) Fonction de Husimi-Q d'un état thermique $|\rho_{th}\rangle$ avec $n_{th} = 3$. (b) Fonction de Wigner du même état.

Les états présentés jusqu'ici sont des états purement classiques, qui peuvent être obtenus par couplage à une source classique (état cohérent) ou par équilibre thermodynamique avec un réservoir (état thermique). Nous verrons dans la suite des états pour lesquels la fonction de Wigner comporte une négativité, telle qu'on ne peut plus l'interpréter comme une densité de probabilité classique.

1.1.3.3 État de Fock

Les états de Fock, bien qu'apparaissant naturellement lors de la quantification théorique du champ, sont délicats à obtenir expérimentalement. Ils jouent cependant un rôle central dans l'étude du champ électromagnétique quantifié, et il nous a été possible de les générer expérimentalement dans l'expérience présentée dans la partie 4. Les fonctions caractéristiques de l'état de Fock $|2\rangle$ sont présentées dans la figure 1.5. La fonction Q prend la forme d'une couronne unique, dont le rayon est $\sqrt{n}$ dans le cas d'un état de Fock $|n\rangle$. La fonction de Wigner est une sorte de « chapeau mexicain » renversé, avec la présence de zones négatives caractéristiques de la non-classicité de l'état (pour $n \neq 0$). Ces négativités placées sur des couronnes intérieures sont contre-intuitives par rapport à l'image qu'on se fait d'un état de Fock, mieux illustrée par la fonction Q. Elles correspondent à des

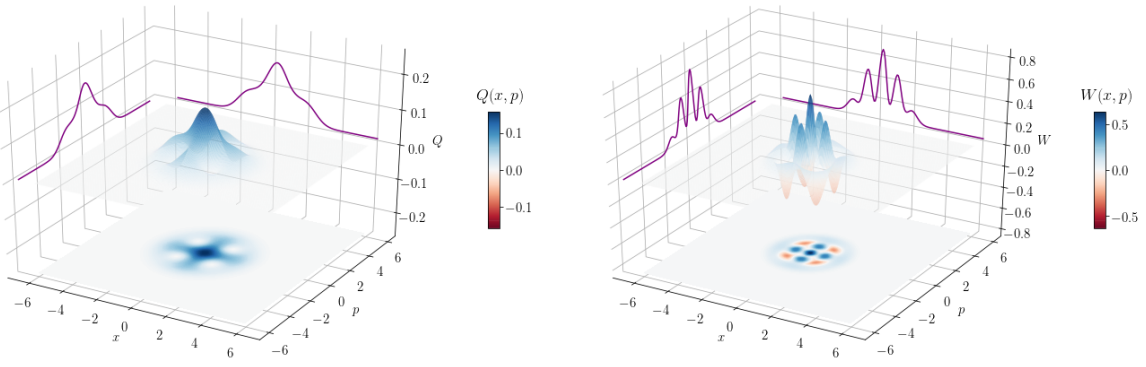
phénomènes d'interférence quantique. Il est intéressant de noter que les fonctions Q et W de l'état de Fock sont parfaitement symétriques par rotation autour de l'origine, signe que les états de Fock ne possèdent aucune information de phase.



(a) (b)

FIGURE 1.5 – (a) Fonction de Husimi-Q d'un état de Fock $|n\rangle$ avec $n = 2$. (b) Fonction de Wigner du même état.

L'interaction dispersive entre le mode électromagnétique de la cavité et un atome de Rydberg présentée en 4 nous a non seulement permis de générer des états de Fock dans la cavité mais également des superpositions d'états de Fock, poussant davantage l'étude expérimentale d'états quantiques du champ. Les fonctions caractéristiques de l'état superposé $(|0\rangle+|4\rangle)/\sqrt{2}$ sont présentées sur la figure 1.5. Elles présentent un motif d'interférence entre les deux fonctions des deux membres de la superposition $|0\rangle$ et $|4\rangle$, donnant naissance à une symétrie d'ordre 4. Cette symétrie se généralise en une symétrie d'ordre n pour un état $(|0\rangle + |n\rangle)/\sqrt{2}$.



(a) (b)

FIGURE 1.6 – (a) Fonction de Husimi-Q de l'état superposé $(|0\rangle + |4\rangle)/\sqrt{2}$. (b) Fonction de Wigner du même état.

1.1.3.4 Chat de Schrödinger

La différence entre les fonctions Q et W est particulièrement marquée lorsqu'on les compare pour un état somme de deux états cohérents. Cette superposition est appelée chat

de Schrödinger lorsque les deux phases des deux composantes cohérentes sont distinctes. Cet état est très intéressant car il représente la superposition de deux états quasi-classiques comme dans l'expérience de pensée de Schrödinger, la phase de l'état étant alors analogue à l'aiguille d'un appareil de mesure, ne pouvant en principe pas pointer dans deux directions en même temps. Plus précisément, on définit l'état chat $|\Psi_{chat,\pm}\rangle$ comme la somme de deux états cohérents de même amplitude réelle α et de phase opposée ϕ :

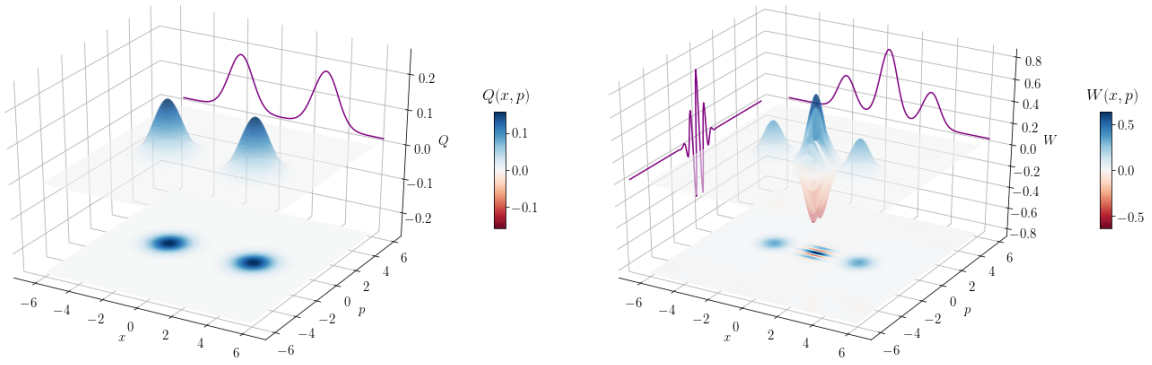
$$|\Psi_{chat,\pm}\rangle = \frac{1}{\mathcal{N}_\pm}(|\alpha e^{i\phi}\rangle \pm |\alpha e^{-i\phi}\rangle) \ , \tag{1.28}$$

où $\mathcal{N}_\pm$ est un facteur de normalisation. La taille de la superposition quantique est définie par le paramètre $D = |\alpha e^{i\phi} - \alpha e^{-i\phi}| = 2\alpha|\sin\phi|$ qui donne la distance entre les deux composantes dans l'espace des phases.

On s'intéresse particulièrement aux états dits pair et impair correspondant au cas où les deux champs cohérents sont en opposition de phase, ie $\phi = \pi$.

$$|\Psi_{pair}\rangle = \frac{1}{\mathcal{N}_+}(|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle) \tag{1.29}$$

$$|\Psi_{impair}\rangle = \frac{1}{\mathcal{N}_-}(|\alpha\rangle - |-\alpha\rangle) \tag{1.30}$$



(a) (b)

Figure 1.7 – (a) Représentation schématique d'un état chat de Schrödinger $|\Psi_{pair}\rangle = (|2.5\rangle + |-2.5\rangle)/\mathcal{N}_\pm$ dans le plan complexe. (b) Fonction de Wigner du même état.

Les fonctions caractéristiques du chat pair avec $\alpha = 2.5$ sont données en figure 1.7. On voit que sur la fonction Q ne sont visibles principalement que deux distributions gaussiennes correspondant aux deux composantes cohérentes [1]. Cette fonction n'est donc pas capable de faire la différence avec un mélange statistique de deux états cohérents, qui a, lui, un comportement tout à fait classique. La fonction de Wigner comprend également ces deux contributions gaussiennes, mais elle présente en plus un important signal d'interférence autour de l'origine de l'espace des phases, signal oscillant entre des valeurs positives et négatives. Ces oscillations sont la signature d'un comportement fortement non classique. Un calcul explicite [61] de la fonction de Wigner de l'état chat pair d'amplitude

1. Il y a en réalité des franges entre les deux composantes cohérentes mais elles sont d'amplitude exponentiellement petite donc impossible à discerner.

$|\alpha\rangle$ exprimée au point du plan complexe de coordonnées $\beta = p + iq$ mène à l'expression :

$$W(\beta) = \frac{1}{\pi(1+e^{-2|\alpha|^2})}(e^{-2|\alpha-\beta|^2} + e^{-2|\alpha+\beta|^2} + 2e^{-2|\beta|^2}\cos[4\mathrm{Im}(\beta\alpha^*)]) \ . \tag{1.31}$$

Les deux premiers membres de la somme sont associés aux deux parties cohérentes de l'état chat, le dernier est le terme décrivant les processus d'interférence quantique. Il est intéressant de noter que le contraste de ces oscillations ne dépend pas des deux champs contenus dans la superposition. Cela justifie pourquoi la fonction de Wigner est également très utile pour caractériser les processus de décohérence. En effet, sous l'effet de la décohérence que nous étudierons dans nos expériences, l'état chat va petit à petit tendre vers un mélange statistique de deux composantes cohérentes. Quel que soit le chat initial, l'étude du contraste de ces oscillations nous permettra donc d'estimer ce processus. Notons par ailleurs que la période de ces oscillations est directement liée à la taille D du chat. En notant w la pulsation des oscillations on a $w = 2D$. La mesure de ces oscillations, que l'on peut voir comme les « moustaches » du chat, suffit donc pour caractériser complètement la non-classicité, la décohérence, ainsi que la taille du chat étudié.

Enfin, notons que $|\Psi_{pair}\rangle$ et $|\Psi_{impair}\rangle$ sont des vecteurs propres de l'opérateur parité comme le montre leur décomposition dans la base des états de Fock.

$$|\Psi_{pair}\rangle = \frac{2e^{-|\alpha|^2/2}}{\mathcal{N}_+} \sum_{n \text{ pair}} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \tag{1.32}$$

$$|\Psi_{impair}\rangle = \frac{2e^{-|\alpha|^2/2}}{\mathcal{N}_-} \sum_{n \text{ impair}} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \tag{1.33}$$

Ceci justifie leur qualification de « pair » et « impair ». La figure 1.8 illustre cette propriété : la population de chacun des états pair et impair est concentrée respectivement sur les états de Fock pair ou impair en nombre de photons. Les caractéristiques remarquables de la fonction de Wigner d'un état chat de Schrödinger ne sont donc pas étrangères à la correspondance entre W et la mesure de la valeur moyenne de l'opérateur parité décrite dans la section 1.1.2.1. Cela nous sera utile expérimentalement pour caractériser un état et estimer sa similarité avec un état chat de Schrödinger.

1.2 L'atome de Rydberg circulaire, sonde élémentaire

Dans le cadre de l'électrodynamique quantique en cavité, la préparation et la mesure d'états quantiques du champ n'est possible que par l'intermédiaire d'un atome fortement couplé placé dans cette cavité, l'atome jouant alors le rôle de sonde. Le couplage entre ces deux sous-systèmes simples donne lieu à des phénomènes extrêmement riches qui serons décrits dans la partie 1.3. Nous présentons ici les principales caractéristiques de l'atome choisi, qui pour notre expérience est l'isotope 85 du rubidium, et le processus menant à sa préparation dans l'état dit circulaire.

1.2.1 Propriétés

Les états de Rydberg circulaires sont des états d'un atome hydrogénoïde de très grand nombre quantique principal n (état de Rydberg) et dont les nombres quantiques orbital

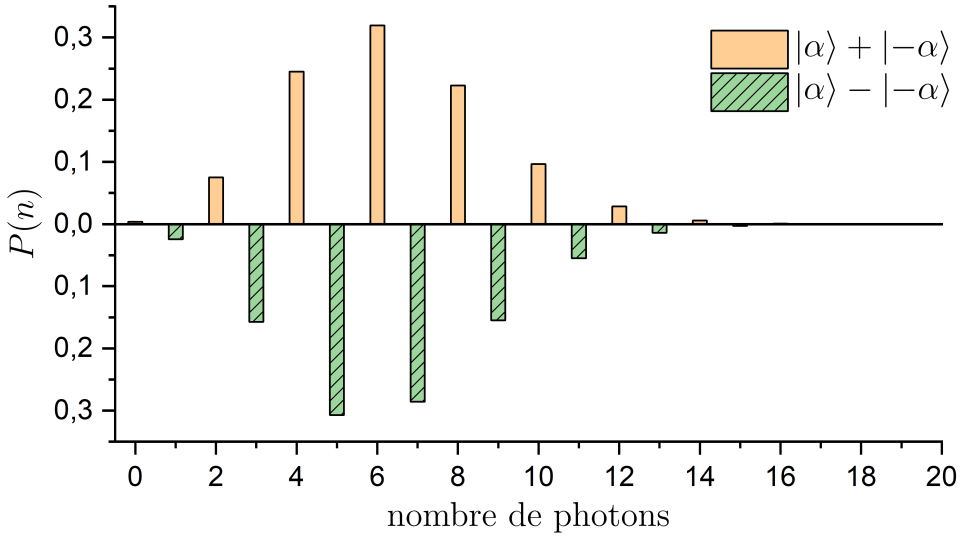


Figure 1.8 – Populations en termes de nombre de photons pour les états chat pair et impair $|\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle$ avec $\alpha = 2.5$. Les populations du chat impair sont artificiellement renversées pour plus de lisibilité.

l et magnétique m sont maximaux : $l = m = n - 1$. Ces états sont appelés « circulaires » car la fonction d'onde de l'électron de valence a la forme d'un tore dont l'image classique correspond à une trajectoire circulaire de l'électron autour du cœur (PRL Kleppner 83). L'ensemble coeur-électron de valence présente l'intérêt d'avoir un grand élément de matrice dipolaire **d**, ainsi qu'un long temps de vie, permettant un grand couplage au champ, pendant un long temps d'interaction.

1.2.1.1 Atome hydrogénoïde

Le rubidium est un atome appartenant à la famille des alcalins, c'est-à-dire qu'il ne comporte qu'un électron de valence orbitant autour du cœur constitué du noyau et des couches électroniques internes. Une fois placé dans un état de Rydberg circulaire, donc dans un état proche du seuil d'ionisation où l'électron suit une trajectoire circulaire loin du noyau, l'électron de valence est suffisamment éloigné du cœur pour pouvoir décrire les niveaux d'énergie très simplement. En effet, les effets de polarisation et de pénétration liés à l'interaction avec le cœur sont alors très faibles et on peut négliger les structures fines et hyperfines, à tel point que les niveaux d'énergie ne dépendent en très bonne approximation plus que du nombre quantique principal n. L'énergie de l'atome circulaire caractérisé par $l = m = n - 1$ et noté $|nc\rangle$ est donnée par :

$$E_n = -\frac{R_y^*}{n^2} \ , \tag{1.34}$$

où R_y^* est la constante de Rydberg modifiée pour tenir compte de la masse du coeur. Les états circulaires du rubidium se comportent donc comme les états d'un atome d'hydrogène dont la masse est remplacée par la masse du coeur du rubidium. La fréquence des transitions utilisées peut se calculer aisément, et on a entre les niveaux $|(n-1)c\rangle$ et

$|nc\rangle$:

$$\omega_n = \frac{R_y^*}{\hbar}\left(\frac{1}{(n-1)^2} - \frac{1}{n^2}\right) \propto \frac{1}{n^3} \ . \tag{1.35}$$

Elle varie en n^{-3} et pour les transitions utilisées expérimentalement appartient au domaine micro-onde, autour de 50 GHz. Cette fréquence correspond à des longueur d'onde d'environ 6 mm. On introduit sur la figure 1.9 les principaux niveaux utilisés ainsi que les notations utilisées dans la suite du manuscrit, c'est-à-dire $|52c\rangle$, $|51c\rangle$ et $|50c\rangle$ notés respectivement $|h\rangle$, $|e\rangle$ et $|g\rangle$ pour leur rôle lors du couplage avec le champ de la cavité.

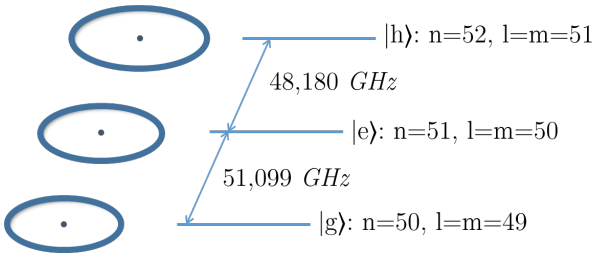


FIGURE 1.9 – Principaux niveaux d'énergie du Rubidium utilisés dans ce manuscrit et notations associées. Les trois niveaux $|52c\rangle$, $|51c\rangle$ et $|50c\rangle$ sont notés respectivement $|h\rangle$, $|e\rangle$ et $|g\rangle$ pour leur rôle lors du couplage avec le champ de la cavité.

1.2.1.2 Un grand dipôle électrique

Un dipôle $\mathbf{d}$ se couple avec le champ électromagnétique de la cavité E selon le terme de couplage $\mathbf{d}.E$. Pour atteindre le régime de couplage fort il est donc essentiel d'utiliser l'atome sur une transition où l'élément de dipôle est important. On peut calculer la composante σ^+ de l'élément de dipôle $\mathbf{d}_n = \langle nc|\,\mathbf{d}\,|(n-1)c\rangle$ entre deux niveaux circulaires adjacents [61] :

$$|\mathbf{d}_n| = n^2 e \frac{a_0}{\sqrt{2}} \ . \tag{1.36}$$

Pour la transition qui nous intéresse ($n = 51$), on trouve $|\mathbf{d_{51}}| = 1776.ea_0$. Cette valeur est très grande à l'échelle atomique, comparable au dipôle que formerait une charge e oscillant avec une amplitude de $\approx 100\,\text{nm}$. Les atomes de Rydberg sont donc des atomes géants, véritables antennes très sensibles aux champs électriques et donc capables de se coupler au champ infinitésimal de la cavité.

1.2.1.3 Un grand temps de vie

Le grand dipôle présenté au paragraphe précédent entraîne un couplage important non seulement au champ de la cavité mais aussi aux fluctuations du vide quantique responsables de l'émission spontanée. Cependant, le niveau $|nc\rangle$ n'a qu'un nombre limité de canaux de désexcitation. En effet, les règles de sélection impliquent $|\Delta m| \leq 1$, ne permettant au niveau considéré de ne se désexciter que dans le niveau circulaire $|(n-1)c\rangle$ en ce qui concerne les niveaux de la multiplicité inférieure $n-1$. A travers les processus d'absorption thermique, il est en principe possible d'atteindre d'autres niveaux de la multiplicité supérieure $n+1$ que le seul niveau circulaire. En considérant cependant les ordres de grandeur des éléments de couplage dans les conditions de l'expérience il est en très bonne approximation possible de restreindre les canaux de désexcitation aux

seuls niveaux circulaires adjacents $\{|n'c\rangle\}_{n'=n\pm1}$. Ainsi, lorsque la température T est plus petite que 2 K, l'état circulaire $|nc\rangle$ se couple uniquement avec l'état circulaire inférieur $|(n-1)c\rangle$. Le taux d'émission spontanée de cette transition, qui est donc l'inverse de la durée de vie radiative du niveau $|nc\rangle$ est alors donné par l'expression :

$$\Gamma_n = \tau_n^{-1} = \frac{\omega_{n-1}^3 |\mathbf{d}_{n-1}|^2}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \ . \tag{1.37}$$

En explicitant les contributions de la fréquence et de l'élément de dipôle, on note que le temps de vie est proportionnel à n^5 et donc d'autant plus important que n est grand. Les états de Rydberg circulaires sont donc particulièrement stables. On trouve pour l'état circulaire $n = 52$ une durée de vie de 33.7 ms. Cela est largement plus important que le temps d'interaction avec la cavité qui est de l'ordre de 500 µs pour les expériences présentées dans ce manuscrit et on pourra donc supposer que les états circulaires sont stables lors de l'interaction. En revanche, contrairement aux expériences de CQED menées auparavant, le temps de vie des atomes n'est plus négligeable à l'échelle du temps de vol total dans l'expérience de la préparation à la détection. Il faudra alors minimiser expérimentalement les effets des processus d'émission spontanée dans les niveaux adjacents (cf 2.4.3) pour obtenir des mesures de population fiable. En effet le temps de vol total est d'environ 8 ms et on peut estimer l'émission spontanée pour cette période qui vaut :

$$1 - e^{-t_{vol}\Gamma_{52}} \approx 20\% \ . \tag{1.38}$$

Ces estimations sont uniquement valables à température nulle. Lorsque la température augmente, les photons thermiques peuvent participer aux processus d'émission stimulée vers l'état circulaire supérieur, ainsi qu'amplifier le processus d'émission spontanée vers l'état circulaire inférieur, limitant davantage le temps de vie du niveau considéré. Cela justifie en partie le choix de travailler dans des conditions cryogéniques lorsque nous manipulerons ces atomes de Rydberg.

1.2.1.4 Comportement en présence d'un champ électrique directeur

En l'absence totale de champ électrique et magnétique, les états de Rydberg ciculaires sont dégénérés avec les $\approx$ 2500 autres états $|n, l, m\rangle$ de la multiplicité d'énergie E_n. La moindre perturbation, par exemple un champ électrique parasite, conduira dans ce cas à mélanger l'état circulaire avec tous ces autres états. Il est donc absolument nécessaire de lever la dégénérescence, cela étant fait en appliquant un champ électrique directeur qui fixe un axe de quantification et brise la symétrie sphérique par effet Stark.

En présence de ce champ électrique directeur, la dégénérescence des niveaux de même nombre quantique principal n est levée. La brisure de la symétrie sphérique s'accompagne d'un changement des états propres de l'atome. Si m reste un bon nombre quantique car le système est invariant par rotation autour de l'axe vertical défini par le champ directeur, l n'est plus un bon nombre quantique. Les nouveaux états propres sont les états dits « paraboliques », définis par m et un nouveau nombre quantique appelé parabolique n_1 qui peut prendre les valeurs entières entre 0 et $n-|m|-1$. Il est toujours possible de parler d'état circulaire car il demeure état propre dans cette nouvelle base : en effet comme il n'existe dans la multiplicité n qu'un seul niveau dont le nombre quantique m est égal à $n-1$, cet état est le même dans les deux bases ($|nc\rangle = |n, l = n-1, m = n-1\rangle = |n, l = n-1, n_1 = 0\rangle$). La figure 1.10 montre comment la levée de la dégénérescence pour la multiplicité $n = 52$

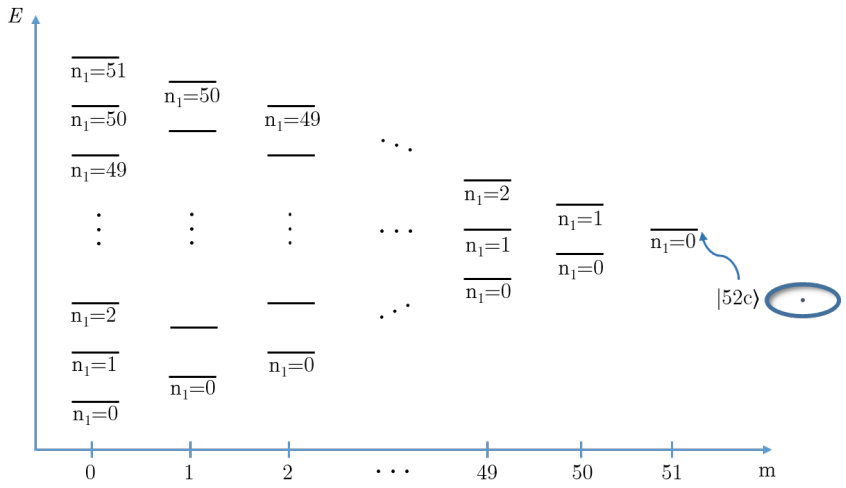


FIGURE 1.10 – Diagramme d'énergie du niveau $n = 52$ du rubidium en champ électrique élevé pour $m > 0$.

s'effectue : les différents niveaux s'écartent dans une forme de « parapluie » en raison de l'effet Stark. L'effet Stark linéaire, principal responsable de la séparation en énergie, vaut pour deux niveaux de même nombre quantique n et n_1 et de moment magnétique m différent d'une unité ω_{Stark} =100 MHz $(\mathrm{V/cm})^{-1}$. Les états circulaires ne sont sensibles qu'à l'effet Stark quadratique, plus faible, et la fréquence de la transition par exemple entre les niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$ n'est déplacée que de $-255\,\mathrm{kHz}\,(\mathrm{V/cm})^{-2}$.

1.2.2 Préparation des états de Rydberg circulaires

La préparation des états de Rydberg circulaires est complexe, car elle demande de fournir à la fois beaucoup d'énergie pour atteindre des nombres quantiques principaux élevés, et beaucoup de moment cinétique pour atteindre l'état de moment cinétique maximal. Des excitations optiques permettent d'apporter l'énergie nécessaire pour arriver dans les niveaux de Rydberg, mais les règles de sélection limitent le transfert de moment cinétique à un unique quantum par photon absorbé, interdisant la solution optique pour atteindre le niveau circulaire. Dans nos expériences, les processus de circularisation se font donc en deux étapes : d'abord l'absorption de plusieurs photons optiques pour préparer un état de Rydberg de faible moment cinétique, puis le transfert de cet état vers l'état circulaire par l'absorption de multiples photons radiofréquences porteurs de l'excitation en moment cinétique. Le processus utilisé dans nos expériences est résumé sur le schéma 1.11.

Lors de la première étape, il est préférable de rester en champ électrique faible car c'est là que les éléments de matrice des transitions optiques sont les plus grands. Trois transitions optiques adressées par trois lasers dans le domaine du rouge et de l'infrarouge permettent d'arriver dans le niveau de Rydberg $|52f, m = 2\rangle$ de la multiplicité $n = 52$. Il est important de noter que l'atome de rubidium n'est pas parfaitement hydrogénoïde, et pour les bas moments cinétiques, la contribution des électrons du cœur n'est pas négligeable. L'énergie des niveaux est déplacée, ce que l'on détruit par l'introduction d'un « défaut quantique » qui modifie le nombre quantique principal pour décrire correctement le spectre d'énergie. Le spectre est ainsi irrégulier pour $m \leq 2$ et certains niveaux sont non dégénérés même à champ faible, ce qui est essentiel ici puisqu'il permet l'excitation optique d'un niveau de Rydberg bien précis.

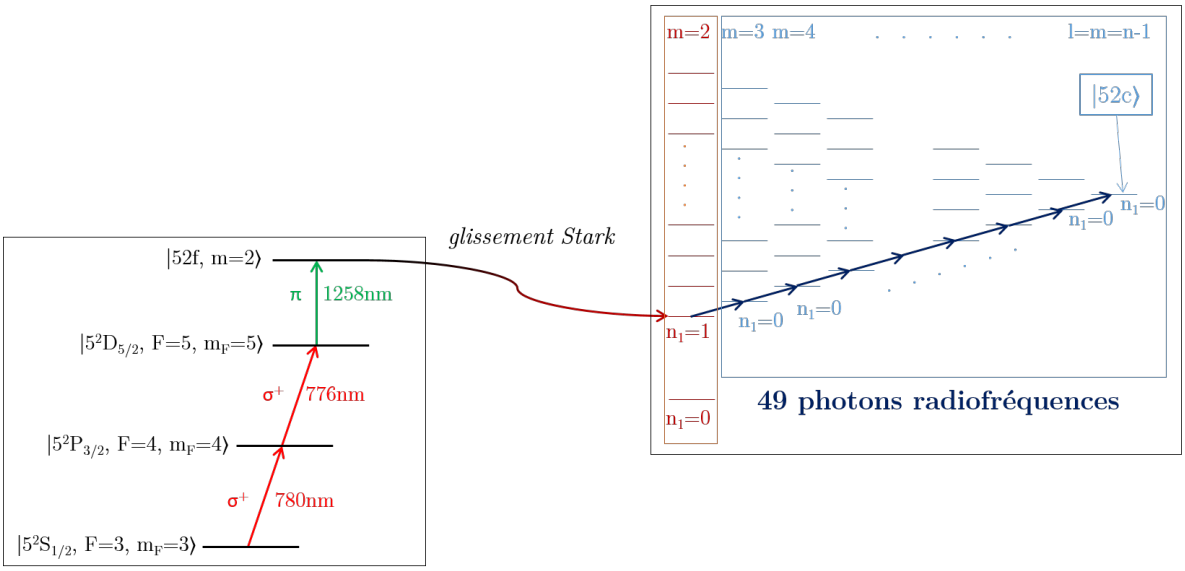


Figure 1.11 – Schéma d'excitation des états circulaires du rubidium 85 en deux étapes : préparation dans un état de Rydberg par 3 transitions optiques successives, puis transfert du moment cinétique nécessaires pour rejoindre l'état circulaire à l'aide de 49 photons radiofréquences polarisés σ^+

Une fois excité dans ce niveau de Rydberg il reste à réaliser la deuxième étape : le transfert de moment cinétique pour arriver dans l'état circulaire, appelée circularisation. Pour cela le champ électrique est augmenté progressivement et l'état $|52f, m = 2\rangle$ se connecte adiabatiquement sur un état parabolique de faible moment angulaire $|n = 52, n_1 = 1, m = 2\rangle$. Cet état se comporte alors comme un niveau hydrogénoïde représenté sur la figure 1.10. Du niveau $|n = 52, n_1 = 1, m = 2\rangle$ jusqu'au niveau circulaire $|n = 52, n_1 = 0, m = 51\rangle$ toutes les transitions peuvent ensuite être induites par le même champ radiofréquence. Elles sont réalisées à un champ de 2.4 V/cm lorsque la fréquence de transition ω_{Stark} entre deux niveaux adjacents introduite en 1.2.1.4 vaut 230 MHz. Toute la subtilité du processus de circularisation repose dans la dégénérescence entre les transitions $\Delta n_1 = 0$, $\Delta m = \pm 1$. Pour lever la dégénérescence avec les transitions parasites $\Delta m = -1$ la solution retenue historiquement dans les expériences de CQED était d'appliquer un champ magnétique qui par effet Zeeman modifiait la fréquence des transitions σ^+ par rapport aux transitions σ^- (ref Nussenzveig 1993). La manipulation d'atomes lents comme c'est le cas de l'expérience décrite ici interdit ce mécanisme, les atomes devant être préparés au sein même de la cavité supraconductrice, forçant par définition l'absence de champ magnétique. Pour surmonter cette difficulté, une nouvelle technique permettant de générer dans la cavité un champ polarisé purement σ^+ a été mise au point ces dernières années. La génération expérimentale de ce champ sera résumée en 2.2.6 mais l'ensemble de la justification théorique et de sa mise en place se trouve détaillé dans signoles (ref PRL 2017 et sa thèse).

1.2.3 Atome à deux niveaux

1.2.3.1 Un système fermé

Comme introduit dans la partie 1.2.1.3, les canaux de désexcitation de l'état circulaire sont restreints. Cependant, pour faire des expériences d'électrodynamique quantique en cavité, il est primordial de pouvoir se ramener à un système équivalent à un atome à

deux niveaux afin de simplifier le cadre théorique, comme nous le verrons dans la suite. Une fois l'atome circularisé dans le niveau $|52c\rangle = |h\rangle$, il n'interagit pas avec la cavité car les fréquences des transitions accessibles sont trop éloignées de la fréquence de la cavité, choisie résonnante avec la transition $|51c\rangle \leftrightarrow |50c\rangle$. Il est donc possible de l'utiliser comme niveau accessoire indépendant des interactions atome-cavité. Ces interactions sont concentrées sur les transitions entre la multiplicité $n = 51$ et celle $n = 50$ (voir figure 1.12). Si le niveau $|51c\rangle = |e\rangle$ ne se couple qu'au niveau $|50c\rangle = |g\rangle$ par les règles de sélection, le niveau $|g\rangle$ est lui couplé à plusieurs niveaux de la multiplicité 51 : il peut se coupler avec les niveaux $|n = 51, n_1 = 0, m = 49\rangle$ et $|n = 51, n_1 = 1, m = 49\rangle$ par des transitions π, avec le niveau $|n = 51, n_1 = 0, m = 48\rangle$ par une transition σ^- et enfin avec le niveau désiré $|e\rangle = |n = 51, n_1 = 0, m = 50\rangle$ par une transition σ^+. La présence d'un champ électrique lève la dégénérescence entre les deux transitions σ et les transitions π, mais les deux transitions σ restent dégénérées. La figure 1.12 présente les deux transitions concernées ainsi que l'élément de couplage dipolaire que l'on peut calculer. On observe alors que le couplage de la transition circulaire-circulaire est environ 70 fois plus important que celui de l'autre transition. Il est donc en très bonne approximation possible de considérer la transition $|e\rangle - |g\rangle$ comme une transition fermée.

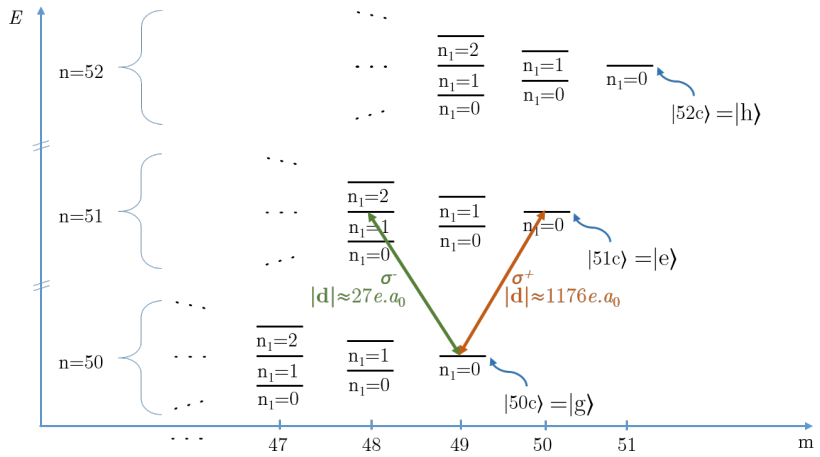


FIGURE 1.12 – Diagramme d'énergie des niveaux d'intérêt $n = 50, 51, 52$ du rubidium en champ électrique élevé pour $m > 47$. L'élément de couplage dipolaire est mis en évidence pour les deux transitions d'intérêt.

On pourra donc restreindre l'étude théorique de notre système aux seuls niveaux $|g\rangle$, $|e\rangle$, et $|h\rangle$ et présenter l'interaction entre l'atome et le champ de la cavité dans le formalisme de l'atome à deux niveaux, l'état $|h\rangle$ étant découplé du mode de la cavité.

1.2.3.2 La sphère de Bloch

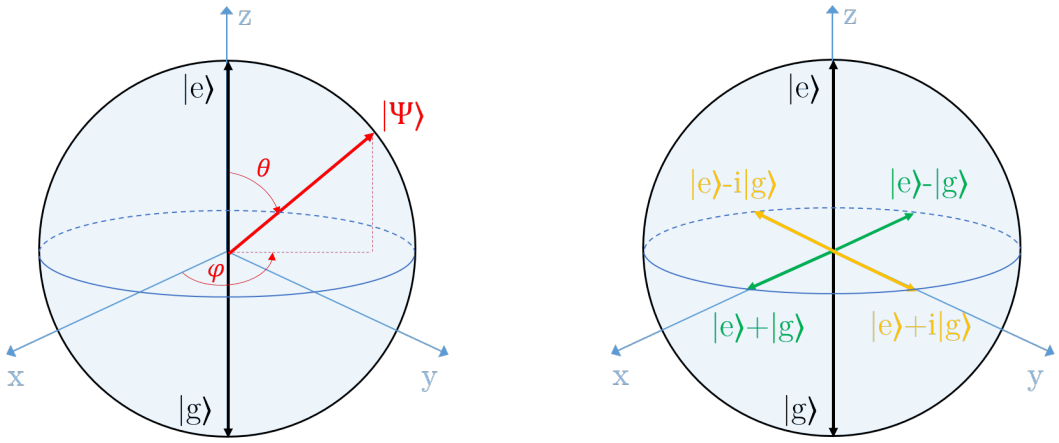
Dans ce cadre il est utile d'introduire la représentation de la sphère de Bloch. D'après le paragraphe précédent on peut restreindre la description théorique de l'atome au cadre de l'atome à deux niveaux, analogue à n'importe quel spin 1/2. On assimile pour cela les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ aux états propres $|+\rangle_z$ et $|-\rangle_z$ de la matrice de Pauli σ_z. Les matrices de Pauli s'écrivent dans la base $\{|+\rangle_z, |-\rangle_z\}$ selon :

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}; \quad \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}. \tag{1.39}$$

Les matrices de Pauli, complétées par l'identité $\mathbf{1}$, forment une base de l'espace vectoriel des matrices hermitiennes de dimension 2. Toute matrice densité décrivant l'état de l'atome ρ_{at} peut donc se décomposer dans cette base à l'aide de 4 paramètres réels. Le choix indifférent de la phase globale réduit ce nombre de paramètres libres à 3. On peut écrire la matrice densité selon :

$$\rho_{at} = \frac{1}{2}(\mathbf{1} + \mathbf{u}.\boldsymbol{\sigma}) \ . \tag{1.40}$$

L'état est complètement défini par le vecteur de Bloch qui s'écrit en coordonnées cartésiennes $\mathbf{u} = u_x\mathbf{n_x} + u_y\mathbf{n_y} + u_z\mathbf{n_z}$. De part la normalisation de la matrice densité, ce vecteur évolue dans une boule de rayon 1. Il existe donc une bijection entre les matrices densité d'états physiquement atteignables et les points d'une boule de rayon unité. En particulier, on a pour un état pur $\mathrm{Tr}(\rho_{at}) = 1$. Tous les points situés sur la sphère, associés à des vecteurs $\mathbf{u}$ de norme 1, correspondent donc à des états purs. La représentation d'un tel état $|\Psi\rangle$ est montrée sur la figure 1.13 a), décrit à l'aide de ses coordonnées sphériques θ et φ. Réciproquement, tous les vecteurs de norme inférieure à 1 représentent des états mélanges statistiques. Dans la suite, on adoptera donc le formalisme de la sphère de Bloch pour décrire visuellement l'état de l'atome lorsqu'il évolue dans le sous-espace $\{|e\rangle, |g\rangle\}$. L'état $|e\rangle$ correspond au pôle nord et l'état $|g\rangle$ au pôle sud. Un certain nombre d'états utiles dans la suite sont présentés sur la figure 1.13 b).



(a) (b)

Figure 1.13 – (a) Représentation schématique d'un état quantique quelconque $|\Psi\rangle$ sur la sphère de Bloch (b) Représentation de quelques états d'intérêt.

1.3 Interaction atome-champ

La description théorique de l'interaction entre l'atome de Rydberg et le champ électromagnétique contenu dans la cavité permet de modéliser complètement les résultats expérimentaux présentés dans cette thèse. Si un modèle semi-classique permet de rendre compte de certains phénomènes de base, la description quantifiée du champ se révèle essentielle pour comprendre l'électrodynamique quantique en cavité. Après avoir étudié le cas de l'interaction entre un atome à deux niveaux et une source classique, nous présenterons

dans cette section le hamiltonien de Jaynes-Cummings décrivant le couplage dans le cas général d'un spin 1/2 couplé à un oscillateur harmonique, c'est-à-dire de notre atome à deux niveaux avec le champ quantifié du mode de la cavité. Enfin, les deux cas d'un régime résonnant et d'un régime dispersifs seront détaillés, introduisant par une approche théorique les expériences menées au cours de cette thèse.

1.3.1 Interaction avec une source classique

Le formalisme de la sphère de Bloch est particulièrement commode pour décrire l'interaction entre un atome à deux niveaux et une source classique. En effet, il permet de voir toute évolution unitaire comme une rotation du vecteur de Bloch. Dans le cas de cette évolution semi-classique, l'intrication entre les deux sous-systèmes peut être négligée et l'évolution de l'atome peut être estimée indépendamment de celle du champ. Cette évolution est régie par le hamiltonien défini comme :

$$H = H_{at} + H_{cl} \ . \tag{1.41}$$

Le terme H_{at} décrit l'évolution libre et s'écrit :

$$H_{at} = \frac{\hbar\omega_{at}}{2}(|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|) = \frac{\hbar\omega_{at}}{2}\sigma_z \ , \tag{1.42}$$

où on a choisi l'origine des énergies entre les deux niveaux. Le Hamiltonien d'interaction avec le champ classique $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E_0}\cos(\omega_{cl}t + \varphi)$ s'écrit lui :

$$H_{cl} = -\mathbf{d}.\mathbf{E} \ , \tag{1.43}$$

où $\mathbf{d}$ est l'opérateur dipôle électrique de l'atome. Ses éléments diagonaux sont nuls, ce qui peut se justifier par un simple argument de symétrie. On a $\mathbf{d} = q\mathbf{r}$, or tout état propre $|\Psi\rangle$ a une parité bien définie donc on a $\langle\Psi|\,\mathbf{d}\,|\Psi\rangle = 0$ car cela revient à calculer l'intégrale sur l'espace d'une fonction impaire. Cela est donc vrai en particulier pour $|e\rangle$ et $|g\rangle$. L'opérateur dipôle électrique peut donc s'écrire, en fonction de l'élément de matrice dipolaire $\mathbf{d_{eg}}$ que l'on suppose ici réel :

$$\mathbf{d} = \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{d_{eg}} \\ \mathbf{d_{eg}} & 0 \end{pmatrix} = \mathbf{d_{eg}}\sigma_x = \mathbf{d_{eg}}(\sigma_+ + \sigma_-) \ , \tag{1.44}$$

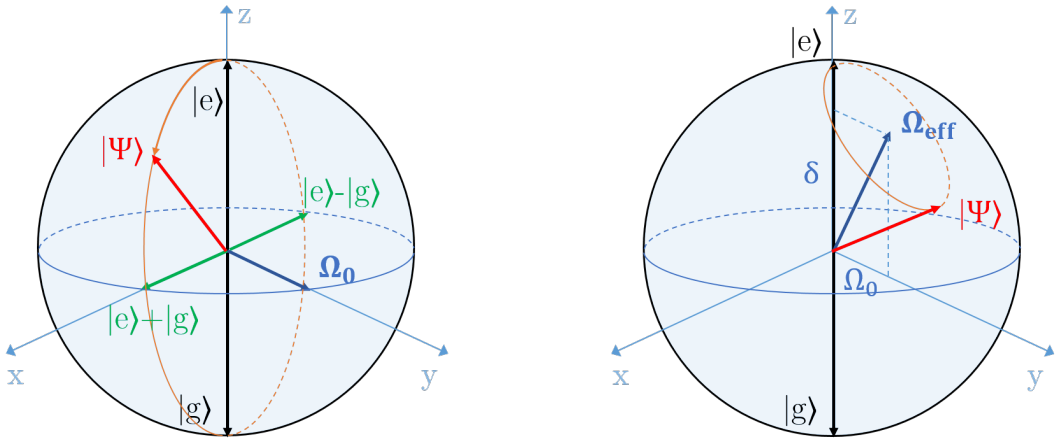
où on a introduit les opérateurs d'échelle $\sigma_+ = |e\rangle\langle g|$ et $\sigma_- = |g\rangle\langle e|$.

En se plaçant dans le référentiel tournant à la fréquence de la source classique ω_{cl} et en appliquant l'approximation séculaire [61] qui revient à éliminer des termes oscillants rapidement nous arrivons à l'expression d'un hamiltonien indépendant du temps :

$$\tilde{H} = \frac{\hbar\delta}{2}\sigma_z - \frac{\hbar\Omega_0}{2}(\sigma_x\cos(\varphi) + \sigma_y\sin(\varphi)) \ , \tag{1.45}$$

où $\delta = \omega_{at} - \omega_{cl}$ est le désaccord entre la fréquence de la transition atomique et celle du champ classique et Ω_0 est la fréquence de Rabi quantifiant l'intensité du couplage $\Omega_0 = \frac{\mathbf{d}.\mathbf{E_0}}{\hbar}$. Ce hamiltonien peut se réécrire :

$$\tilde{H} = \frac{\hbar}{2}\mathbf{\Omega_{eff}}.\sigma \ , \tag{1.46}$$



(a) (b)

Figure 1.14 – Effet d'une impulsion micro-onde classique sur le vecteur de Bloch d'un atome initialement préparé dans l'état $|e\rangle$ (a) Dans le cas résonant c'est une rotation autour vecteur $\mathbf{\Omega_0}$ aligné ici avec l'axe $\mathbf{n_y}$ à une pulsation Ω_0 (b)Dans le cas dispersif c'est une rotation autour vecteur $\mathbf{\Omega_{eff}}$ à une pulsation $\sqrt{{\Omega_0}^2 + \delta^2}$.

avec $\mathbf{\Omega_{eff}} = -\Omega_0 \cos(\varphi)\mathbf{n_x} - \Omega_0 \sin(\varphi)\mathbf{n_y} + \delta\mathbf{n_z}$. Ce hamiltonien est celui d'un spin 1/2 plongé dans un champ magnétique extérieur effectif $\mathbf{\Omega_{eff}}$, faisant un parallèle avec le cadre de la résonance magnétique nucléaire (RMN). Pendant l'interaction avec une source classique, le vecteur de Bloch $\mathbf{u}$ de l'état $|\Psi\rangle$ précesse autour du vecteur $\mathbf{\Omega_{eff}}$ à une fréquence $|\mathbf{\Omega_{eff}}| = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2}$. Ce comportement est représenté sur la figure 1.14(b).

Dans le cas particulier où l'on se place à résonance ($\delta = 0$), avec par exemple une phase $\varphi = -\pi/2$, alors le vecteur $\mathbf{\Omega_{eff}}$ est aligné avec l'axe $\mathbf{n_y}$. Le vecteur $\mathbf{u}$ précesse donc autour du vecteur $\Omega_0\mathbf{n_y}$ à la pulsation Ω_0 (figure 1.14(a)). Dans cette situation les états propres du hamiltonien se calculent aisément. Ils sont notés $|+\rangle$ et $|-\rangle$ et sont définis par :

$$\begin{aligned} |+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle + |g\rangle) \\ |-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle - |g\rangle) \end{aligned} . \tag{1.47}$$

Ces deux états propres ont pour énergie respectivement $\frac{\hbar\Omega_0}{2}$ et $-\frac{\hbar\Omega_0}{2}$. Si l'atome est préparé initialement dans l'état $|e\rangle$, alors on peut le décomposer dans la base des états propres et écrire son état après une interaction de durée t comme :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-i\Omega_0 t/2}\,|+\rangle + e^{i\Omega_0 t/2}\,|-\rangle) \,. \tag{1.48}$$

La valeur moyenne de l'opérateur σ_z et la probabilité de détecter l'atome dans l'état $|e\rangle$ qui s'en déduit s'écrivent alors comme :

$$\langle\sigma_z(t)\rangle = \cos(\Omega_0 t) \tag{1.49}$$

$$P_e(t) = |\langle e|\Psi(t)\rangle|^2 = \frac{1 + \langle\sigma_z(t)\rangle}{2} = \frac{1}{2}(1 + \cos(\Omega_0 t)) \,. \tag{1.50}$$

La probabilité de détecter l'atome dans $|e\rangle$ oscille donc entre 0 et 1 selon une loi sinusoïdale, phénomène appelé oscillation de Rabi classique. Ce comportement peut être interprété comme l'interférence entre les deux états propres $|+\rangle$ et $|-\rangle$. La préparation initiale dans $|e\rangle$ place l'atome dans une superposition des deux états propres. En raison de leur énergie différente, chaque composante acquiert au bout d'un temps t une phase différente puis elles sont recombinées lors de la mesure. Les oscillations correspondent à la figure d'interférence de ces deux chemins possibles.

Il est intéressant de noter quelques durées d'interaction intéressantes pour la manipulation individuelle d'un atome préparé initialement dans l'état $|e\rangle$. Après un temps défini par $\Omega_0 t = \pi/2$ ou *impulsion* $\pi/2$, une superposition cohérente est créée :

$$|\Psi(t = \pi/2)\rangle = (|e\rangle + |g\rangle)/\sqrt{2} \ . \tag{1.51}$$

A l'instant défini par $\Omega_0 t = \pi$ ou *impulsion* π on a $P_g(t) = 1$: la population atomique a été transférée entièrement dans l'état $|g\rangle$. Enfin, pour $\Omega_0 t = 2\pi$ l'atome se retrouve à une phase π près dans l'état initial.

1.3.2 Modèle de l'atome habillé

Nous considérons dorénavant l'interaction atome-champ en prenant en compte la quantification des deux sous-systèmes. Ce modèle fut introduit initialement par Jaynes et Cummings en 1963 et appliqué par la suite au domaine de l'électrodynamique quantique en cavité.

1.3.2.1 Hamiltonien de Jaynes-Cummings

Le hamiltonien complet du système atome-cavité s'écrit de manière semblable au hamiltonien semi-classique (1.41) [61] :

$$H = H_{at} + H'_c + H_{ac} \ , \tag{1.52}$$

où H_{at} est le hamiltonien de l'atome seul introduit en 1.3.1, $H'_c = \hbar\omega_c a^\dagger a$ est le hamiltonien de la cavité présenté dans la partie 1.1.1 (où on prend le vide comme zéro de l'énergie), H_{ac} le hamiltonien d'interaction entre l'atome et la cavité, correspondant à l'interaction dipolaire $-\mathbf{d}.\mathbf{E}$. Le champ $\mathbf{E}$ est cependant maintenant quantifié, et son expression en fonction des opérateurs annihilation et création du champ se déduit de la partie 1.1.1. On a donc :

$$H_{ac} = -\mathbf{d}.\mathbf{E} = -\mathbf{d_{eg}}(\sigma_+ + \sigma_-).i\mathcal{E}_0\boldsymbol{\epsilon} f(\mathbf{r})(a - a^\dagger) \ . \tag{1.53}$$

En développant le produit scalaire on obtient 4 termes faisant intervenir le produit d'un opérateur du champ et d'un opérateur atomique. Deux sont proportionnels à $\sigma_- a$ et $\sigma_+ a^\dagger$. Le premier correspond à la transition du niveau excité $|e\rangle$ vers le niveau $|g\rangle$ en même temps que la perte d'une excitation dans la cavité, c'est-à-dire la perte de deux quanta d'énergie au total. Le second correspond au processus inverse. Dans les deux cas, lorsque ω_c et ω_{at} sont proches ($|\delta| \ll \omega_c$, $\delta = \omega_{at} - \omega_c$), ces deux termes sont particulièrement non-résonnants. Ils jouent donc un rôle mineur dans l'évolution, et on peut donc les négliger : c'est l'approximation séculaire dans le cadre quantique. Le hamiltonien d'interaction se réécrit alors :

$$H_{ac} = -i\hbar\frac{\Omega_0}{2} f(\mathbf{r})(\sigma_+ a - \sigma_- a^\dagger) \ , \tag{1.54}$$

où $\Omega_0 = \mathcal{E}_0 \boldsymbol{\epsilon}.\mathbf{d_{eg}}/\hbar$ est la fréquence de Rabi analogue au cas classique. Elle est appelée fréquence de Rabi du vide car, comme nous le verrons dans la suite, elle caractérise l'échange d'un quantum d'énergie entre une cavité vide et un atome préparé dans l'état $|e\rangle$.

Finalement, on obtient en réunissant tous les termes le hamiltonien de Jaynes-Cummings décrivant l'interaction entre un mode du champ électromagnétique quantifié et un atome à deux niveaux :

$$H_{JC} = \frac{\hbar\omega_{at}}{2}\sigma_z + \hbar\omega_c a^\dagger a - i\hbar\frac{\Omega_0}{2} f(\mathbf{r})(\sigma_+ a - \sigma_- a^\dagger) \ . \tag{1.55}$$

Il est intéressant ici d'évoquer les niveaux dits *non-couplés*, c'est-à-dire les états propres du hamiltonien $H_{at}+H'_c$ sans prendre en compte le terme de couplage. Il s'agit des niveaux $|e,n\rangle$ et $|g,n\rangle$, produit tensoriel d'un état de l'atome $|e\rangle$ ou $|g\rangle$ et d'un état de Fock du champ $|n\rangle$. Leur énergie est $\hbar(\omega_{at} + n\omega_c)$ et $\hbar(-\omega_{at} + n\omega_c)$. Lorsque le désaccord δ est nul, les niveaux $|e,n\rangle$ et $|g,n+1\rangle$ sont donc dégénérés. En dehors de l'état fondamental $|g,0\rangle$ qui est isolé, les états propres du hamiltonien $H_{at} + H'_c$ sont donc organisés par doublets $\mathcal{D}_n = \{|e,n\rangle\,, |g,n+1\rangle\}$, séparés les uns des autres par un quantum d'énergie $\hbar\omega_c$. Ces sous-espaces $\mathcal{D}_n$ restent stables sous l'action du hamiltonien d'interaction H_{ac} (l'état particulier $|g,0\rangle$ demeure inchangé par le couplage). En effet, l'approximation séculaire ne laisse que des termes qui gardent le nombre d'excitations constant. La représentation sous forme matricielle de H_{JC} dans la base standard est donc une matrice diagonale par blocs de dimension 2 correspondant aux doublets $\mathcal{D}_n$. Il suffit donc d'étudier le système dans chacun de ces sous-espaces. En appelant H_n la restriction du hamiltonien de Jaynes-Cummings au sous-espace $\mathcal{D}_n$ on a :

$$H_n = \hbar \begin{pmatrix} n\omega_c + \delta/2 & -i\frac{\Omega_n}{2} f(\mathbf{r}) \\ i\frac{\Omega_n}{2} f(\mathbf{r}) & n\omega_c - \delta/2 \end{pmatrix} \ ; \tag{1.56}$$

où $\Omega_n = \Omega_0\sqrt{n+1}$ est la pulsation de Rabi à n photons.

1.3.2.2 Diagonalisation dans le cas f=1

Dans le cas d'un atome en mouvement dans la cavité, la présence du facteur $f(\mathbf{r})$ dans les termes non-diagonaux implique une dépendance temporelle du hamiltonien H_n, puisque la position $\mathbf{r}$ de l'atome est amenée à changer. Afin de simplifier l'étude théorique nous nous plaçons dorénavant dans le cas d'un atome immobile au centre du mode : $f = 1$. Cela peut être fait sans perte de généralité, comme nous le verrons dans la sous-partie 1.3.3.4 où l'effet de la forme du mode sur l'évolution temporelle sera étudié.

H_n est alors indépendant du temps et peut être diagonalisé pour trouver les états propres du système couplé :

$$\begin{aligned} |+,n\rangle &= \cos(\theta_n)\,|e,n\rangle + i\sin(\theta_n)\,|g,n+1\rangle \\ |-,n\rangle &= \sin(\theta_n)\,|e,n\rangle - i\cos(\theta_n)\,|g,n+1\rangle \end{aligned} \ . \tag{1.57}$$

Les états propres $|\pm,n\rangle$ sont généralement intriqués, c'est-à-dire qu'on ne peut pas les factoriser en un état du champ par un état de l'atome. Ils sont appelés états habillés de l'atome par le champ. L'angle dit de mélange θ_n est défini par :

$$\tan(2\theta_n) = \frac{\Omega_n}{\delta} \quad 0 \leq \theta_n \leq \frac{\pi}{2} \ . \tag{1.58}$$

En plus de permettre d'exprimer les états habillés simplement en fonction d'un seul paramètre, cet angle de mélange permet de tracer sur la sphère de Bloch ($|e,n\rangle$, $|g,n+1\rangle$) les vecteurs correspondant aux états habillés $|\pm,n\rangle$ (cf figure 1.15 (b)). De manière semblable à l'interaction avec un champ classique caractérisé par $\mathbf{\Omega_{eff}}$ décrite dans la partie 1.3.1, le vecteur d'état va alors, sous l'effet du hamiltonien de Jaynes-Cummings, précesser autour du vecteur correspondant à l'état $|+,n\rangle$. Enfin, les énergies propres des états habillés sont :

$$E_n^{\pm} = (n+1/2)\hbar\omega_c \pm \frac{\hbar}{2}\sqrt{\delta^2+\Omega_n^2}\ . \tag{1.59}$$

Le diagramme énergétique de $E_n^{\pm}$ au sein d'un doublet $\mathcal{D}_n$ en fonction de δ est tracé sur la figure 1.15 (a). Il est intéressant de séparer ici deux types de régimes de fonctionnement : dans le cas d'un désaccord très important, les énergies propres et les états propres coïncident pratiquement avec les énergies et les états du système non-couplé. En revanche, dans le cas résonnant ($\delta = 0$) les énergies non couplées se croisent, alors que le couplage entre l'atome et la cavité force une levée de cette dégénerescence. La distance minimale entre l'énergie des deux états habillés est donnée par $\hbar\Omega_n$. Nous reviendrons dans la suite en détail sur ces deux régimes de fonctionnement.

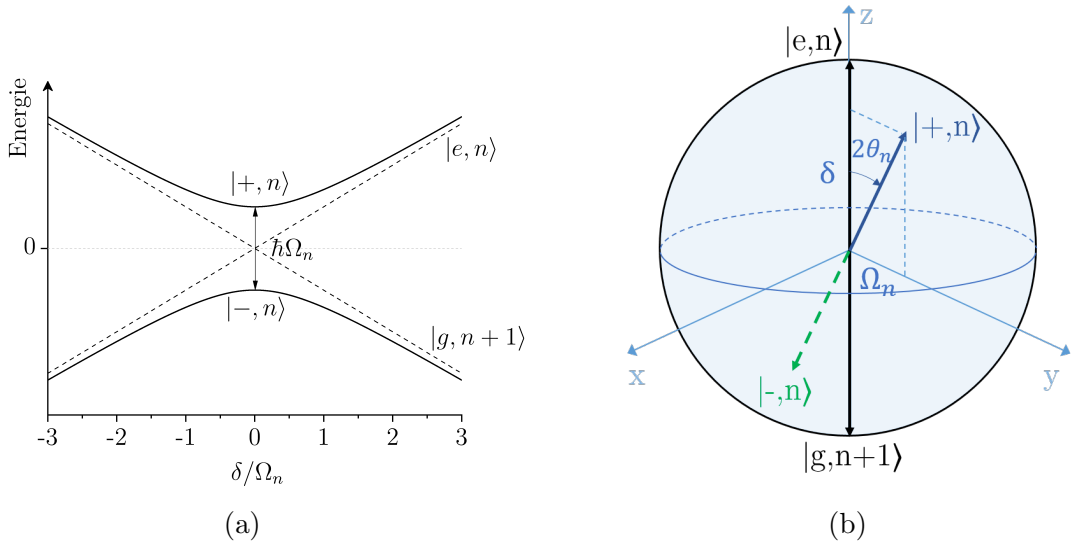


FIGURE 1.15 – (a) Energie des états habillés en fonction du paramètre δ/Ω_0. Les énergies des états propres du système découplé sont représentées en pointillé. Le 0 de l'énergie est fixé sur l'énergie $(n+1/2)\hbar\omega_c$. (b) Représentation des états habillés sur la sphère de Bloch pour un choix arbitraire (δ, Ω_0).

1.3.2.3 Dissipation

Avant de détailler les différents régimes de fonctionnement, mentionnons brièvement ce qu'il advient lorsqu'on inclut les mécanismes de dissipation dans la résolution théorique du système. En effet, le système atome-cavité n'est jamais complètement isolé et il faut considérer le rôle que peut jouer l'environnement sur l'interaction. Le mode étudié de la cavité peut par exemple se coupler avec d'autres modes à travers une mauvaise réflectivité des miroirs ou des processus de diffusion sur des imperfections de la cavité. Sans détailler la théorie de la relaxation [61] nous réunissons ici les idées principales qui en découlent.

Sans relaxation, l'évolution du système est décrite par un vecteur d'état $|\Psi(t)\rangle$ solution de l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar\frac{d\,|\Psi(t)\rangle}{dt} = H_{JC}\,|\Psi(t)\rangle \ . \tag{1.60}$$

En prenant en compte la relaxation, la matrice densité décrivant l'état du système $\rho(t)$ est solution d'une équation maîtresse appelée équation de Lindblad, réunissant deux parties : d'un côté la partie hamiltonienne semblable à la précédente, et de l'autre une somme sur tous les processus de relaxation possible faisant intervenir des opérateurs de saut décrivant par exemple la perte d'un photon du mode ou la désexcitation de l'atome vers un environnement extérieur :

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H_{JC},\rho] + \sum_{\mu}(L_\mu\rho L_\mu^\dagger - \frac{1}{2}L_\mu^\dagger L_\mu\rho - \frac{1}{2}\rho L_\mu^\dagger L_\mu) \ , \tag{1.61}$$

où les L_μ sont les opérateurs de saut.

Dans le cadre des expériences décrites dans ce manuscrit trois principaux mécanismes de relaxation interviennent : l'émission spontanée de l'atome dans un mode de l'environnement, l'émission d'un photon du mode étudié dans un mode de l'environnement, et enfin l'absorption d'un photon de l'environnement par le mode de la cavité. Le premier processus est caractérisé par le temps de vie du niveau circulaire, inverse du taux associé que l'on a noté Γ (cf équation (1.37)) et l'opérateur de saut associé est $L_1 = \sqrt{\Gamma}\sigma_-$. Les deux autres processus sont reliés au temps de vie du mode de la cavité (dont le taux associé est noté κ) et au nombre de photons thermiques n_{th}. Leurs opérateurs de saut associés s'écrivent $L_2 = \kappa(1+n_{th})a$ et $L_3 = \kappa n_{th}a^\dagger$. La réunion des termes induits de ces trois opérateurs de saut et de la partie hamiltonienne donne l'équation finale régissant l'évolution de l'état du système atome-champ. Si la dissipation n'est pas nécessaire pour appréhender la théorie et sera donc négligée dans les parties suivantes, il sera pour autant indispensable de la prendre en compte lors des simulations de l'expérience.

1.3.3 Interaction résonante

On se place dans cette sous-partie dans le cas où la cavité et l'atome sont à résonance, c'est-à-dire $\delta = 0$. L'atome est considéré statique au centre du mode ($f(\mathbf{r}) = 1$) et on peut donc appliquer les résultats du paragraphe précédent.

1.3.3.1 Niveaux d'énergie

L'angle de mélange vaut $\pi/4$ et les états habillés s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} |+,n\rangle &= \frac{1}{2}(|e,n\rangle + i\,|g,n+1\rangle) \\ |-,n\rangle &= \frac{1}{2}(|e,n\rangle - i\,|g,n+1\rangle) \end{aligned} \ . \tag{1.62}$$

Le diagramme énergétique des deux premiers doublets et du niveau fondamental est présenté sur la figure 1.16. Les deux états habillés de $\mathcal{D}_n$ sont séparés de la quantité $\hbar\Omega_n$ qui correspond à une énergie d'échange réversible entre le champ et l'atome comme nous le verrons dans la partie suivante.

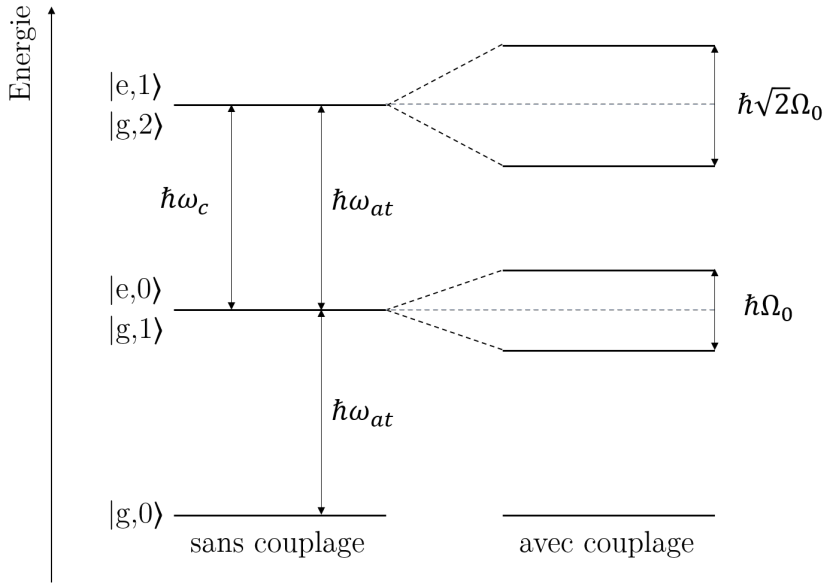


FIGURE 1.16 – Diagramme énergétique des deux premiers doublets et du niveau fondamental pour le système atome-champ à résonance

1.3.3.2 Evolution dans un état de Fock : oscillations de Rabi

Supposons que l'on prépare l'atome dans l'état $|e\rangle$ et la cavité dans un état de Fock $|n\rangle$. Cet état initial se décompose dans la base des états habillés selon :

$$|\Psi(t=0)\rangle = |e,n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+,n\rangle + |-,n\rangle) \ . \tag{1.63}$$

On peut en déduire l'évolution de l'état à tout instant t :

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-iE_n^+ t/\hbar}\,|+,n\rangle + e^{-iE_n^- t/\hbar}\,|-,n\rangle) \ , \tag{1.64}$$

qui se réécrit à une phase près et une fois exprimé de nouveau dans la base de départ :

$$|\Psi(t)\rangle = \cos(\frac{\Omega_n t}{2})\,|e,n\rangle + \sin(\frac{\Omega_n t}{2})\,|g,n+1\rangle \ . \tag{1.65}$$

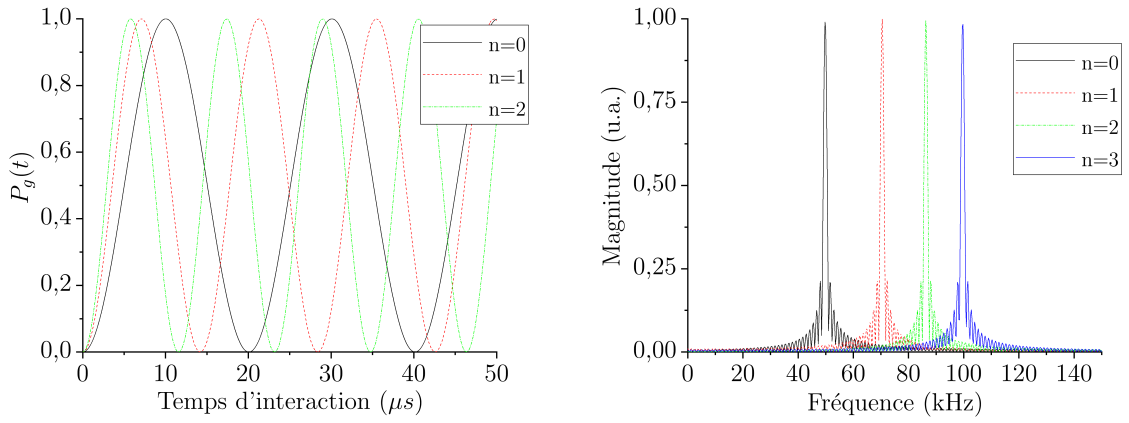
Enfin, on peut calculer la probabilité de détecter l'atome dans l'état $|e\rangle$ (resp. $|g\rangle$) :

$$P_e(t) = 1 - P_g(t) = \cos^2(\frac{\Omega_n t}{2}) = \frac{1}{2}(1+\cos(\Omega_n t)) \ . \tag{1.66}$$

Le système oscille donc entre l'état de départ $|e,n\rangle$ et l'état $|g,n+1\rangle$ dans lequel l'atome a perdu son excitation et la cavité a gagné un quantum d'énergie. Il y a un échange cohérent et réversible d'énergie entre la cavité et l'atome, version quantique des oscillations de Rabi abordées dans la partie 1.3.1 et rendu possible par le piégeage du photon émis dans la cavité. Cet échange est caractérisé par la fréquence angulaire Ω_n qui dépend de n donc de l'état de Fock initial.

La probabilité théorique $P_g(t)$ est tracée [2] sur la figure 1.17 pour différents états initiaux $|e,n\rangle$. Notons que toutes les courbes théoriques présentées ici sont calculées pour

2. privilégiée à $P_e(t)$ car c'est elle qui est accessible expérimentalement.



(a) (b)

Figure 1.17 – (a) Evolution de la probabilité P_g en fonction du temps d'interaction pour un atome préparé initialement dans l'état $|e\rangle$ et la cavité dans l'état de Fock n. (b) Transformée de Fourier des signaux précédents pris sur une durée de 400 µs, illustrant l'équivalence entre la fréquence des oscillations et le nombre de photons présents dans la cavité.

$\Omega_0 = 2\pi \times 49.82\,\text{kHz}$ qui est la valeur mesurée expérimentalement. $P_g(t)$ est donc une fonction oscillante suivant le temps d'interaction. Il est intéressant de noter ici que la dépendance explicite de la fréquence angulaire Ω_n en fonction de n se voit très clairement sur la transformée de Fourier des signaux temporels où chaque état de Fock est associé à un pic fin distinct des autres. Nous avons donc ici une manière de caractériser le nombre de photons contenus dans la cavité, ou encore de façon équivalente d'obtenir des informations sur la diagonale de la matrice densité du champ, en analysant le signal temporel des oscillations de Rabi en présence d'un atome préparé dans $|e\rangle$ mis à résonance avec la cavité.

1.3.3.3 Evolution dans un état cohérent : effondrement et résurgence

Supposons maintenant que l'atome placé initialement dans l'état $|e\rangle$, interagit maintenant avec un état cohérent $|\alpha\rangle$, superposition selon une loi de Poisson de moyenne $\bar{n} = |\alpha|$ des différents états de Fock. On a :

$$|\Psi(t=0)\rangle = |e\rangle \otimes |\alpha\rangle = \sum_n c_n |e,n\rangle \ , \tag{1.67}$$

où $c_n = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}$. En appliquant les résultats de l'équation (1.65) au sein de chaque doublet d'états habillés on peut alors calculer l'état du système à un instant t quelconque :

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_n c_n (e^{-iE_n^+ t/\hbar} |+,n\rangle + e^{-iE_n^- t/\hbar} |-,n\rangle) \\ &= \sum_n c_n \left(\cos(\frac{\Omega_n t}{2}) |e,n\rangle + \sin(\frac{\Omega_n t}{2}) |g,n+1\rangle \right) \ ; \end{aligned} \tag{1.68}$$

et la probabilité $P_g(t)$ de détecter l'atome dans l'état $|g\rangle$ après une interaction de durée t :

$$P_g(t) = \frac{1}{2}(1 - \sum_{n\geq 0} |c_n|^2 \cos(\Omega_n t)) \ . \tag{1.69}$$

Notons que ces résultats sont vrais pour tout état initial de la cavité aucune propriété des c_n n'ayant été utilisée jusqu'alors.

L'état du système atome-champ se calcule donc à partir d'une somme de fonctions sinusoïdales oscillant à des fréquences différentes. La fonction résultante est tracée sur la figure 1.19 (a) pour $\bar{n} = 4$. Ces fonctions sinusoïdales sont initialement en phase et la probabilité $P_g(t)$ commence donc à osciller à la fréquence angulaire moyenne $\Omega_r = \Omega_0\sqrt{\bar{n}}$. Au bout d'un certain temps t_e ces fonctions acquièrent des phases différentes et le contraste des oscillations de Rabi s'effondre, brouillé par la participation des différentes fréquences. Enfin, l'état cohérent étant composé d'un nombre fini d'états de Fock, les différentes composantes se remettent en phase au bout d'un temps t_r et le contraste des oscillations réapparaît, dans un phénomène de résurgence qui est la manifestation purement quantique de la décomposition sur la base des états de Fock. Un rapide raisonnement permet d'estimer un ordre de grandeur pour les deux temps caractéristiques t_e et t_r. L'effondrement du contraste est du à la dispersion des fréquences de Rabi provenant de la distribution de l'état cohérent sur les différents états de Fock. Cette distribution a une largeur poissonienne $\Delta n = \sqrt{\bar{n}}$. En propageant les incertitudes la largeur de la dispersion spectrale se calcule comme étant $\Delta\Omega \approx \Omega_0 \Delta n/2\sqrt{\bar{n}}$. On peut donc estimer t_e en supposant que c'est le temps nécessaire pour que deux fréquences éloignées de $\Delta\Omega$ se retrouvent en opposition de phase. D'où :

$$t_e \approx 2\pi/\Omega_0 \ . \tag{1.70}$$

La résurgence des oscillations a lieu lorsque les oscillations sont à nouveau en phase. Deux oscillations correspondant à deux nombres de photons successifs n et $n+1$ se mettent en phase (pour $n \approx \bar{n}$ et en supposant $\bar{n} \gg 1$) à un instant t_r tel que $t_r\Omega_0/(2\sqrt{\bar{n}}) \approx 2\pi$, donc :

$$t_r \approx \frac{4\pi}{\Omega_0}\sqrt{\bar{n}} \ . \tag{1.71}$$

Il est important de noter que, toujours pour $n \approx \bar{n}$, cet instant est indépendant de n donc tous les nombres de photons successifs se remettent en phase simultanément ce qui fait revivre les oscillations.

Pour donner une vision plus quantitative et complète de l'évolution entre un atome excité et un état cohérent reprenons l'expression complète de l'évolution du vecteur d'état $|\Psi(t)\rangle$ donnée par l'expression (1.68). En supposant le champ réel et son caractère mésoscopique, on peut développer les différents termes de phase en fonction de $(n-\bar{n})/\bar{n}$. Un calcul détaillé [63, 64, 65] mène à la séparation du vecteur d'état en deux parties composées pour chacune d'elles du produit tensoriel d'un état de l'atome par un état du champ :

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\Psi_+(t)\rangle \otimes |\alpha_+(t)\rangle + |\Psi_-(t)\rangle \otimes |\alpha_-(t)\rangle) \ , \tag{1.72}$$

où les états de l'atome s'écrivent :

$$|\Psi_\pm(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{\pm i\zeta(t)} \left(e^{\pm i\phi(t)} |e\rangle \mp i |g\rangle\right) \tag{1.73}$$

avec $\zeta(t) = \frac{\Omega_0\sqrt{\bar{n}}t}{2}$ et $\phi(t) = \frac{\Omega_0 t}{4\sqrt{\bar{n}}}$. Les états du champ corrélés à ces états atomiques sont :

$$|\alpha_\pm(t)\rangle = e^{\mp i\zeta(t)/2}\,|\alpha e^{i\pm\phi(t)}\rangle \ . \tag{1.74}$$

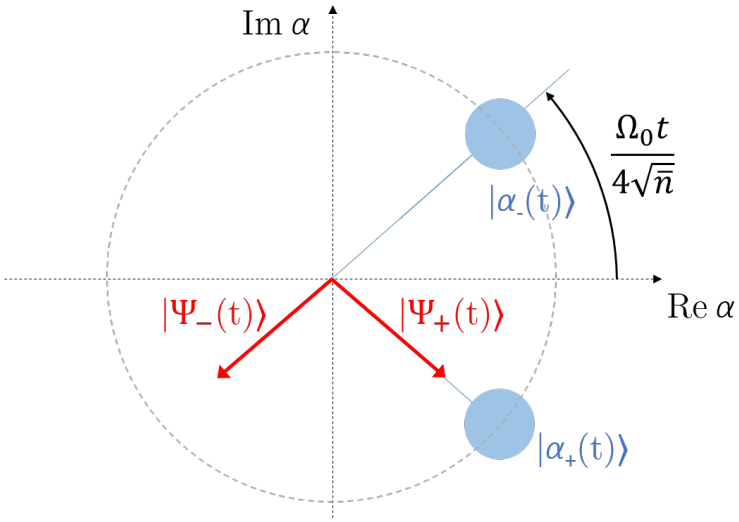


Figure 1.18 – Représentation dans le plan de Fresnel de l'état du système atome-champ à partir de $|e\rangle\otimes|\alpha\rangle$: création d'une superposition de champs cohérents. Le plan équatorial de la sphère de Bloch est superposé au plan de l'atome pour pouvoir représenter les états atomiques : l'état $|+\rangle$ est orienté selon $\mathrm{Re}(\alpha)$ et l'état $|-\rangle$ selon $-\mathrm{Re}(\alpha)$.

Sur la figure 1.18 est représenté l'état du système atome-champ dans le plan de Fresnel pour le champ et le plan équatorial de la sphère de Bloch pour l'atome. Suivant l'équation (1.72) le résultat de l'interaction entre un atome excité et un état cohérent peut se voir comme une superposition cohérente de deux effets de rotation opposés. A chaque état initial de l'atome $|+\rangle$ et $|-\rangle$ correspond un déphasage opposé du champ cohérent. Réciproquement, les états atomiques ajustent continuellement leur phase pour rester alignés ou anti-alignés avec les composantes du champ en rotation lente $\phi(t)$. En superposant l'axe de l'état $|+\rangle$ sur $\mathrm{Re}(\alpha)$ (et donc $|-\rangle$ sur $-\mathrm{Re}(\alpha)$), les états $|\Psi_+(t)\rangle$ et $|\alpha_+(t)\rangle$ suivent la même rotation dans le sens inverse des aiguilles d'une montre à la fréquence angulaire $\Omega_0/4\sqrt{\bar{n}}$ en demeurant alignés. Les états $|\Psi_-(t)\rangle$ et $|\alpha_-(t)\rangle$ tournent eux à la même vitesse mais dans le sens opposé, et demeurent anti-alignés.

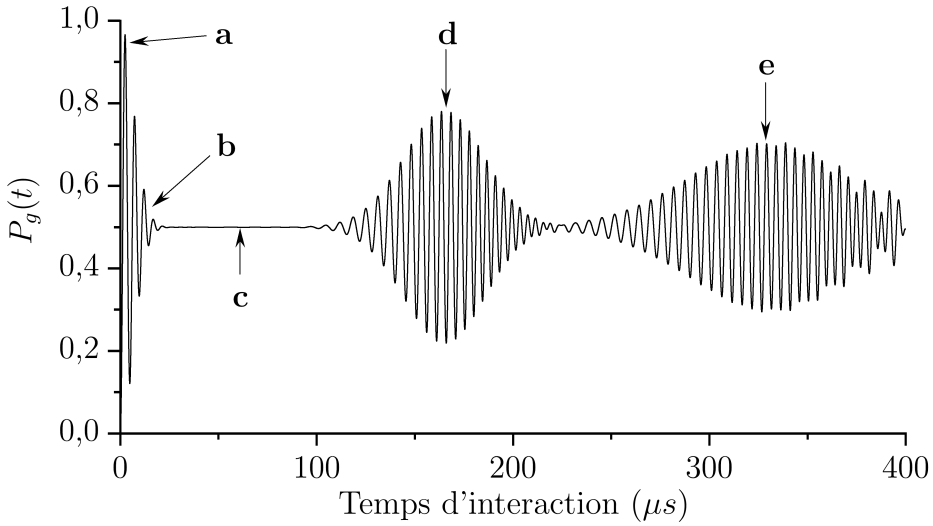
L'effondrement et la résurgence des oscillations peut alors se comprendre graphiquement (cf 1.19 (b)). A partir de la relation (1.72) on peut calculer la probabilité $P_g(t)$ de détecter l'atome dans l'état $|g\rangle$ après une interaction de durée t :

$$P_g(t) = \frac{1}{2} + \mathrm{Re}(\langle g|\Psi_+\rangle\,\langle\Psi_-|g\rangle\,\langle\alpha_-|\alpha_+\rangle) \ . \tag{1.75}$$

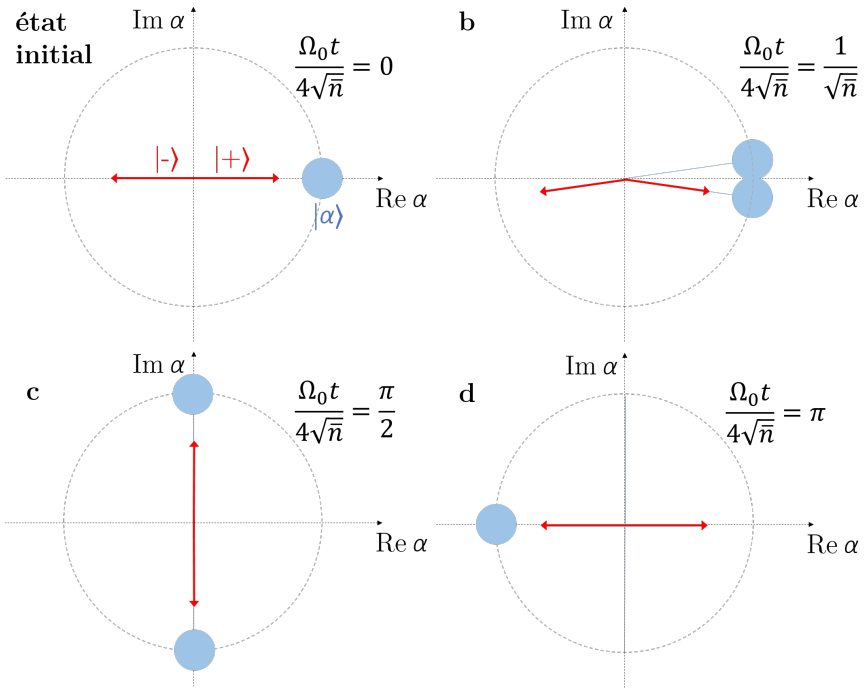
En remplaçant la partie atomique cette expression devient :

$$P_g(t) = \frac{1}{2}(1 - \mathrm{Re}(e^{2i\zeta(t)}\,\langle\alpha_-|\alpha_+\rangle) \ . \tag{1.76}$$

L'équation (1.75) décrit un phénomène d'interférence entre deux amplitudes asociées aux états atomiques $|\Psi_\pm\rangle$ dont le contraste est proportionnel au recouvrement entre les deux



(a)



(b)

FIGURE 1.19 – Deux visualisations de l'interaction entre un champ cohérent d'amplitude $\alpha = 4$ et un atome placé initialement dans l'état $|e\rangle$ (a) Evolution de la probabilité $P_e(t)$ mettant en évidence les oscillations de Rabi (b) Représentation dans le plan de Fresnel de quelques instants particuliers. Au point **a**, proche de l'état initial du système, les oscillations de Rabi à n photons démarrent toutes en phases. Au point **b**, les deux composantes du champ se séparent, induisant l'effondrement des oscillations. Au point **c** les deux parties atomiques se superposent, l'état du champ peut alors se factoriser produisant une superposition de champs cohérents inconditionnelle. Au point **d** les deux composantes du champ ont réalisé une rotation dans l'espace des phases de π et se recombinent alors de sortent que les oscillations de Rabi revivent. Au point **e** correspondant au deuxième instant de résurgence, le contraste des oscillations revit avec un contraste plus faible.

états du champs $|\alpha_\pm\rangle$. Le phénomène d'oscillations de Rabi ayant lieu initialement est donc le battement entre les deux états atomiques $|\Psi_\pm\rangle$, qui a lieu tant que les deux états du champ se recouvrent. Après un temps suffisant pour les deux composantes cohérentes se séparent dans l'espace des phases, le recouvrement est nul et les oscillations s'effondrent. Au moment de résurgence t_r les deux parties cohérentes de l'état du champ ont subi une rotation d'environ π et se recouvrent à nouveau d'où une réapparition des oscillations de Rabi. Le principe de complémentarité est ici en action : au temps de résurgence le champ ne contient plus d'information sur l'état atomique ce qui permet la réapparition de l'interférence entre les deux états atomiques.

Il est intéressant de noter ici que pendant l'essentiel de l'évolution de l'état du système atome-champ, le champ est dans une superposition de deux états cohérents distincts, c'est-à-dire dans un état chat de Schrödinger. Cet état est toujours intriqué à l'état atomique et il est donc impossible de l'isoler. Cependant au temps d'interaction égal à $t_i = t_r/2$ appelé temps de demi-résurgence, les deux états atomiques $|\Psi_\pm(t_i)\rangle$ sont confondus et la fonction d'onde du système total peut donc se factoriser avec un état du champ par un état atomique :

$$\begin{aligned} |\Psi(t_i)\rangle &= |\Psi_+(t_i)\rangle \otimes (|\alpha_+(t_i)\rangle + |\alpha_-(t_i)\rangle) \\ &= |\Psi_+(t_i)\rangle \otimes \frac{1}{2}\left(e^{i\pi\bar{n}/2}\,|i\alpha\rangle - e^{-i\pi\bar{n}/2}\,|-i\alpha\rangle\right) \ . \end{aligned} \tag{1.77}$$

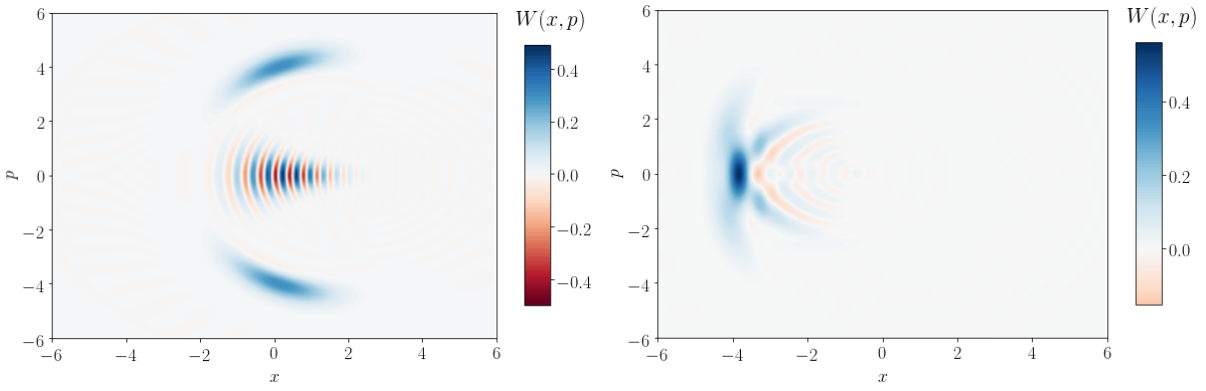
La fonction d'onde est séparable et la création du chat de Schrödinger n'est plus corrélée à l'état de l'atome. Comme le montre son expression, le champ électromagnétique est alors dans une superposition quantique de deux champs cohérents avec deux phases classiques différentes.

Enfin, notons que la résurgence des oscillations s'accompagne d'une réduction de leur contraste, ce que la théorie précédente ne prévoit pas. L'ajout de termes d'ordres supérieurs dans le développement en $(n-\bar{n})/\bar{n}$ montre que les deux parties cohérentes du champ électromagnétique, en plus de subir une lente rotation, sont déformées par un effet non-linéaire de type Kerr [66]. La prise en compte de cet effet explique la baisse de contraste lors de la résurgence des oscillations de Rabi. La figure 1.20 montre l'aspect simulé de la fonction de Wigner du champ électromagnétique à deux instants de l'évolution temporelle : au temps de demi-résurgence $t_r/2$ et au temps de résurgence t_r.

1.3.3.4 Prise en compte de la géométrie

La forme du mode électromagnétique et le déplacement de l'atome dans la cavité ont jusqu'ici été négligés, supposant $f(\mathbf{r}) = 1$, ce qui n'est pas le cas expérimentalement. Cependant l'ensemble des résultats concernant l'interaction résonnante reste valide tant que l'on adapte le temps d'interaction grâce à l'introduction d'un temps effectif permettant de se ramener à un cas où le couplage est constant tout au long de l'interaction. La structure spatiale du mode, comme nous le verrons dans la section 2.2.7, est gaussienne. On note son waist w. En supposant que le faisceau atomique est aligné avec l'axe de la cavité $(0z)$ et en plaçant l'origine au centre du mode on peut écrire :

$$f(\mathbf{r}) = f(z) = \exp(-\frac{z^2}{w^2}) \ . \tag{1.78}$$



(a) (b)

FIGURE 1.20 – Fonction de Wigner de l'état simulé du champ électromagnétique après une interaction entre un champ cohérent d'amplitude $\alpha = 4$ et un atome placé initialement dans l'état $|e\rangle$: (a) Après une interaction de durée $t_R/2$ (b) Après une interaction de durée t_R.

Si le faisceau atomique est monocinétique à la vitesse v on peut transformer la variation spatiale du couplage en une variation temporelle :

$$f(z) = \exp(-\frac{z^2}{w^2}) = \exp(-\frac{(vt)^2}{w^2}) \ . \tag{1.79}$$

Reprenons le cas où le système atome-cavité à résonance est initialement préparé en amont de la cavité dans l'état $|e, n\rangle$. Le hamiltonien (1.56) est toujours responsable de l'évolution du système, les états propres $|\pm\rangle$ sont inchangés. On peut décomposer l'état du système à l'instant t sur la base des états habillés :

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_{+,n}(t)\,|+,n\rangle + a_{-,n}(t)\,|-,n\rangle) \ . \tag{1.80}$$

Les coefficients $a_{\pm,n}(t)$ se déduisent de l'équation de Schrödinger qui est maintenant dépendante du temps et on obtient :

$$a_{\pm,n}(t) = \exp(\mp i\Omega_n t_{eff}/2) \tag{1.81}$$

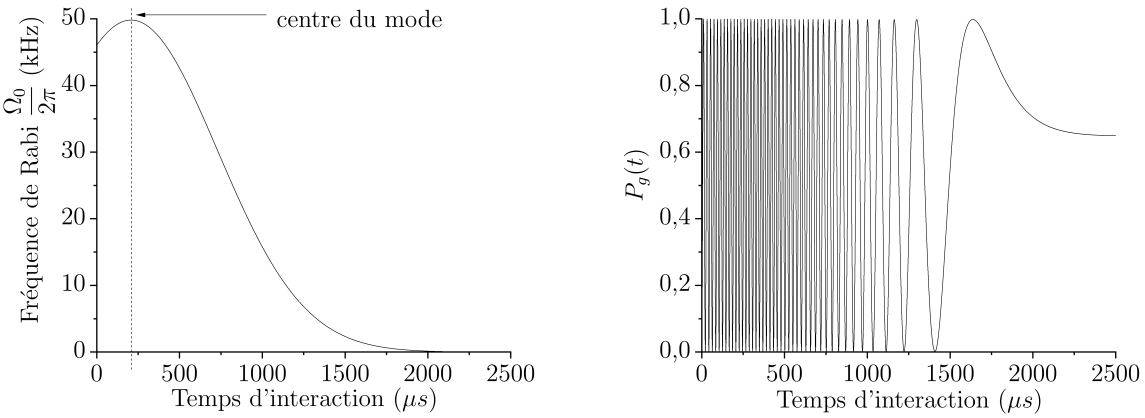
avec

$$t_{eff} = \int_{-\infty}^{t} \exp(-\frac{(vu)^2}{w^2})\,\mathrm{d}u \tag{1.82}$$

qui est le temps d'interaction effectif. Il correspond à la durée de l'interaction fictive équivalente qui aurait lieu si le couplage atome-champ était constant égal à $\Omega_0/2$. Ainsi, l'état du système à un instant t peut s'écrire :

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos(\Omega_n t_{eff}/2)\,|+,n\rangle + \sin(\Omega_n t_{eff}/2)\,|-,n\rangle) \ . \tag{1.83}$$

On se ramène donc à une forme connue, le reste des calculs est identiques au cas où le couplage est constant, à ceci près qu'intervient le temps effectif plutôt que le temps d'interaction.



(a) (b)

Figure 1.21 – (a) Constante de couplage Ω_0 vue par un atome traversant le mode de la cavité en fonction du temps d'interaction. Le centre du mode est indiqué en pointillés. (b) Evolution de la probabilité P_g en fonction du temps d'interaction pour un atome préparé initialement dans l'état $|e\rangle$ et une cavité vide en prenant en compte la variation temporelle du couplage.

La figure 1.21 représente le couplage réel vu par un atome traversant le mode de la cavité ainsi que les oscillations de Rabi du vide dans les conditions que seront celles de l'expérience, c'est-à-dire un atome évoluant à une vitesse d'environ 8 m/s dans un mode de waist $w = 6\,\text{mm}$, préparé $w = 1.6\,\text{mm}$ avant le centre du mode. Le maximum d'oscillations pouvant avoir lieu est visiblement limité par le temps passé dans le mode et il est donc préférable de ralentir les atomes afin d'augmenter le temps d'interaction et voir davantage de périodes sur le signal temporel des oscillations de Rabi. Cela nous permettra de calculer des transformées de Fourier suffisamment précises, donnant accès aux populations des états de Fock, ainsi qu'à l'observation des phénomènes quantiques d'effondrement et de résurgence pour de grands nombres de photons (t_r étant proportionnel à $\bar{n}$).

1.3.4 Interaction dispersive

On se place dans cette sous-partie dans le cas où la cavité et l'atome sont dans un régime dispersif, c'est-à-dire que le désaccord δ est grand devant les pulsations de Rabi Ω_n. L'atome est à nouveau considéré statique au centre du mode ($f(\mathbf{r}) = 1$) et on peut donc appliquer les résultats du paragraphe 1.3.2.

1.3.4.1 Niveaux d'énergie

Dans ce régime dispersif les états propres du système sont physiquement équivalents aux états propres non-couplés. On a en effet :

$$\begin{array}{llllll} |+,n\rangle \approx |e,n\rangle & \text{et} & |-,n\rangle \approx -i\,|g,n+1\rangle & \text{pour} & \delta > 0 \\ |+,n\rangle \approx i\,|g,n+1\rangle & \text{et} & |-,n\rangle \approx |e,n\rangle & \text{pour} & \delta > 0 \end{array} . \tag{1.84}$$

Par conséquent les événements qui impliquent l'absorption et l'émission d'un photon sont négligeables. Une approche perturbative permet alors d'étudier le système en développant

les énergies propres (cf eq.(1.59)) en fonction du paramètre Ω_n/δ qui est donc petit. Pour un désaccord donné δ que l'on supposera positif pour simplifier ces énergies s'écrivent :

$$\begin{aligned} E_n^{\pm} &= (n+1/2)\hbar\omega_c \pm \frac{\hbar\delta}{2}\sqrt{1+\left(\frac{\Omega_n}{\delta}\right)^2} \\ &= (n+1/2)\hbar\omega_c \pm \frac{\hbar\delta}{2} \pm \frac{\hbar\Omega_n^2}{4\delta} \\ &= (n+1/2)\hbar\omega_c \pm \frac{\hbar\delta}{2} \pm \Delta E_{\pm} \ . \end{aligned} \tag{1.85}$$

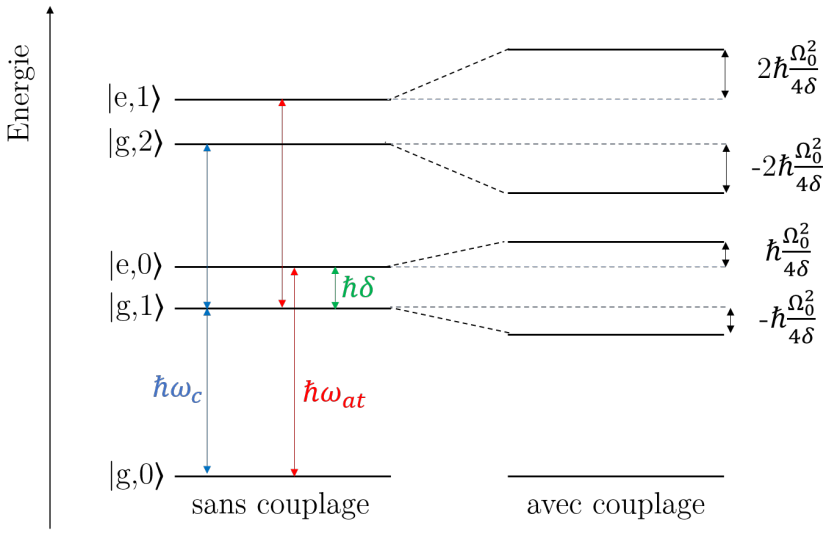


FIGURE 1.22 – Diagramme énergétique des deux premiers doublets et du niveau fondamental pour le système atome-champ dans le régime dispersif

Le diagramme énergétique des deux premiers doublets et du niveau fondamental dans le régime dispersif sont présentés sur la figure 1.22. L'effet principal de ce couplage dispersif est une légère variation des énergies propres. Lorsque le couplage est non-nul, l'énergie du niveau supérieur $|+,n\rangle \approx |e,n\rangle$ s'élève d'une quantité ΔE_+ et l'énergie du niveau inférieur $|-,n\rangle \approx -i\,|g,n+1\rangle$ s'abaisse d'une quantité inverse ΔE_-. Ainsi la fréquence de la transition atomique $|g,n\rangle -> |e,n\rangle$ est globalement augmentée en raison du couplage entre l'atome et le champ. Ce phénomène s'appelle le déplacement lumineux. Cette modification de la fréquence atomique s'obtient aisément des relations précédentes et on a :

$$\delta\omega_{at} = (2n+1)\frac{\Omega_0^2}{4\delta} \ . \tag{1.86}$$

On voit que ce déplacement est proportionnel au nombre de photons n présents dans le mode de la cavité. Cette remarque fondamentale est à la base de l'expérience décrite dans la partie 4 et dont l'idée est introduite ci après (1.3.4.2).

Au préalable notons que la variation des énergies propres peut aussi se voir de façon symétrique comme un effet de l'atome sur le champ. Vu sous cet angle là la déplacement lumineux entraîne un changement de l'énergie associée au mode de la cavité, donc de

l'énergie associée à un photon, selon l'état de l'atome :

$$\begin{aligned} \delta_e\omega_c &= \frac{\Omega_0^2}{4\delta} \quad \text{si l'atome est dans } |e\rangle \\ \delta_g\omega_c &= -\frac{\Omega_0^2}{4\delta} \quad \text{si l'atome est dans } |g\rangle \ . \end{aligned} \tag{1.87}$$

Ces déplacements s'interprètent comme l'action d'un indice de réfraction différent selon l'état de l'atome. La présence de l'atome est en effet semblable à un matériau diélectrique qui modifie la la longueur effective de la cavité et donc la fréquence du mode. On retrouve ici l'idée identique à celle rencontrée lors de l'étude du système à résonance, où l'état du champ tourne à une fréquence différente selon l'état atomique (c'était selon $|\pm\rangle$ dans le cas résonant, et ici selon $|e\rangle$ ou $|g\rangle$ dans le cas dispersif). Par analogie il est donc également possible de générer des états chats de Schrödinger par interaction dispersive, ce qui a été le cas au début des expériences de CQED de notre groupe [18] puis dans le milieu des circuits supraconducteurs [34, 33]. Notons que pour simplifier la description nous nous plaçons ici dans le cas du régime fortement désaccordé, mais que qualitativement ces résultats restent valides lorsque le désaccord δ est de l'ordre de Ω_0.

1.3.4.2 Utilisation pour une mesure QND

Nous décrivons ici le principe de l'expérience de spectroscopie qui sera présentée dans le chapitre 4, exploitant le régime d'interaction dispersive afin d'adresser sélectivement un nombre de photons donné. En régime dispersif, le champ et l'atome n'échangent pas d'énergie. L'état du champ n'est que très faiblement perturbé par l'interaction qui imprime néanmoins l'information du nombre de photons sur la fréquence atomique. En sondant l'énergie des états $|e,n\rangle$ il est donc possible de remonter au nombre de photons contenus dans la cavité, et ce sans détruire l'état du champ. Nous utilisons pour cela le troisième niveau atomique $|h\rangle$, non-couplé à la cavité, à l'aide duquel la fréquence de la transition $|h\rangle -> |e\rangle$ est sondée en régime dispersif. D'après la partie précédente, le niveau $|e\rangle$ est déplacé et cette transition dépend du nombre de photons n présents dans la cavité. Dans le cas d'un régime largement désaccordé où la relation (1.86) s'applique, le déplacement lumineux varie linéairement avec n et la différence en terme de fréquence angulaire entre la transition $|h,n\rangle \rightarrow |e,n\rangle$ et la transition $|h,n-1\rangle \rightarrow |e,n-1\rangle$ s'écrit :

$$\omega_{|h,n\rangle\rightarrow|e,n\rangle} - \omega_{|h,n\rangle\rightarrow|e,n\rangle} \approx \frac{\Omega_0^2}{4\delta^2} \ . \tag{1.88}$$

La figure 1.23 détaille le principe de l'expérience menée en régime dispersif. En appliquant une micro-onde classique à la fréquence de la transition $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$, et si la résolution spectrale est suffisante, il est possible d'adresser uniquement les situations où le champ de la cavité contient n photons. En se fixant par exemple à la fréquence $|h,n\rangle \rightarrow |e,n\rangle$, alors l'atome ne sera transféré dans l'état $|e\rangle$ que lorsque le mode de la cavité contient n photons. Pour parvenir à ce degré de résolution, un long temps d'interaction est essentiel entre l'atome et la cavité afin d'obtenir les raies les plus fines possibles. De façon analogue, il est important de prendre en compte la forme du mode et de limiter son impact, car une modification de Ω_0 entraîne un élargissement intrinsèque des raies spectrales. Ces deux points ont motivé le choix d'un système expérimental dans lequel l'atome est le plus lent possible.

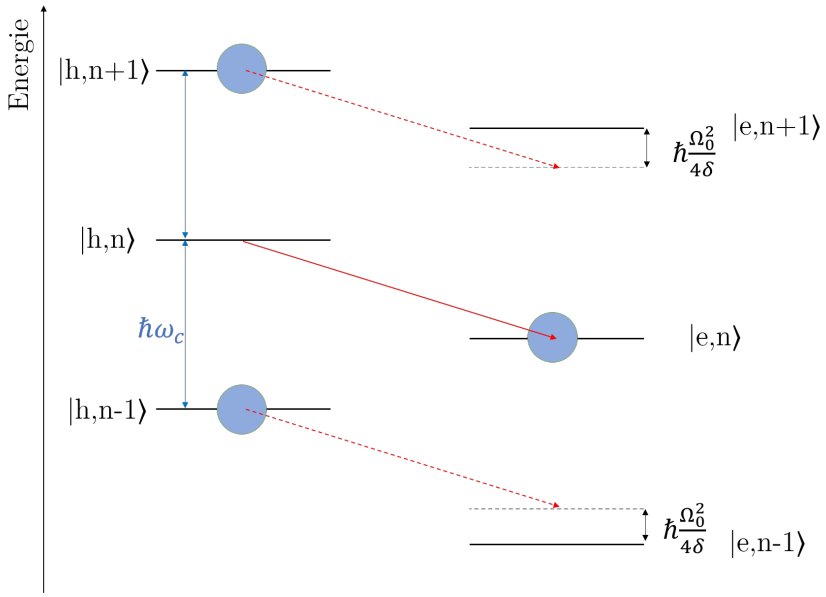


FIGURE 1.23 – Diagramme énergétique détaillant le principe de l'expérience menée en régime dispersif entre les niveaux non couplés $|h,n\rangle$ et les niveaux couplés $|e,n\rangle$. L'état du système est représenté par un disque bleu. Les niveaux $|h,n\rangle$ sont espacés régulièrement car ils sont non couplés. En revanche les niveaux $|e,n\rangle$ sont modifiés et ce proportionnellement à n. En sondant la transition à une fréquence adaptée (en rouge) on peut adresser sélectivement la transition correspondant à un nombre donné de photons.

1.4 Résumé

Dans ce chapitre, j'ai introduit l'ensemble du formalisme théorique nécessaire pour décrire et comprendre l'interaction entre un atome à deux niveaux et le mode quantique d'une cavité, interaction qui est au coeur des expériences menées lors de ma thèse. L'atome de Rydberg, formidable sonde microscopique, servira à la fois à étudier le champ électromagnétique de la cavité mais aussi à le préparer dans des états exotiques purement quantiques, en jouant à la fois sur les régimes dispersif et résonant. Dans les deux cas, nous avons vu que l'augmentation du temps d'interaction est un facteur critique et il fut pour l'augmenter nécessaire de construire un tout nouveau système expérimental combinant atomes froids et électrodynamique quantique en cavité, qui sera décrit dans la partie 2.

2

Montage expérimental

You who build these altars now
To sacrifice these children,
You must not do it anymore.
A scheme is not a vision
And you never have been tempted
By a demon or a god.

— Leonard Cohen, *Story of Isaac*

Le dispositif expérimental présenté ici est le fruit du travail de plusieurs générations d'étudiants (A. Signoles, A. Facon, E.K. Dietsche, D. Grosso). Du design des pièces mécaniques à leur usinage, en passant par la mise en place de la table optique, le câblage du cryostat, l'ingénierie de la cavité, la plupart des différentes parties étaient déjà préparées lors de mon arrivée en thèse. Il nous a alors « suffi » d'assembler les différents composants entre eux puis de les tester ensemble pour pouvoir commencer les expériences décrites dans ce manuscrit. Je présenterai ici les différents blocs nécessaires pour arriver au dispositif réunissant des atomes de Rydberg lents et une cavité supraconductrice cependant une description plus complète de l'ensemble des détails techniques concernant ce dispositif est détaillée dans la thèse de Dorian Grosso [60]. La figure 2.1 donne une vision d'ensemble de l'expérience. La partie fontaine atomique a pour but de générer un jet d'atomes lents émis en direction de la partie cryogénique où se trouve le cœur expérimental avec la cavité supraconductrice. Les atomes sont ensuite détectés en sortie de la cavité par un système de détection électronique. Nous décrirons dans ce chapitre ces différents éléments avant d'insister sur les techniques expérimentales mises en œuvre pour caractériser la cavité, optimiser la fontaine atomique et contourner la limite fondamentale liée au temps de vie des atomes lents.

2.1 Fontaine atomique source d'atomes lents

Afin d'obtenir un jet d'atomes lents et maximiser le temps passé à l'intérieur de la cavité il a été décidé de construire une *fontaine atomique*. Pour que la trajectoire ne dévie pas sous l'effet de la gravité le jet se doit d'être vertical. Sa collimation et sa vitesse sont optimisées grâce à l'implémentation d'un piège magnéto-optique bidimensionnel (2D-MOT) ainsi que d'une mélasse transverse. La figure 2.2 introduit les différents éléments constitutifs de la fontaine. A sa base est située la zone nécessaire pour le 2D-MOT (2.1.1), confinant les atomes dans les directions $\mathbf{x}$ et $\mathbf{y}$ et générant un faisceau atomique lent et intense selon l'axe $\mathbf{z}$. Les atomes passent ensuite par une petite croix trois axes entourée de hublots permettant un refroidissement supplémentaire selon les axes $\mathbf{x}$ et $\mathbf{y}$ grâce à une mélasse optique (2.1.2). Cette zone est connectée à une enceinte ultra vide

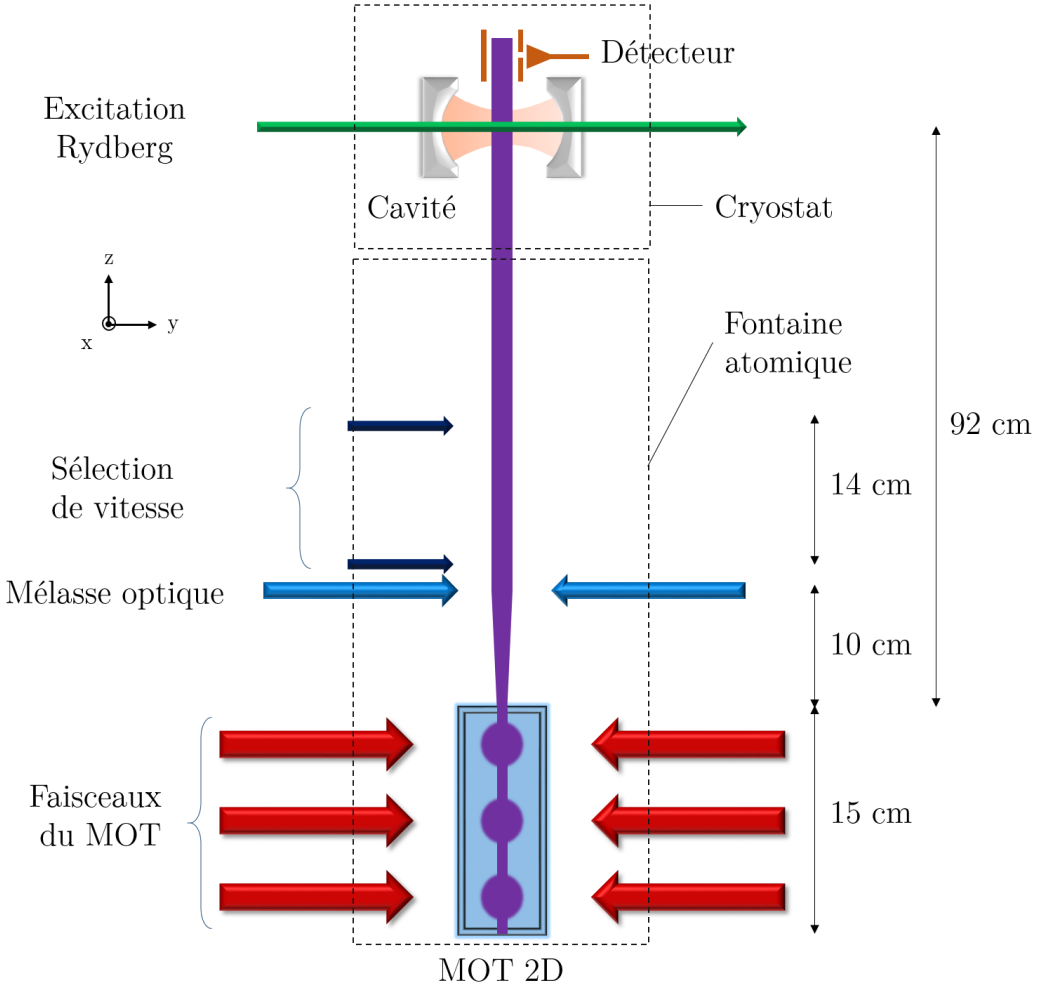


Figure 2.1 – Schéma du dispositif expérimental (pas à l'échelle) sur lequel sont présentés la zone de la fontaine atomique et la zone cryogénique où le coeur expérimental est situé.

(UHV) octogonale dans laquelle un système d'imagerie par fluorescence permet d'estimer le flux atomique (2.1.3). Enfin, l'enceinte UHV est raccordée au cryostat par un soufflet métallique flexible, simplifiant l'alignement du jet atomique avec le coeur expérimental. Le poids de la fontaine est réparti sur un système orientable de double balanciers monté sur un bâti ELCOM, l'ensemble étant raccordé au cryostat. Une vanne tiroir permet elle d'isoler la fontaine atomique de la partie supérieur du dispositif, ce qui est utile par exemple lorsque l'on procède à l'ouverture du cryostat. Le pompage de la fontaine s'effectue au niveau de l'enceinte UHV ainsi qu'au niveau du 2D-MOT par l'intermédiaire de deux pompes ioniques.

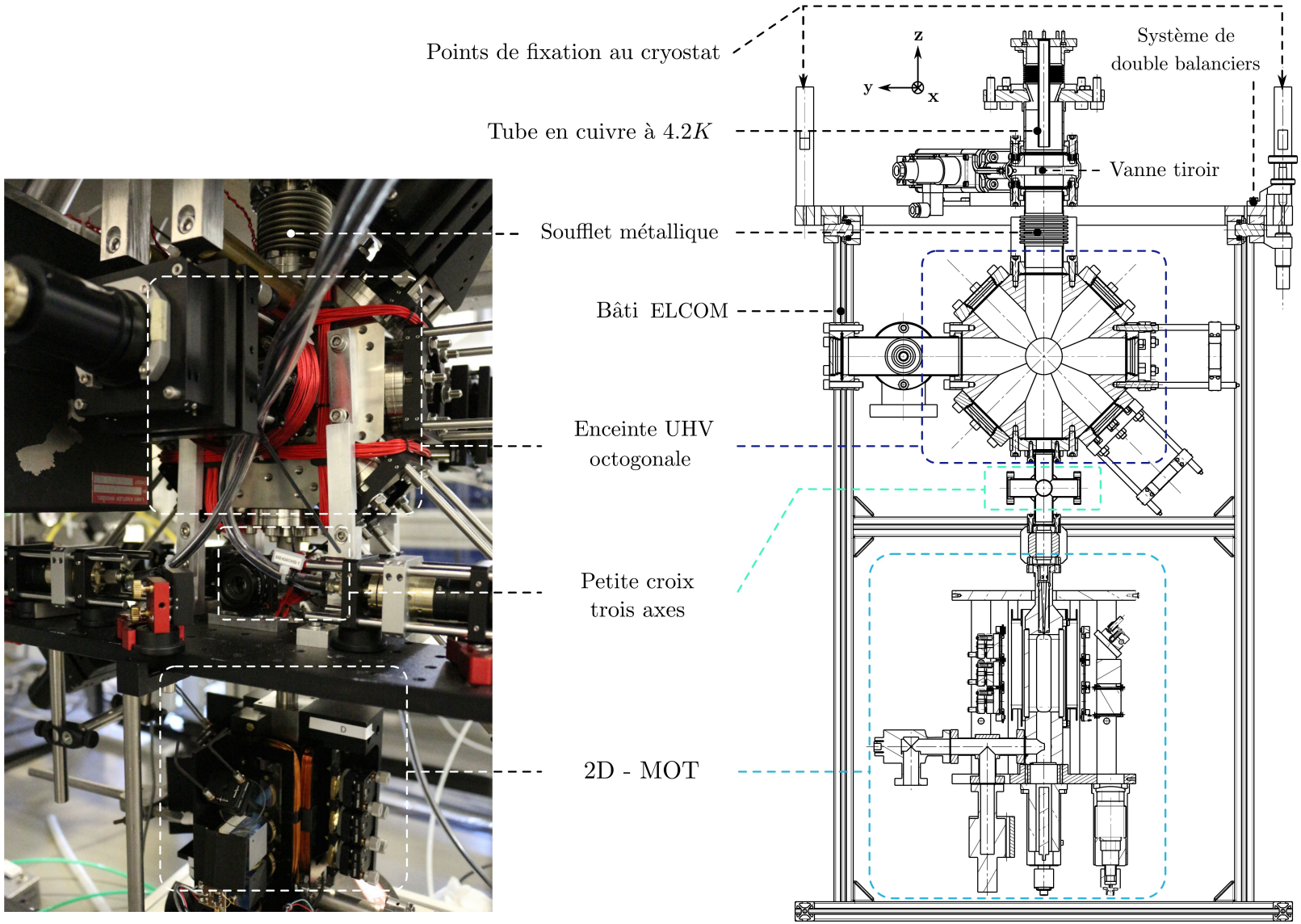


FIGURE 2.2 – Photo (à gauche) et schéma technique (à droite) de la partie fontaine atomique de l'expérience.

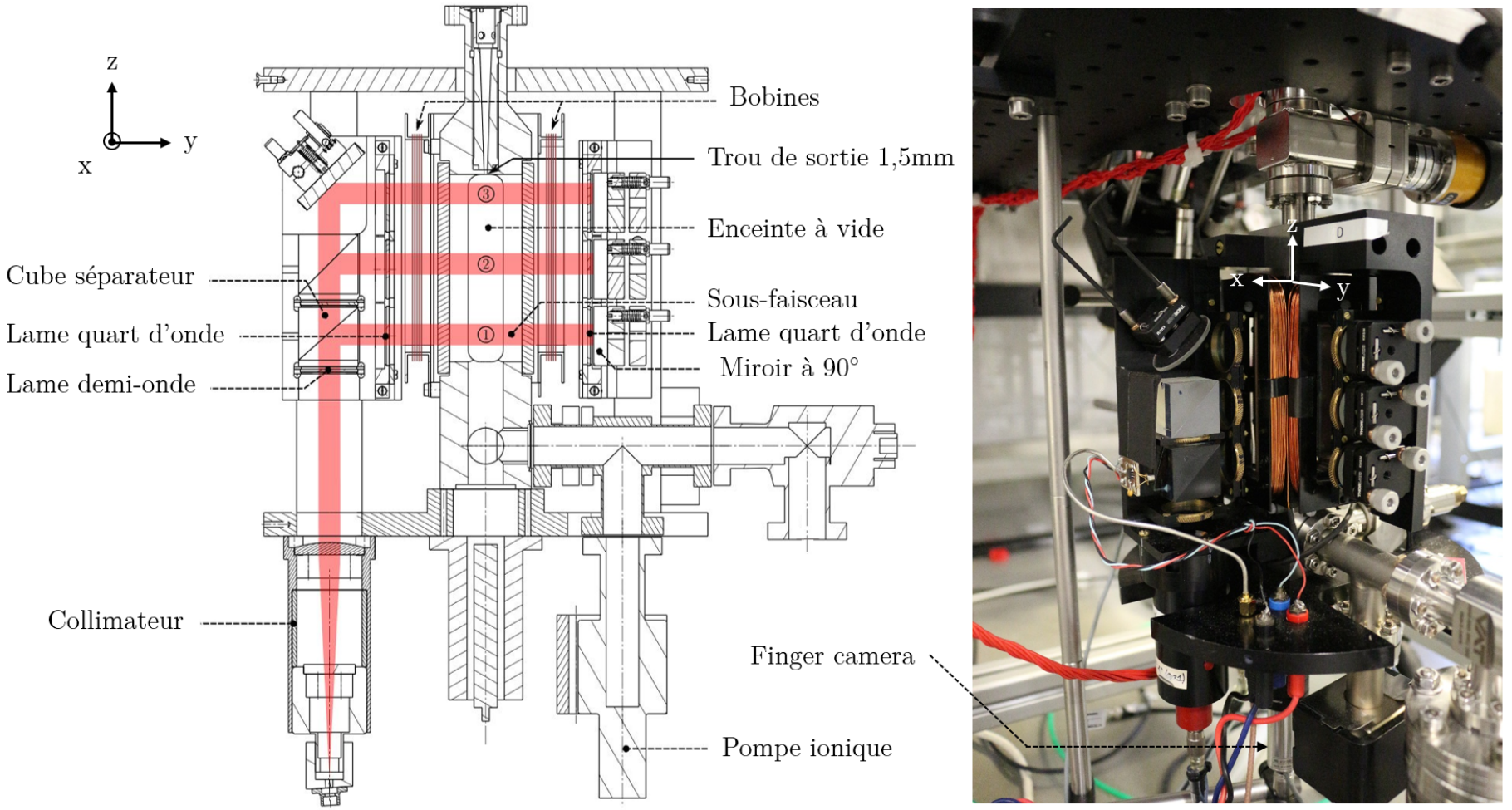


Figure 2.3 – (à gauche) Coupe selon le plan (yOz) du piège magnéto-optique à 2 dimensions utilisé dans l'expérience, formé de 3 zones successives. Les faisceaux laser sont représentés en rouge. (à droite) Photographie de la zone correspondante

2.1.1 Piège magnéto-optique à deux dimensions

Le piège magnéto-optique utilisé nous a été fourni par le SYRTE (SYstèmes de Référence Temps Espace) qui est un département de l'observatoire de Paris. Pour refroidir les atomes on a besoin de faisceaux contra-propageant de polarisations σ^+ et σ^-. Le refroidissement s'effectue dans les deux directions $\mathbf{x}$ et $\mathbf{y}$, permettant de générer un jet atomique vertical. Les deux faisceaux laser sont issus d'un collimateur les rendant elliptiques de grand axe $1/e^2 = 24\,\text{mm}$ puis passent par un système optique composé de lames $\lambda/2$ et de cubes polariseurs permettant de le diviser en trois (2.3). On obtient ainsi trois zones de refroidissement. Chaque faisceau traverse ensuite l'enceinte contenant les atomes et est réfléchi par un miroir le renvoyant dans l'enceinte. Des lames $\lambda/4$ sont placées de part et d'autre pour adapter la polarisation des faisceaux.

Les hublots de l'enceinte à vide du 2D-MOT sont cerclés de deux paires de bobines rectangulaires alignées avec les directions de refroidissement, permettant de générer le champ magnétique nécessaire au piégeage des atomes. Chacune des paires est en configuration anti-Helmoltz générant selon chacun des axes un zéro du champ au centre de l'enceinte à vide suivant une structure quadrupolaire. En pratique, les deux bobines d'un même axe sont connectées entre elles et le courant nécessaire pour la formation d'un MOT est de 1.63 A pour celles de l'axe $\mathbf{x}$ et 1.81 A pour celles de l'axe $\mathbf{y}$, correspondant à un gradient de champ magnétique d'environ $23\,\text{G}\,\text{cm}^{-1}$. En combinaison avec les faisceaux laser, la force résultante sur les atomes est radiale et dirigée vers les zones de zéro du champ, ce qui confine les atomes dans un petit volume, et les laisse s'échapper dans la direction $\mathbf{z}$.

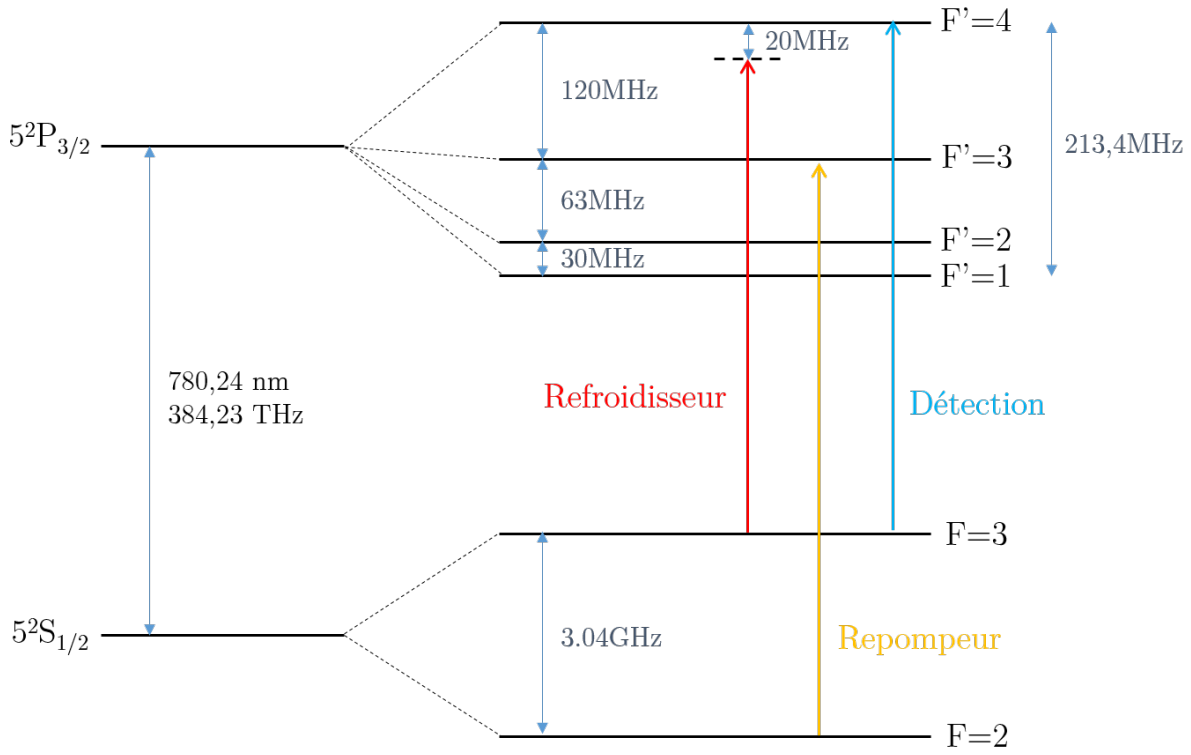


FIGURE 2.4 – Schéma des niveaux du Rb^{85} impliqués lors du refroidissement et de la détection des atomes.

Les faisceaux de refroidissement sont ajustés sur la transition optique $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 4\rangle$, légèrement désaccordés vers le rouge (2.4). Le rubidium 85 a en réalité

un deuxième niveau fondamental $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ et il est donc nécessaire d'ajouter un faisceau pour repomper les atomes et ne pas sortir du schéma de refroidissement. Chaque faisceau refroidisseur est donc couplé à un faisceau de repompage à résonance avec la transition $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$. Pour répartir les différents lasers en deux fibres équilibrées entre le refroidisseur et le repompeur on utilise deux des trois sorties du cluster « 2 → 3 » de la marque Schäfter+Kirchhoff. Les puissances lasers en sortie de fibres optiques destinées aux directions x et y sont respectivement 38 mW et 35 mW pour le laser refroidisseur et 3.4 mW et 3.6 mW pour le laser repompeur.

La vapeur de rubidium est délivrée par un réservoir connecté à l'arrière du piège par une vanne permettant d'isoler si nécessaire la source de rubidium. Il est chauffé à une température d'environ 60 °C. Enfin, le jet atomique constitué sort de la zone du 2D-MOT par un trou de 1.5 mm de diamètre suivi d'un cylindre de graphite usiné selon une ouverture conique, laissant traverser le jet d'atomes froids suivant l'axe **z** mais tendant à stopper les atomes plus rapides issus de la vapeur de Rubidium chauffé et assurant un vide plus poussé dans la partie supérieure de l'enceinte.

2.1.2 Mélasse optique

Une fois les atomes sortis du 2D-MOT, ils réalisent un vol balistique sur une distance d'environ 10 cm jusqu'à atteindre la petite croix trois axes. En sortie de MOT la divergence du faisceau est non négligeable ce qui peut entraîner une perte considérable de la densité du jet atomique sur son parcours. Nous avons donc rajouté dans cette zone une mélasse optique suivant les deux dimensions x et y pour réduire la divergence du faisceau.

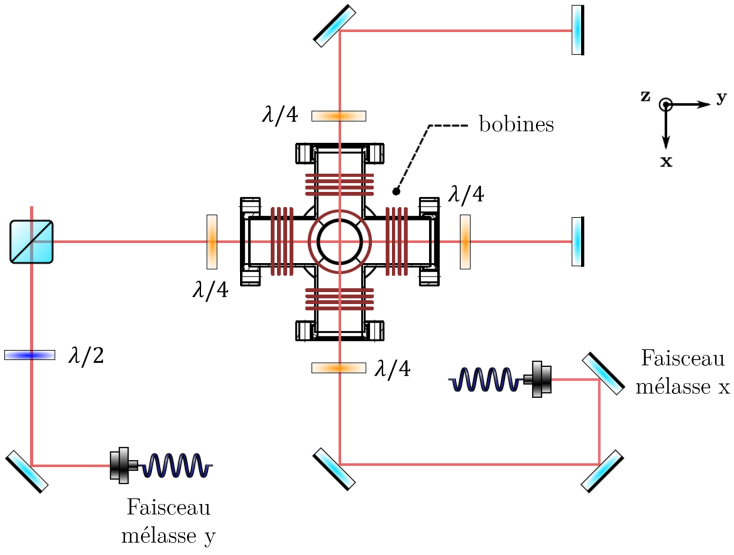


Figure 2.5 – Schéma du breadboard optique mis en place au niveau de la petite croix trois axes afin de générer une mélasse selon les axes **x** et **y** pour réduire la divergence du faisceau atomique.

Le dispositif est présenté sur la figure 2.5. Dans chacune des directions, la sortie d'une fibre fournit un faisceau laser qui traverse successivement une lame quart d'onde, l'enceinte, puis une nouvelle lame quart d'onde avant d'être rétro-réfléchi sur lui-même. Cela donne deux faisceaux contra-propageant, l'un polarisé σ^+ l'autre σ^- permettent un refroidissement transverse du jet atomique. Les faisceaux font en pratique 1 cm de diamètre

et il y a en sortie de fibre pour l'axe **x** 5.1 mW de laser refroidisseur et 500 µW de laser repompeur et pour l'axe **y** 4.2 mW de laser refroidisseur et 250 µW de laser repompeur. Une paire de bobines circulaires sur chacune des directions permet d'annuler le champ magnétique au centre de l'enceinte pour ne pas dévier le jet d'atomes froids de son axe.

2.1.3 Système d'imagerie pour le réglage de la fontaine

Un système d'imagerie simple par fluorescence a été mis en place au niveau de l'enceinte UHV octogonale (2.6). Ce système nous a permis d'optimiser la fontaine atomique sur un premier signal visuel afin de maximiser le flux atomique. Deux fibres sont connectées selon l'axe **x**, émettant deux faisceaux de diamètre 1.3 cm équilibrés en puissance (≈5 mW chacune) à résonance sur la transition $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 4\rangle$. La fluorescence est ensuite collectée sur la direction **y** à l'aide d'une caméra Basler A102f. L'intensité de saturation de la transition considérée étant de 3.9 mW cm^{-2} [67], elle est ici atteinte.

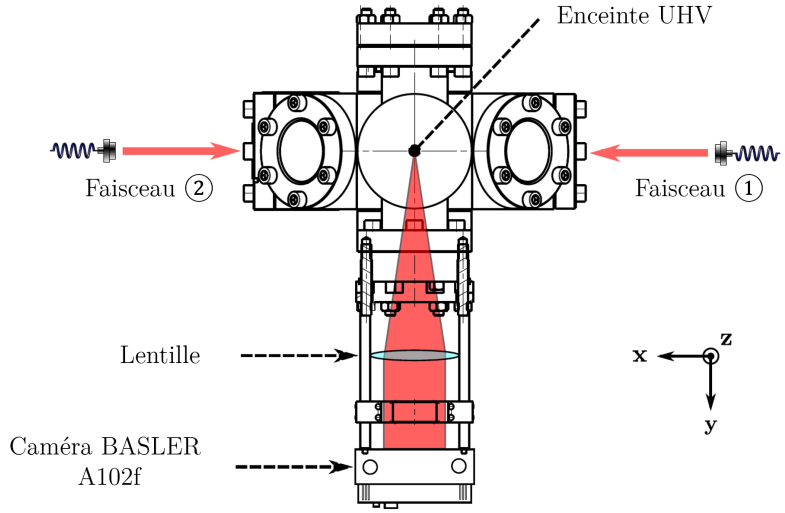


FIGURE 2.6 – Schéma du système optique d'imagerie par fluoresence mis en place au niveau de l'enceinte UHV octogonale.

Cette caméra fut calibrée pour convertir le signal reçu sur l'ensemble de ses pixels en puissance lumineuse et obtenir ainsi une évaluation du nombre d'atomes présents robuste vis à vis du choix du temps d'exposition ou du gain de la caméra. La programmation d'une interface graphique fut également nécessaire afin d'améliorer le signal en moyennant l'image et en soustrayant le fond ou encore pour analyser l'image obtenue et obtenir des informations sur la taille du jet atomique. Un exemple d'observation du jet à l'aide de cette méthode est présenté sur la figure 2.7.

Ce système d'imagerie, associé au signal d'une *finger caméra* placée sous la fontaine atomique et observant directement le 2D-MOT, nous a permis un premier réglage de la fontaine atomique dans son ensemble et du piège magnéto-optique plus précisément pour optimiser la densité atomique dans le jet au niveau de l'enceinte UHV octogonale. La procédure est la suivante :

- *Sur le 2D-MOT :* A l'aide des lames $\lambda/2$ répartir la puissance de manière homogène entre les trois zones. Réduire la taille des faisceaux de refroidissement à l'aide d'un

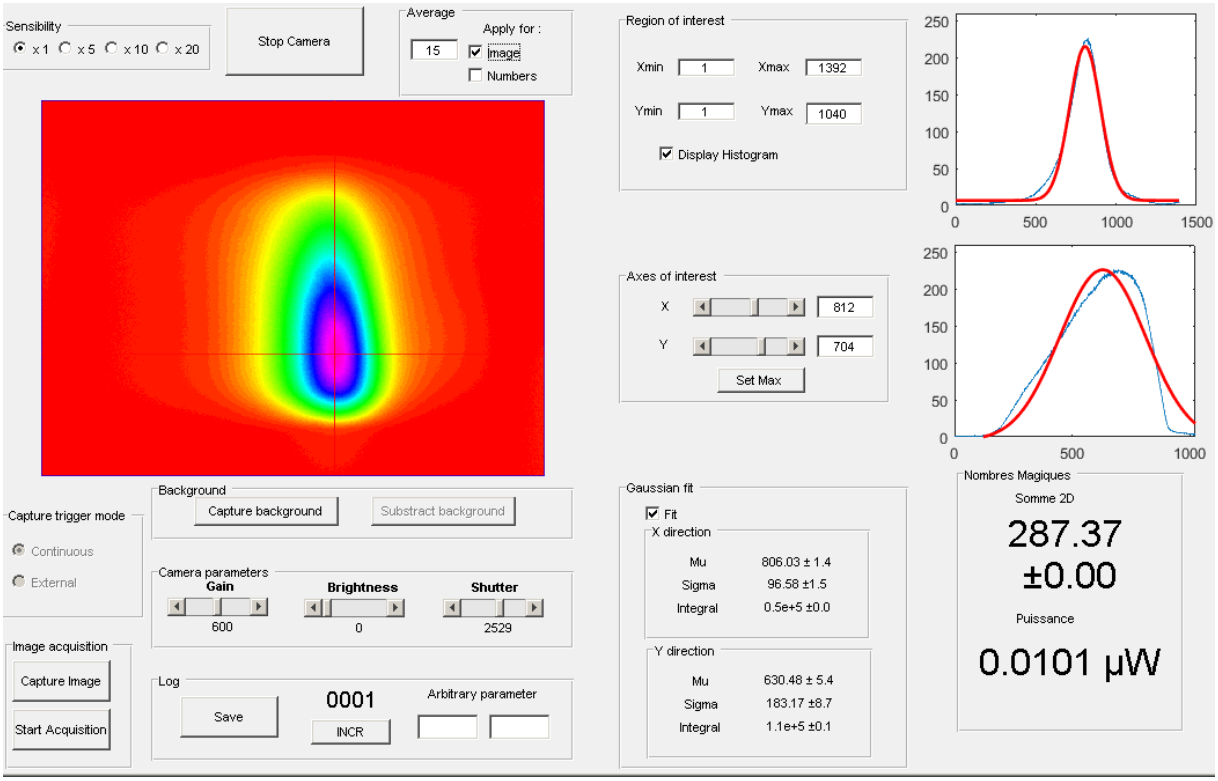


Figure 2.7 – Jet atomique observé par fluorescence à l'aide d'une caméra Basler A102f sur une interface graphique personnalisée.

diaphragme placé en sortie de fibre puis régler les miroirs de rétro-réflexion en regardant au loin à travers les cubes séparateurs pour que chaque faisceau se superpose parfaitement avec sa réflexion.

- *Sur le 2D-MOT :* Mettre ensuite toute la puissance sur la zone la plus basse et ajuster les lames $\lambda/4$ correspondantes jusqu'à observer une fluorescence nette sur la *finger caméra*, témoin d'un réglage correct de la polarisation et de la présence d'un piège magnéto-optique.
- *Sur le 2D-MOT :* Répéter la procédure sur la zone du milieu puis la zone du haut pour être capable de créer un MOT alternativement dans chacune des zones.
- *Sur le 2D-MOT :* Enfin, répartir à nouveau de manière homogène la puissance totale sur chacune des zones. L'image obtenue sur la finger caméra ressemble alors à la figure 2.8. Regarder à ce moment là l'aspect du jet atomique sur l'image obtenue dans l'enceinte octogonale.
- *Sur la mélasse transverse :* Activer la mélasse transverse. Cacher la rétroréflexion, et ajuster la direction des faisceaux selon **x** et **y** de manière à faire disparaître totalement le jet atomique de l'image sur la caméra Basler, tout en conservant des faisceaux laser horizontaux. Lorsque le jet atomique est complètement dévié, c'est que l'on a placé les faisceaux laser au centre de la trajectoire des atomes.
- *Sur la mélasse transverse :* Laisser passer maintenant la rétroréflexion et la régler à l'aide de son miroir de sorte à refaire apparaître le jet atomique sur la caméra et obtenir un nuage atomique le plus dense possible. L'effet de la mélasse est alors visible.

- *Sur le 2D-MOT :* Ajuster la direction du faisceau et de la rétroréflexion de la zone supérieure du 2D-MOT pour optimiser l'image de l'enceinte UHV. Le réglage optimal obtenu en pratique n'est plus horizontal, les faisceaux de cette dernière zone se comportent donc comme des faisceaux légèrement pousseurs pour favoriser la sortie d'atomes lents vers le haut de la fontaine atomique.
- *Sur le 2D-MOT :* Optimiser la répartition en puissance entre les trois zones du 2D-MOT sur l'image de l'enceinte UHV.

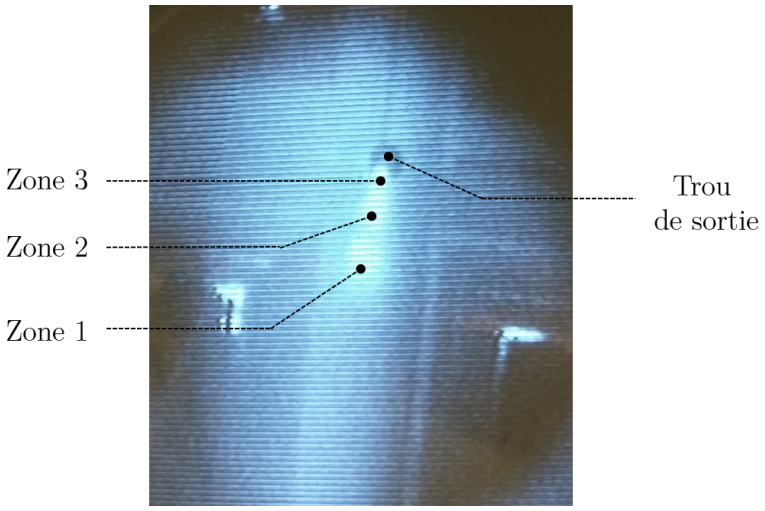


FIGURE 2.8 – Les 3 zones du 2D-MOT observées par en-dessous à l'aide d'une *finger caméra* une fois la procédure de réglages effectuée.

Les 4 dernières étapes doivent être itérées plusieurs fois. A la fin de l'optimisation, on a trois zones du MOT déséquilibrées en puissance avec environ 60% de la puissance dans la zone inférieure, 25% dans la zone du milieu et 15% dans la zone supérieure. L'image prise sur la caméra dans la figure 2.7 correspond à une situation optimale. Une fois ces réglages effectués, nous obtenons un jet d'atomes lents arrivant dans le cœur expérimental et que l'on peut finalement optimiser sur le signal de détection atomique des niveaux de Rydberg directement (2.4.1).

2.2 Coeur du montage expérimental

2.2.1 Cryogénie

L'environnement cyrogénique dans lequel le dispositif est placé est indispensable pour réduire le champ thermique à la fréquence de la cavité, nuisible pour le temps de vie des atomes de Rydberg et problématique lors de la préparation d'états de faibles nombres de photons dans la cavité. D'autre part, le facteur de qualité des miroirs et donc le temps de vie du mode TEM utilisé dépendent en partie de la résistance de surface du niobium supraconducteur qui devient négligeable à basse température. Cet environnement représente cependant une lourde contrainte de part la taille de l'expérience, la nécessité de remplir régulièrement les réservoirs et les problèmes issus de son fonctionnement propre.

L'expérience a donc été pensée et construite autour d'un cryostat à hélium 3 de la marque Ice Oxford dont le régime de fonctionnement devait en théorie permettre d'atteindre une température stable de 0.4 K au coeur du montage. La figure 2.9 en présente

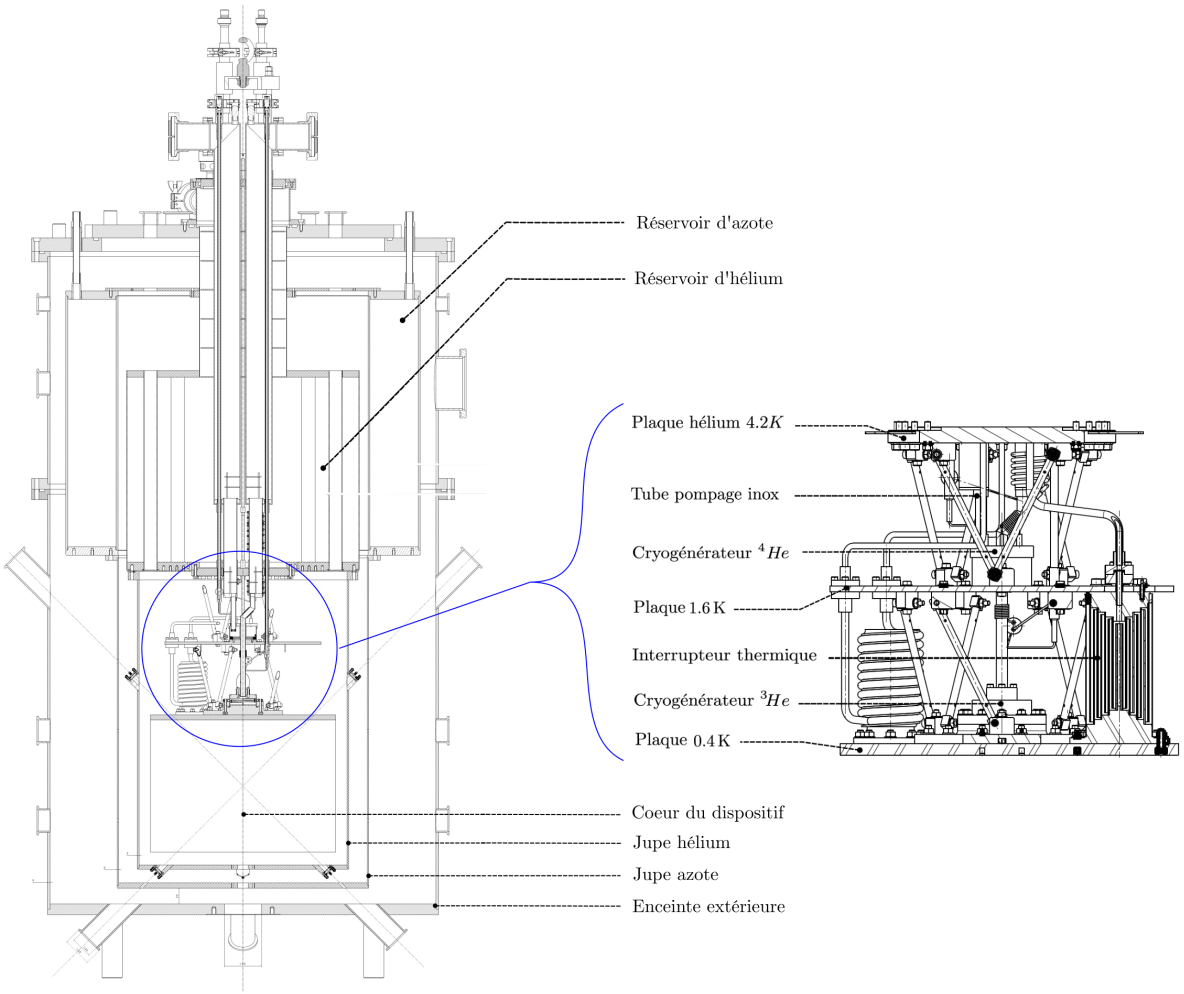


Figure 2.9 – Plan mécanique du cryostat et zoom sur la partie centrale permettant d'abaisser la température expérimentale sous le Kelvin.

un plan mécanique. Deux réservoirs se succèdent : un réservoir d'azote liquide écrante d'abord le rayonnement thermique de la pièce, ce qui permet de réduire les pertes lors du refroidissement à l'hélium qui a lieu dans un second réservoir d'hélium 4 liquide maintenant un premier écran à 4.2 K. Sous cet écran un cryogénérateur réalise une détente adiabatique sur l'helium 4, générant une température stable de 1.6 K sur une plaque de cuivre appelée « plaque 1.6 K ». Le cryogénérateur est alimenté en helium 4 liquide par l'intermédiaire d'un capillaire de débit réglable à l'aide d'une vanne pointeau de grande impédance alors que le pompage s'effectue à l'aide d'une tube en acier inoxydable. Un dernier étage appelé « plaque 0.4 K » soutient le dispositif expérimental. Il est relié à l'étage supérieur par un interrupteur thermique pouvant être tour à tour rempli d'helium gazeux pour égaliser les températures avec la plaque 1.6 K, ou pompé pour en assurer l'isolation thermique. Il est refroidi par l'intermédiaire d'un cryogénérateur à hélium 3, isotope rare de l'helium qui circule en circuit fermé dans le cryostat. L'obtention d'une température de 0.4 K fut obtenue lors de tests préliminaires sans le dispositif expérimental suspendu à la plaque, mais nous ne sommes jamais parvenus à atteindre un régime stationnaire une fois le dispositif rattaché. Nous avons donc réalisé toutes les expériences présentées dans ce manuscrit en présence du cryogénérateur à hélium 4, avec l'interrupteur thermique rempli d'helium gazeux pour équilibrer les températures.

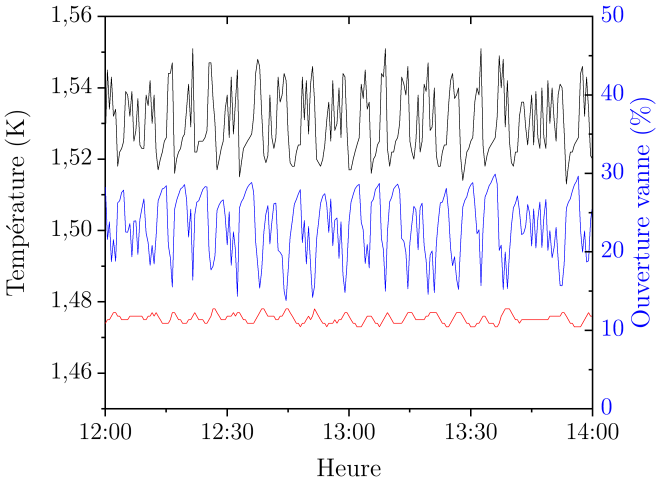


FIGURE 2.10 – Températures mesurées à l'intérieur de l'expérience en présence de l'asservissement de la température par l'intermédiaire du contrôle du pourcentage d'ouverture de la vanne pointeau. En noir est tracée la température de la plaque 1.6 K, en rouge celle de la plaque 0.4 K. En bleu, correspondant à l'axe des ordonnées de droite est tracé le pourcentage d'ouverture de la vanne sur lequel la rétroaction s'effectue.

La température d'équilibre de la plaque 1.6 K et donc du cœur expérimental repose sur un équilibre délicat entre pompage et réalimentation en hélium 4 liquide et est gouvernée par l'ouverture plus ou moins importante de la vanne pointeau introduite précédemment. Un asservissement électronique permet de corriger en temps réel le pourcentage d'ouverture selon la température mesurée sur la plaque, réinjectant plus de liquide pour augmenter la température ou moins pour la diminuer. Trouver des réglages stables sur le long terme pour la température de consigne et les paramètres du PID s'est avéré laborieux, le capillaire ayant tendance à se boucher en fonction du niveau d'hélium présent dans le réservoir à hélium 4 liquide, la situation empirant avec le temps. Cependant dans un régime stable le contrôle de la température est très efficace, la température de la plaque 1.6 K est (1.530 ± 0.009) K. Dans ces conditions, la température mesurée du coeur du dispositif expérimental est elle de (1.476 ± 0.001) K. La différence entre les deux températures provient d'un problème de calibration absolue des sondes utilisées.

S'assurer d'un bon contrôle sur la température est essentiel pour la stabilité de l'expérience. Un changement de la température du bloc expérimental est susceptible d'entraîner de légères contractions thermiques pouvant modifier la fréquence de la cavité de quelques centaines de Hz, ainsi que modifier l'environnement vibrationnel de l'expérience, deux caractéristiques que nous souhaiterons maîtriser dans les expériences faisant intervenir la cohérence du signal micro-onde injecté. La stabilité obtenue au mK près assure une variation de la fréquence de la cavité due à la température $\Delta\nu_{cav,T}$ plus petite que 20 Hz.

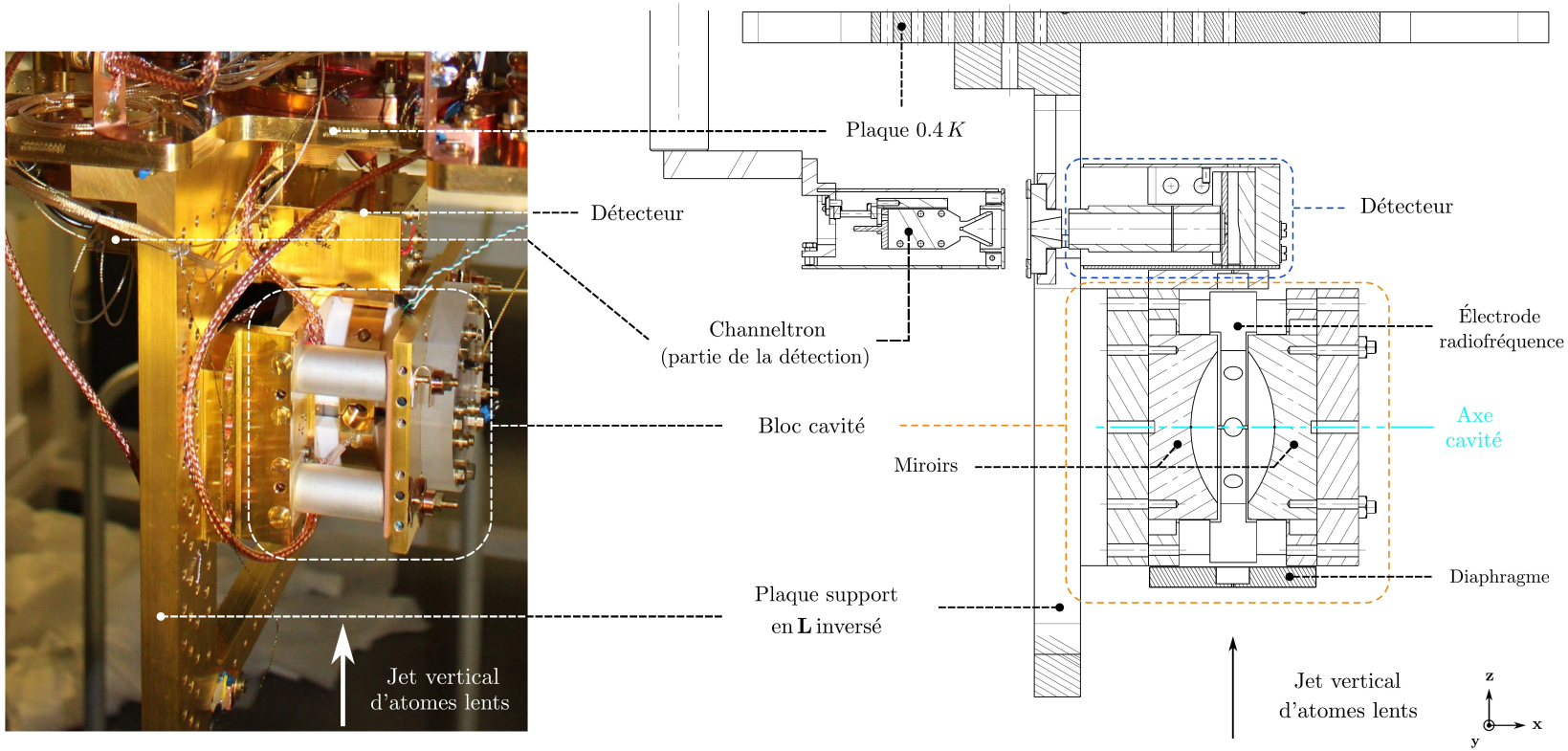


Figure 2.11 – Photo (à gauche) et schéma technique (à droite) du cœur du dispositif expérimental. Le jet d'atomes lents traverse verticalement la cavité au sein duquel des faisceaux lasers horizontaux préparent les atomes dans des niveaux de Rydberg. Après un temps de vol dans la cavité ils arrivent dans un détecteur au sein duquel ils sont ionisés, les électrons étant récupérés et amplifiés par un channeltron.

2.2.2 Schéma technique et identification des différents éléments

La figure 2.11 présente une vue d'ensemble de la constitution du coeur du dispositif expérimental. Il est fixé sur une structure en L inversé elle même liée à la plaque 0.4 K d'un cryostat (2.2.1). Les atomes traversent verticalement la cavité supraconductrice perpendiculairement à son axe. Une fois dans la cavité ils sont excités par trois faisceaux lasers résonants successifs pour atteindre un niveau de Rydberg (2.2.3). Quatre électrodes (2.2.6) formant une couronne autour des deux miroirs de la cavité sont alors utilisées pour générer un champ radiofréquence préparant les atomes dans le niveau circulaire. Après avoir intéragi avec le mode transverse de la cavité (2.2.7) les atomes sont enfin ionisés sur un détecteur relié à un channeltron qui amplifie et transmet le signal électronique obtenu (2.2.5).

2.2.3 Excitation laser

Les lasers qui induisent les trois transitions successives présentées sur la figure 1.11 sont ammenés par des fibres optiques fixées sur un breadboard suspendu au bâti du cryostat (2.12).

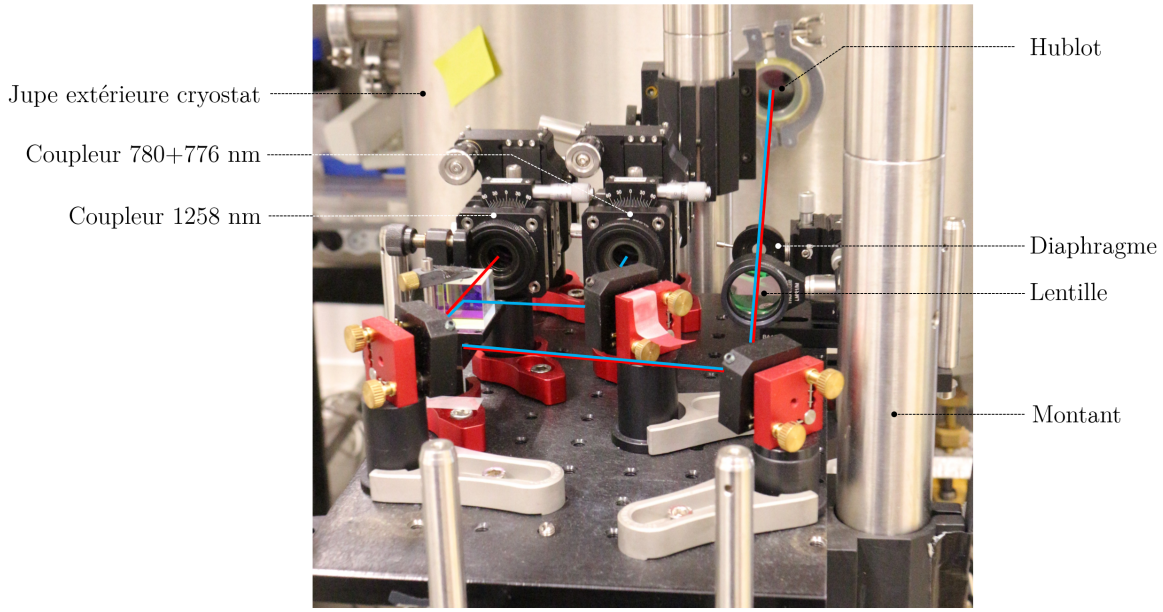


FIGURE 2.12 – Breadboard optique amenant les différents faisceaux laser nécessaires pour l'excitation Rydberg dans la zone du coeur expérimental. Un trait de couleur schématise le trajet des lasers, bleu pour les lasers à 780 nm et 776 nm, rouge pour le laser à 1258 nm.

Les lasers à 780 nm et 776 nm (que nous appellerons faisceau 780+776) sont couplés dans la même fibre optique, puis sont superposés au laser à 1258 nm (faisceau 1258) à l'aide d'un cube polarisant et d'un miroir. Leur superposition est optimisée sur un diaphragme situé avant le hublot du cryostat, ainsi que sur une caméra située à la sortie du cryostat. La direction et la position des faisceaux lasers, déterminant la zone d'excitation au sein de la cavité, est ajustée à l'aide de deux miroirs, et peut être suivie en observant la position des faisceaux sur la caméra de sortie. La taille des deux faisceaux lasers a été successivement réduite pour diminuer la zone d'excitation et réduire une atténuation des signaux mesurés

liée aux dispersions spatiales. Pour cela, la focale de la lentille des deux coupleurs de fibre fut successivement adaptée. La taille réelle des faisceaux dans la zone d'excitation peut être mesurée en ajoutant momentanément un miroir sur le chemin des faisceaux lasers et en plaçant après la réflexion une caméra à une distance égale à la distance du cœur expérimental. Les tailles et puissances des faisceaux lasers utilisés sont résumés dans le tableau 2.1. Pour ces tailles de laser les dispersions spatiales seront, comme nous le verrons dans la suite, négligeables.

Table 2.1 – Paramètres des faisceaux laser d'excitation

	776 nm	780 nm	1258 nm
Diamètre gaussien (µm)	250	250	380
Puissance (mW)	0.1	1.1	1.7

Au niveau de la table optique, deux modulateurs acousto-optiques (AOM) alimentés par deux oscillateurs contrôlés en tension (VCO) placés sur le chemin respectivement des faisceaux 780+776 et du faisceau 1258 remplissent deux fonctions essentielles. Comme nous le reverrons dans la suite, il est très important de limiter au maximum la probabilité d'avoir deux atomes simultanément dans l'expérience, ce qui donne naissance à des phénomènes différents de ceux décrits dans la partie 1. Nous avons donc besoin d'un bouton pouvant régler facilement le nombre d'atomes préparés d'une séquence à une autre, ce que nous ajusterons à l'aide de la puissance du faisceau 1258 et de la durée d'allumage des faisceaux 780+776. Le nombre d'atomes final étant très faible, il est nécessaire d'acquérir les données sur une longue plage temporelle ($\approx 12\,\mathrm{h}$). La stabilité de l'ensemble du montage expérimental et en particulier de la table optique est donc essentielle, ce que nous contrôlerons en calibrant régulièrement la fréquence du faisceau 1258.

De façon plus détaillée, l'AOM des faisceaux 780+776 est utilisé comme un interrupteur, son entrée radiofréquence étant piloté par un signal logique programmé dans les séquences expérimentales. C'est donc lui qui décide du début d'une séquence, préparant les atomes dans un état de Rydberg. Si le jet d'atomes lents est continu, l'excitation est pulsée, préparant des paquets atomiques successifs. Il est possible de varier le temps d'allumage de l'AOM et donc varier la durée d'excitation des atomes, ce qui permet de préparer des paquets atomiques de taille variable.

Le faisceau 1258 est lui continûment allumé, mais on utilise son AOM afin de corriger d'éventuels déviations en fréquence. En effet, les atomes sont très sensibles à la fréquence du dernier laser et le nombre d'atomes détectés dans l'état de Rydberg peut beaucoup fluctuer sur une journée, ce qui nécessite de se replacer régulièrement à la résonance atomique. A l'aide du VCO pilotant l'AOM du faisceau 1258, nous avons automatisé cette mise à résonance afin qu'elle intervienne une fois par heure, permettant de corriger les déviations fréquentielles dues par exemple aux variations de température dans la salle expérimentale. La fréquence du faisceau 1258 est directement liée à la fréquence de la radiofréquence alimentant l'AOM qu'il est possible de contrôler en appliquant un voltage variable sur le VCO à l'aide d'une sortie analogique de l'ordinateur de contrôle. Un scan régulier du nombre d'atomes détectés en fonction de ce voltage permet de se fixer sur le voltage optimal. Enfin, un mixeur précédant l'AOM du faisceau 1258 permet de varier la puissance envoyée à l'AOM, donc la puissance du laser correspondant, ce qui permet d'avoir un deuxième réglage pour adapter le nombre d'atomes par paquet. Ce dernier réglage sur le mixeur permet d'adapter sur une petite échelle de temps la taille des pa-

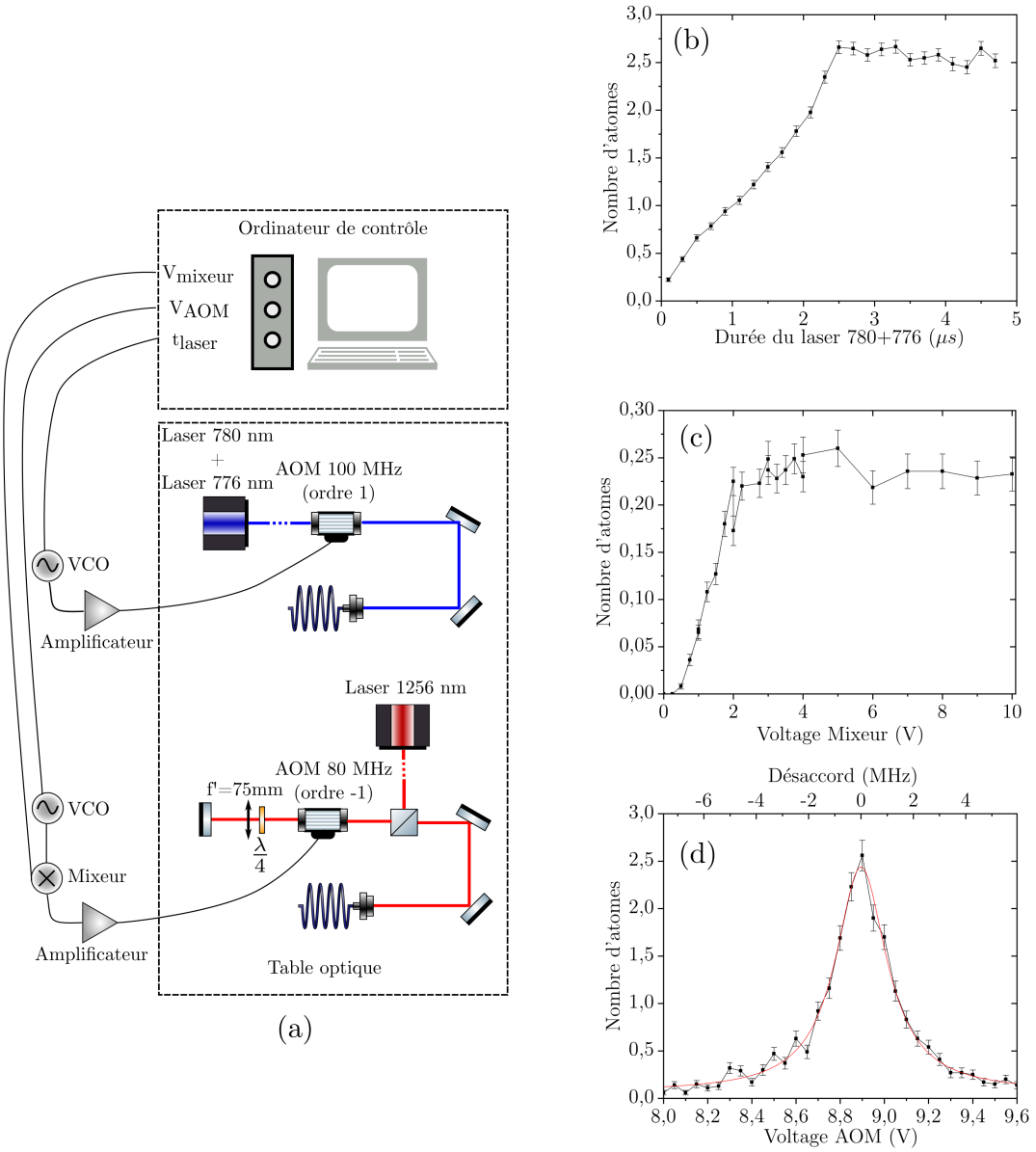


FIGURE 2.13 – (a) Schéma explicatif de l'ajustement du nombre d'atomes dans l'expérience à l'aide de deux sorties analogiques et une sortie logique de l'ordinateur de contrôle pilotant indirectement deux AOM de la table optique. (b) Nombre d'atomes mesurés sur le détecteur en fonction de la durée d'allumage de l'AOM contrôlant les faisceaux 780+776. (c) Nombre d'atomes en fonction du voltage appliqué sur le mixeur réglant indirectement la puissance du faisceau 1258 pour une durée d'allumage de 0.1 µs. (c) Nombre d'atomes en fonction du voltage appliqué sur le VCO réglant indirectement la fréquence du faisceau 1258.

quets atomiques préparés pour les atomes dits « absorbants » par rapport aux atomes de l'expérience. Un schéma résumant ces trois fonctionnalités est présenté sur la figure 2.13, ainsi que les variations en nombre d'atomes obtenues pour chacun des cas.

2.2.4 Sources micro-onde

La fréquence de résonance de la cavité et les transitions entre deux niveaux circulaires successifs appartiennent au domaine micro-onde et sont autour de 50 GHz. Pour pouvoir préparer l'atome et la cavité dans des états déterminés il est donc nécessaire de pouvoir acheminer de la micro-onde dans cette gamme fréquentielle au coeur de la cavité. Nous utilisons pour cela la ligne d'injection présentée sur le schéma 2.14. Trois synthétiseurs micro-onde Anritsu-MG3692 et un synthétiseur Anapico-Apsyn 420 fournissent un signal autour de 12.8 GHz avec une précision meilleure que le Hertz. La fréquence et la puissance des synthétiseurs Anritsu est contrôlable directement par l'ordinateur de contrôle et adaptée selon les séquences expérimentales. La fréquence du synthétiseur Anapico est elle décidée en amont des séquences et sa puissance de sortie adaptée grâce à un atténuateur variable. Il est donc moins modulable et nous l'utiliserons pour une tâche identique dans toutes les séquences. Tous les synthétiseurs délivrent un signal en permanence dont nous contrôlons l'allumage et l'extinction à l'aide de diodes PIN placées en sortie. Le temps de commutation est limité par le temps caractéristique de la sortie digitale utilisée soit de l'ordre de 100 ns. Les quatre sources micro-onde sont réunies dans la même ligne d'injection grâce à des coupleurs 3 dB puis un élément non linéaire actif génère les harmoniques d'ordre 4 pour atteindre les fréquences souhaitées. Le signal micro-onde traverse ensuite un atténuateur variable que nous utiliserons pour calibrer le temps de vie de la cavité (1.2.1.3), puis est acheminé au coeur de l'expérience dans un guide d'onde rayonnant dans l'ensemble du dispositif expérimental.

Le champ se couple alors avec différents modes propres complexes de la structure comprenant des noeuds et des ventres au sein de la cavité. En faisant varier le champ directeur on pourra jouer sur ces modes pour maximiser le couplage entre chacune des micro-onde et l'atome. Pour ce qui est du couplage au mode TEM de la cavité il repose sur un couplage par effet de bord, c'est-à-dire à travers les canaux de perte par diffraction de la cavité. On peut alors préparer un état cohérent $|\alpha\rangle$ directement proportionnel au temps d'injection dans la cavité. Différentes méthodes pour calibrer cette injection ont été mises en oeuvre et seront détaillées dans les parties suivantes.

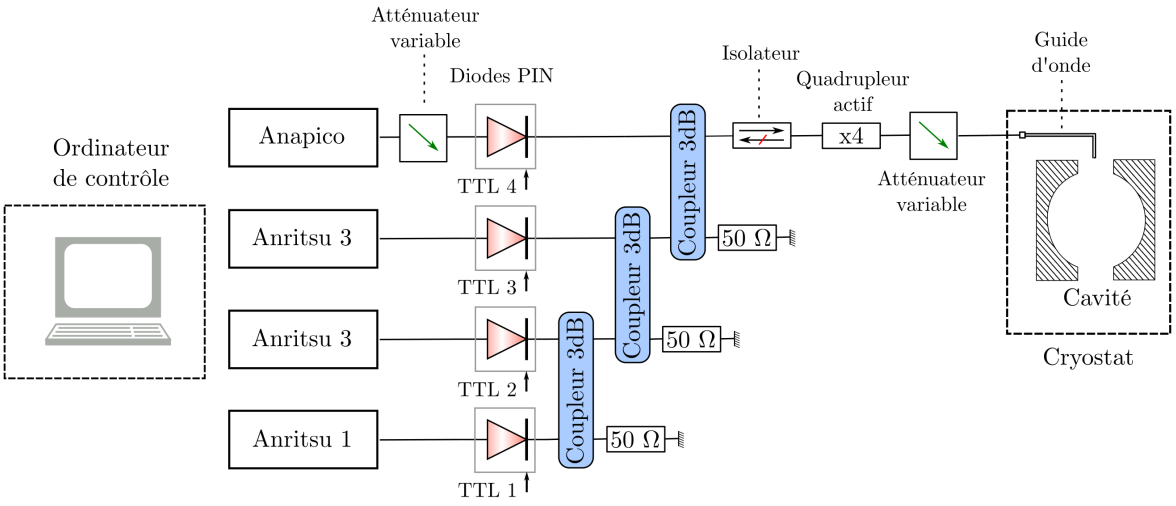


Figure 2.14 – Schéma de la ligne d'injection des signaux micro-ondes utilisés, de leur génération jusqu'à l'acheminement au coeur du dispositif expérimental.

2.2.5 Détection

2.2.5.1 Principe du détecteur utilisé

La détection de l'atome est cruciale pour caractériser l'état du champ dans la cavité, celui-ci ne pouvant être mesuré directement. Notre schéma de détection repose sur l'ionisation de l'atome sélectivement selon son état, puis la récupération de l'électron émis pour obtenir un signal électrique. Pour des atomes de Rydberg, l'électron de valence est très excité et donc très proche de la limite d'ionisation. Par conséquent un champ d'une centaine de V/cm suffit pour ioniser un atome de Rdyberg. De plus, le champ nécessaire pour arracher l'électron dépend du niveau dans lequel se trouve l'atome, ce qui permet une discrimination des différents états, tout au moins entre les différents états circulaires associés à différents nombres quantiques principaux n.

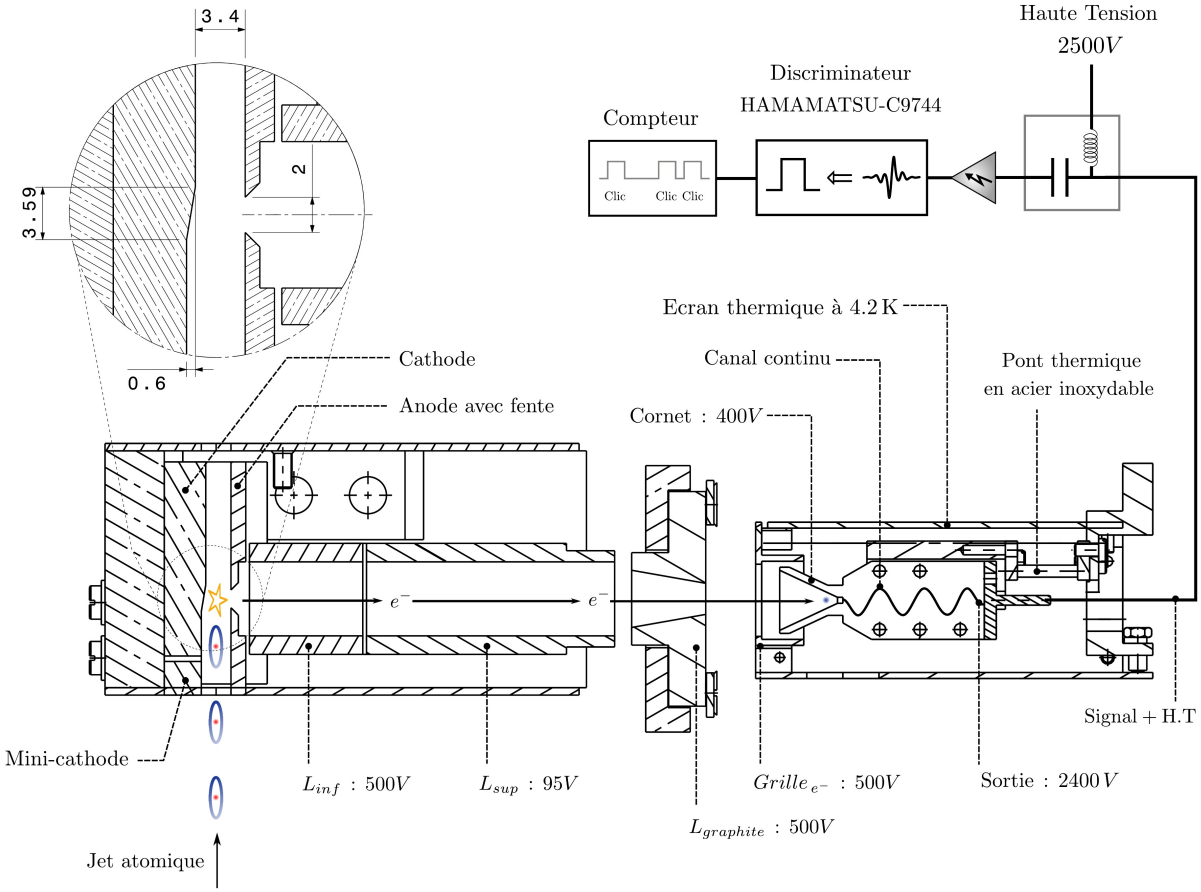


FIGURE 2.15 – Schéma de la partie détection du montage expérimental. Les atomes sont ionisés entre la cathode en pente et l'anode trouée. Les électrons sont ensuite guidés grâce à une succession de lentilles électrostatiques jusqu'au cornet du channeltron dans lequel de multiples électrons secondaires sont générés. Le signal est ensuite amplifié et mis en forme à l'aide d'un discriminateur.

Comme présenté sur la figure 2.15, le détecteur utilisé est composé d'une cathode inclinée et d'une anode plate comportant une fente au milieu de 3.59 mm de large. Pour une différence de potentiel fixée le champ électrique entre les deux électrodes augmente donc le long de la trajectoire dans le détecteur. Ainsi, à une position donnée, seuls les états atomiques dont le seuil d'ionisation coïncide avec la valeur du champ électrique local

se voient arracher leurs électrons de valence. La fente est suffisamment étroite pour être sélective et ne récupérer que les électrons associés à un état circulaire particulier. Un atome dans un autre état sera ionisé à un autre endroit et nous ne récupérons alors aucun signal. L'électron arraché au niveau du trou est ensuite focalisé à l'aide d'un jeu d'électrodes (lentilles électrostatiques) jusqu'à l'entrée d'un multiplicateur d'électrons (channeltron). La courte impulsion électrique qui en résulte est extraite via un câble transportant de la haute tension d'alimentation du channeltron puis découplée de cette dernière hors du cryostat par un T de polarisation. Le signal est finalement amplifié et mis en forme pour donner un signal TTL calibré pour le compteur.

2.2.5.2 Signaux d'ionisation

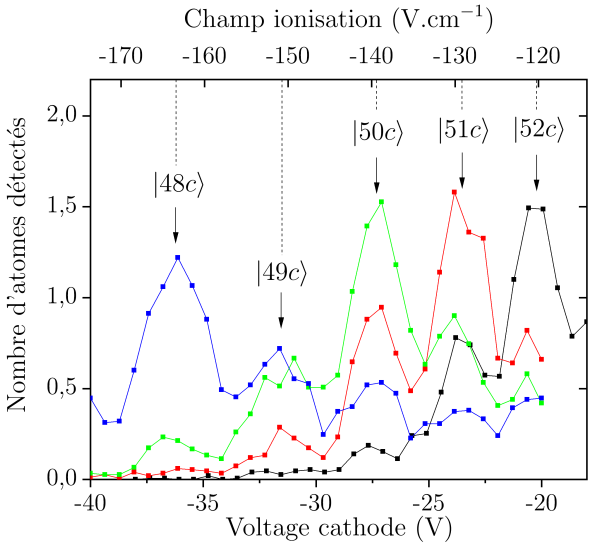


Figure 2.16 – Signaux expérimentaux de détection obtenus en fonction du voltage appliqué sur la cathode du détecteur et du champ d'ionisation correspondant pour des atomes préparés dans les états circulaires $|52c\rangle$ (en noir), $|51c\rangle$ (en rouge), $|50c\rangle$ (en vert) et $|48c\rangle$ (en bleu).

La figure 2.16 présente les signaux d'ionisation obtenus lors de la préparation de différents états circulaires $|nc\rangle$ lorsque l'on scanne le potentiel appliqué sur la cathode. La tension de l'anode est elle fixée à 24.26 V. La courbe noire est celle obtenue à l'issue de la circularisation. Le pic de plus grande amplitude est associé à l'état $|52c\rangle$. On peut en déduire le potentiel correspondant sur la cathode : -20 V et le champ d'ionisation associé : -120 V cm^{-1}. Les autres courbes sont obtenues en appliquant une ou plusieurs impulsions micro-onde classiques afin de passer dans le niveau $|nc\rangle$ pour $n = 48, 50, 51$ et en déduire les seuils d'ionisation correspondant. On voit que les différents pics sont bien séparés et permettent donc de discriminer deux états de Rydberg circulaires adjacents. Les champs d'ionisation pour les niveaux circulaires que nous utiliserons sont résumés dans le tableau 2.2. Pour chaque niveau circulaire nous observons des pics latéraux aux seuils des niveaux voisins en raison de transferts thermiques entre la préparation des atomes et l'instant de détection. Ce biais sera étudié plus en détail dans la partie 2.4.3.1.

TABLE 2.2 – Champs électriques d'ionisation pour les états circulaires.

n	Champ d'ionisation ($V.cm^{-1}$)
52	-120
51	-129
50	-139
49	-151
48	-163

2.2.6 Préparation des atomes circulaires

Une fois préparés dans un état de Rydberg par les trois transitions optiques successives les atomes sont circularisés par l'absorption de multiples photons radiofréquences (1.2.2) générés par un jeu de quatre électrodes disposées en anneau autour de la cavité supraconductrice (2.11). Chaque électrode génère une polarisation linéaire, et en adaptant leur phase relative il est théoriquement possible de générer au centre de la cavité un champ résultant de polarisation σ^+ [68]. Dans notre expérience nous n'utiliserons finalement que deux électrodes adjacentes, notées 1 et 2 sur le schéma 2.17, réduisant l'espace des paramètres ajustables et conduisant néanmoins à une bonne pureté d'atomes circulaires. Les électrodes 3 et 4 sont elles mises à la masse.

2.2.6.1 Montage électronique

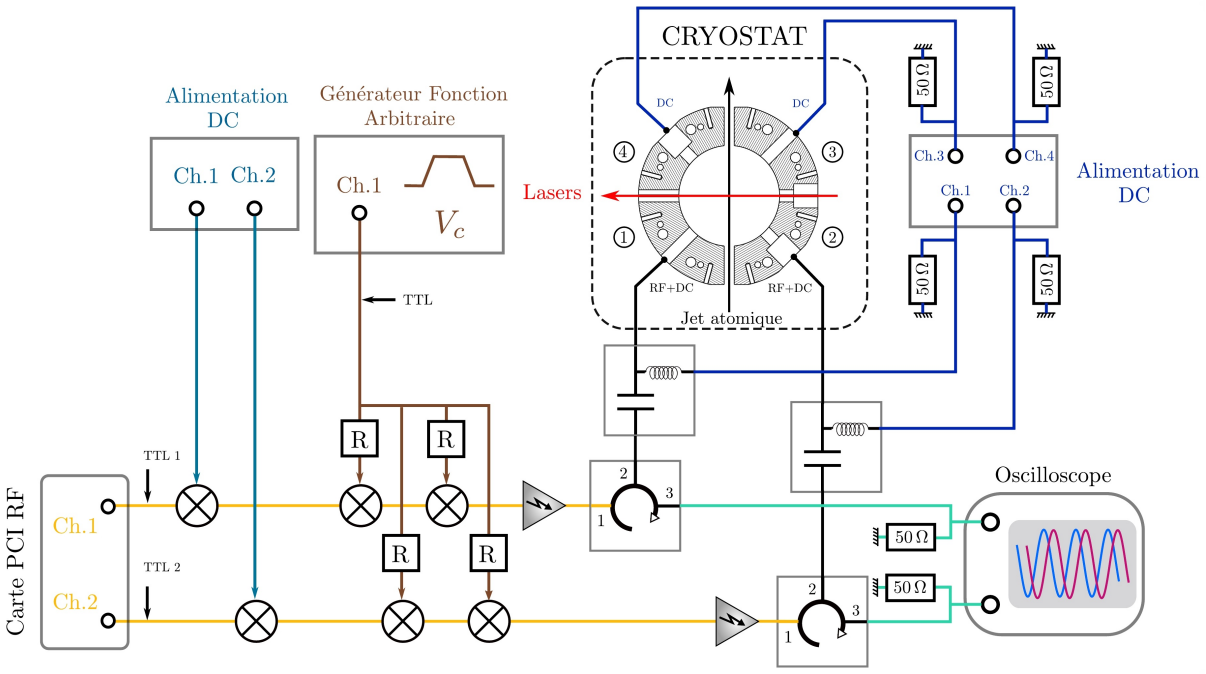


FIGURE 2.17 – Schéma du montage électronique utilisé dans l'expérience pour la génération du champ radiofréquence nécessaire à la circularisation.

La description du montage électronique est tirée de (thèse Dorian Grosso). La radiofréquence est générée par une carte PCI RF à deux sorties, où la phase et la fréquence

de chacun des sorties peut être réglée indépendamment sur un logiciel installé sur l'ordinateur de contrôle. Les phases sont asservies l'une par rapport à l'autre de sorte que c'est bien la phase relative qu'il est possible de régler. Le signal est ensuite propagé par des cables coaxiaux semi-rigides ainsi que par des cables souples maintenus fixement afin d'éviter des fluctuations de la phase. Chacune des voies est pourvue d'un mélangeur fréquentiel connecté à une alimentation DC réglable, permettant de moduler en puissance chacune des voies de façon indépendante. Un autre jeu de mélangeurs en série permet ensuite une modulation en amplitude commune. La tension de commande V_c est délivrée par un générateur de fonctions arbitraires, ce qui permet de mettre en forme les impulsions radiofréquence, gouvernant l'allumage et l'extinction du signal. Plus en aval de la ligne est placé un amplificateur sur chacune des voies. Le signal traverse ensuite un T de polarisation qui permet d'additionner le potentiel radiofréquence à un potentiel statique. Le signal pénètre ensuite dans le cryostat et sa réflexion sur les électrodes RF est extraite sur un circulateur puis monitorée sur un oscilloscope rapide, permettant de savoir quel signal est réellement envoyé sur les électrodes.

2.2.6.2 Passage adiabatique

Ces électrodes sont ensuite utilisées au cours du passage adiabatique nécessaire à la circularisation des atomes une fois placés dans l'état de Rydberg $|52f, m = 2\rangle$ grâce aux trois transitions laser successives. Notons ici que l'axe de quantification est l'axe des miroirs sur lequel on applique le champ directeur. On prépare donc en réalité indifféremment $|52f, m = \pm 2\rangle$ en raison de la polarisation des faisceaux d'excitation. Cependant la radiofréquence ayant une polarisation bien définie σ^+ seul un des états circulaires $|n = 52, n_1 = 0, m = \pm 51\rangle$ sera engendré par la suite et on pourra donc négliger l'autre composante atomique.

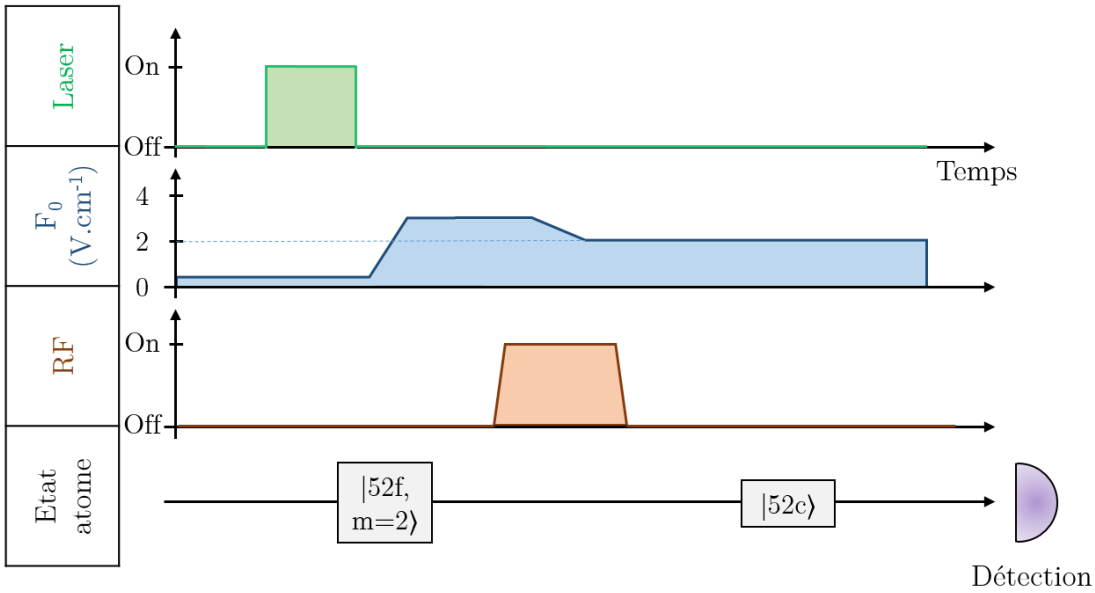
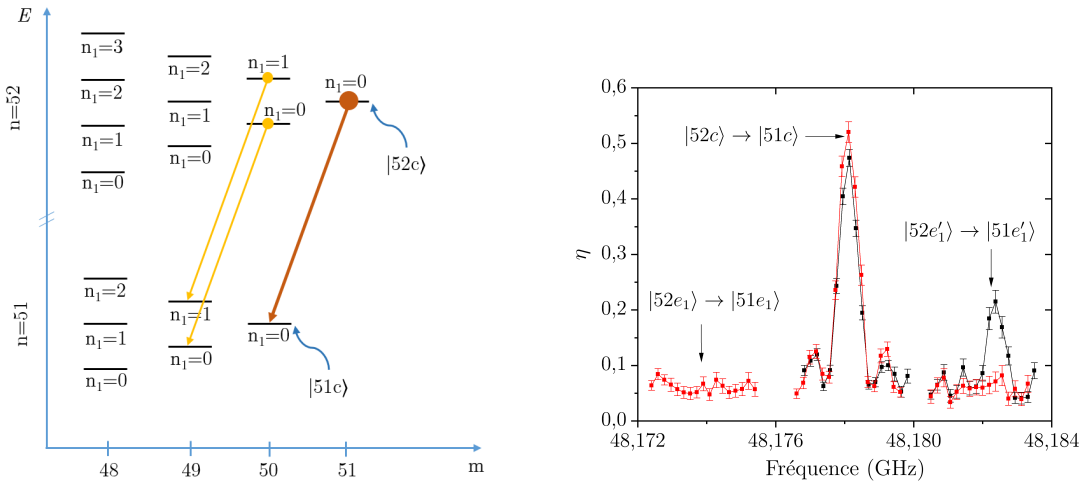


Figure 2.18 – Séquence expérimentale associée à la circularisation par passage adiabatique. L'allumage du laser, le profil du champ généré dans la cavité et l'allumage de la Radiofréquence sont représentés en fonction du temps.

Le passage adiabatique est représenté sur la figure 2.18. Les faisceaux 780+776 sont dans un premier temps pulsés pendant 1 µs pour préparer un paquet atomique dans l'état $|52f, m = 2\rangle$. Ceci est fait en présence d'un champ statique faible de $0.14\,\mathrm{V\,cm^{-1}}$. Le champ directeur statique dans la cavité est généré grâce à deux potentiels appliqués sur les deux miroirs et réglé grâce à un générateur de fonctions arbitraires directement contrôlé par l'ordinateur de contrôle. Le champ statique est ensuite augmenté à $2.40\,\mathrm{V\,cm^{-1}}$. Durant ce premier plateau, le champ radiofréquence est progressivement allumé, puis le champ statique descendu jusqu'à une valeur de $1.98\,\mathrm{V\,cm^{-1}}$ ce qui permet de suivre adiabatiquement l'absorption des 49 photons radiofréquence nécessaire pour arriver dans l'état $|52c\rangle$ [68]. Le champ radiofréquence est ensuite coupé et l'atome détecté après un temps de vol jusqu'au détecteur.



(a) (b)

FIGURE 2.19 – (a) Schéma des sondes micro-ondes utilisées entre la multiplicité $n = 52$ et la multiplicité $n = 51$ pour tester la pureté de la circularisation obtenue. (b) Spectroscopie correspondante autour de la fréquence de la transition $|52c\rangle \rightarrow |51c\rangle$ avant optimisation (courbes noires) et après (courbes rouges). La position des transitions voisines $|52e_1\rangle \rightarrow |51e_1\rangle$ et $|52e'_1\rangle \rightarrow |51e'_1\rangle$ est indiquée par une flèche.

Le réglage de la polarisation et de la puissance du champ radiofréquence nécessaire pour mener cette circularisation repose sur une approche pragmatique consistant à maximiser le nombre d'atomes détectés dans l'état circulaire $|52c\rangle$. De façon équivalente, nous cherchons en pratique à minimiser le résidu d'atomes présents dans les niveaux elliptiques voisins $|52e_1\rangle := |n = 52, n_1 = 0, m = 50\rangle$ et $|52e'_1\rangle := |n = 52, n_1 = 1, m = 50\rangle$ (figure 2.19 (a)). Ces trois niveaux ont des seuils d'ionisation voisins qui ne sont pas résolus au niveau de la détection, mais on peut en revanche estimer leurs populations à l'aide d'une spectroscopie autour de la fréquence de la transition $|52c\rangle \rightarrow |51c\rangle$. En effet les deux fréquences des transitions $|52e_1\rangle \rightarrow |51e_1\rangle$ et $|52e'_1\rangle \rightarrow |51e'_1\rangle$ sont voisines et entourent la transition $|52c\rangle \rightarrow |51c\rangle$ ($\pm \approx 4\,\mathrm{MHz}$ à $2.5\,\mathrm{V\,cm^{-1}}$), ce qui permet de discerner les populations dans les 3 états considérés, comme observé sur la figure 2.19. Les différences de fréquence entre les transitions considérées s'explique par un effet Stark différentiel.

Si des atomes sont détectés dans l'état elliptique $|52e_1\rangle$ alors c'est le signe d'une puissance globale du champ radiofréquence trop faible, les atomes n'ayant pas eu suffisamment de puissance pour atteindre le niveau suivant $|52c\rangle$. La présence d'atomes dans l'état $|52e'_1\rangle$

témoigne lui de la présence d'une composante σ^- non négligeable. Les réglages possibles concernent la phase relative des deux électrodes radiofréquences, leur puissance relative, ainsi que leur puissance commune. En pratique nous réalisons dans un premier temps un réglage grossier des paramètres sur le signal de détection par ionisation en le faisant converger vers ce que nous connaissons d'expérience comme le signal associé à l'état de Rydberg circulaire (forme caractéristique et seuil d'ionisation très différent du seuil des états fondamentaux). Puis nous passons dans un second temps au réglage mené sur la spectroscopie et plus précisément sur le pic associé à la transition $|52c\rangle \rightarrow |51c\rangle$. En présence de cette micro-onde à résonance, si des atomes sont détectés dans l'état $|51c\rangle$ c'est qu'ils étaient au préalable dans l'état $|52c\rangle$. On optimise donc la quantité normalisée η avec :

$$\eta = \frac{P_{|51c\rangle}}{P_{|51c\rangle} + P_{|52c\rangle}} \ . \tag{2.1}$$

On varie successivement la phase relative des deux radiofréquences, puis leur puissance relative, puis leur puissance commune en choisissant à chaque fois le réglage qui maximise η. En itérant plusieurs fois ce procédé on converge finalement vers une situation où η est maximal et où on ne détecte plus d'atome dans les états elliptiques voisins (figure 2.19 (b)). On estime finalement la pureté à 95% d'atomes dans l'état circulaire.

2.2.7 Cavité supraconductrice

La cavité supraconductrice utilisée dans notre expérience est le fruit de nombreuses années de développement dans le but d'augmenter le temps de vie tout en s'adaptant aux contraintes expérimentales (ref thèse Osnaghi, Gleyzes). La cavité finalement utilisée est une cavité ouverte composée de deux miroirs en configuration Fabry-Pérot. Les deux miroirs sont issus d'un substrat de cuivre massif usiné avec une pointe de diamant puis recouvert de niobium qui est un matériau supraconducteur à basse température ce qui confère une excellente réflectivité aux miroirs. La précision sur la forme des miroirs est essentielle pour ne pas diffracter les photons vers l'extérieur de la cavité mais bien les garder dans le mode souhaité. En considérant les miroirs comme sphériques, les modes propres d'une telle cavité peuvent se calculer dans l'approximation paraxiale (Kogelnik 66 ref 79thèse Dorian). On trouve alors différents modes appelés « modes transverses électromagnétiques » $TEM_{q,n,m}$, indexés par trois entiers où q désigne le nombre de ventre de l'onde stationnaire longitudinale tandis que n et m caractérisent le profil transverse. Lorsqu'on a $n = m = 0$ le profil transverse est gaussien, ce qui est préférable pour minimiser le volume du mode. La fréquence des ces modes $TEM_{q,0,0}$ est donnée par :

$$\nu_q = \frac{c}{2d}\left(q + \frac{1}{\pi}\arccos\left(1 - \frac{d}{R}\right)\right) \ , \tag{2.2}$$

où c est la vitesse de la lumière, R le rayon de courbure des miroirs et d la distance au sommet entre les deux miroirs. Nous utilisons en pratique le mode $TEM_{9,0,0}$, caractérisé par un n impair donc possédant un ventre de la micro-onde au centre de la cavité, ce qui maximise le couplage avec les atomes au centre du mode. Le rayon de courbure est $R \simeq 40\,\text{mm}$ et la distance entre les miroirs est ajustée à $d \simeq 27.57\,\text{mm}$ de sorte que le mode $TEM_{9,0,0}$ soit résonnant avec la transition atomique entre $|e\rangle$ et $|g\rangle$ à $\nu_9 = 51.099\,\text{GHz}$.

Dans l'approximation paraxiale, le champ en un point de l'espace décrit en coordonnées cylindriques (Oz aligné avec l'axe de la cavité) s'écrit :

$$\mathbf{E}(r,z) = \mathcal{E}_0 f(\mathbf{r},z)\boldsymbol{\epsilon} \ , \tag{2.3}$$

avec le profil spatial du mode gaussien donné par :

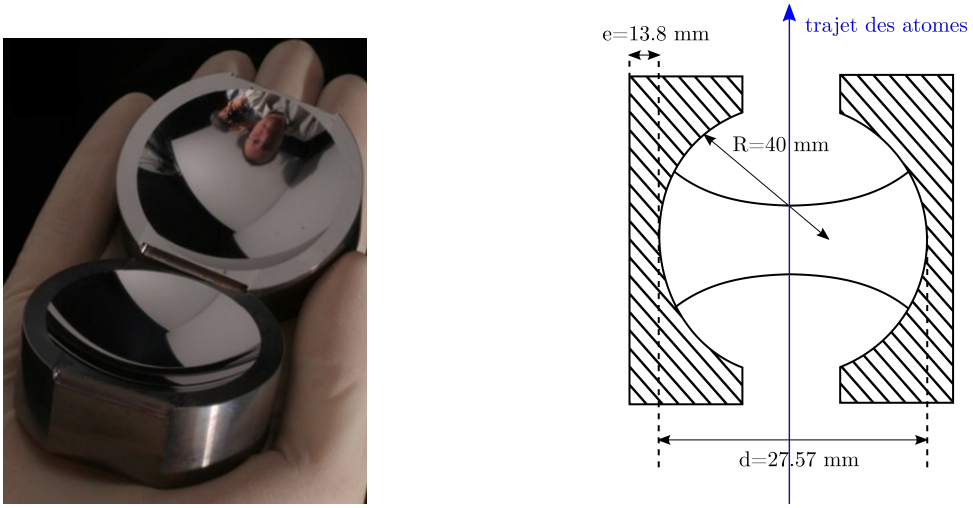
$$f(\mathbf{r},z) = \frac{w_0}{w(z)}\cos\left(kz - \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) + \frac{r^2 k}{2R(z)}\right) e^{-\frac{r^2}{w(z)^2}} \ , \tag{2.4}$$

où $\lambda = c/\nu_9 = 5.87\,\text{mm}$ est la longueur d'onde, $k = 2\pi/\lambda$ le vecteur d'onde associé, $\boldsymbol{\epsilon}$ la polarisation linéaire et

$$w_0 = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\sqrt{d(2R-d)}\right)^{1/2} \simeq 5.96\,\text{mm} \tag{2.5}$$

est la demi-largeur du col associé au mode (*waist* en anglais) au centre de la cavité. Enfin on a $w(z)$ qui décrit la variation de l'extension transverse du mode et $R(z)$ celle du rayon de courbure du front d'onde lorsqu'on s'éloigne du centre de la cavité.

$$w(z) = w_0\sqrt{1+\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0}\right)^2} \qquad\qquad R(z) = z\left(1+\left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right) \tag{2.6}$$



(a) (b)

FIGURE 2.20 – (a) Photographie de deux miroirs semblables à ceux utilisés dans l'expérience. La couche de niobium donne l'aspect argenté que l'on voit ici. (b) Schéma de la même cavité et de l'enveloppe transverse du mode gaussien $TEM_{9,0,0}$ utilisé. Les caractéristiques géométriques sont données en mm.

Le volume du mode peut se calculer comme :

$$\mathcal{V} = \int |f(\mathbf{r},z)|^2 = \frac{\pi w_0^2 d}{4} \simeq 769\,\text{mm}^3 \ . \tag{2.7}$$

Ce volume effectif est de l'ordre de quelques λ^3, assurant un confinement du même ordre et permettant d'atteindre une amplitude importante du champ électrique au centre de la cavité avec seulement quelques photons mis dans le mode. Ceci assure un fort couplage entre le dipôle atomique et le champ de la cavité. Un autre aspect essentiel pour atteindre le régime de couplage fort est l'obtention d'un long temps de vie de la cavité τ_c (inverse

du taux de relaxation noté κ_c). Il correspond au temps d'amortissement exponentiel de l'énergie moyenne du champ dans la cavité, ou encore au temps de vie d'un photon à une température de zéro Kelvin. Il est relié à la largeur spectrale de la résonance $\Delta\nu_c$ par la relation $2\pi\Delta\nu_c\tau_c = 1$ (Jackson classical electrodynamics 84 dorian). Une façon de caractériser la qualité de la cavité est d'utiliser le facteur de qualité Q donné par :

$$Q = \frac{\nu_c}{\Delta\nu_c} \ . \tag{2.8}$$

La précision des processus de fabrication mis en place au sein de notre groupe ont permis d'atteindre par le passé des cavités dont le temps de vie allait jusqu'à 130 ms, soit un facteur de qualité $Q = 4.10^{10}$ record pour une cavité ouverte (Kuhr 2007 - 20Déléglise) et comparable aux meilleurs résonateurs fermés (85Dorian).

Mentionnons que dans le cas de deux miroirs parfaitement sphériques, la symétrie de révolution du système entraîne une dégénérescence du mode $TEM_{9,0,0}$ en deux modes de polarisations différentes. De légères imperfections dans l'usinage sont susceptibles de lever cette dégénérescence de quelques kHz, ce qui n'est expérimentalement pas souhaitable. En effet, étant donné la fréquence de Rabi $\Omega_0 \approx 2\pi.50$ kHz l'atome se verrait alors couplé à deux modes du champ. Cet effet est évité en brisant volontairement la symétrie en utilisant une géométrie toroïdale pour augmenter l'asphéricité des miroirs. Le rayon de courbure vaut 39.4 mm dans une direction et 40.6 mm suivant la direction orthogonale, assurant une levée de dégénérescence de 1.2 MHz entre les deux modes nettement plus grande que la fréquence de Rabi Ω_0. Ces deux modes seront appelés BF et HF pour respectivement basse et haute fréquence, et nous travaillerons avec le mode BF qui possède le temps de vie le plus important, tout en prenant garde à ne pas induire d'interaction entre l'atome et le mode non utilisé.

Nous présenterons dans la section suivante les méthodes mises en oeuvre expérimentalement pour caractériser la fréquence et le temps de vie de la cavité utilisée lors de ma thèse.

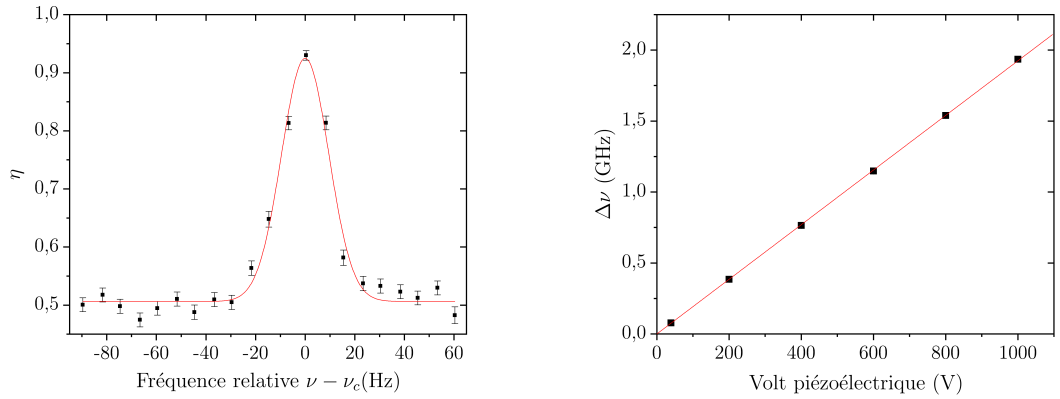
2.3 Caractérisation de la cavité

Nous nous intéresserons dans cette partie à la caractérisation de la cavité et aux méthodes mises en œuvre pour contrôler sa fréquence et la cohérence des injections micro-onde nécessaires pour préparer la cavité dans un état initial donné.

2.3.1 Réglage de la fréquence

La fréquence de la cavité est d'abord estimée à chaud. En calculant la variation de la fréquence due à la contraction thermique lors du passage de la température de l'ambiante à celle de l'hélium 4 liquide on obtient la fréquence cible à chaud correspondant à la fréquence désirée à froid ($\nu_{cav} = 51.099$ GHz). Deux cales en cuivre déterminent l'espace entre les deux miroirs. En itérant une mesure de la fréquence et une réduction des cales (en les plongeant dans de l'acide nitrique) on converge vers la fréquence souhaitée avec une précision d'environ $\pm$ 5 MHz.

Une fois cette étape réalisée nous pouvons tester la cavité à froid en la montant dans le cryostat. Nous utilisons alors les atomes de Rydberg pour sonder la fréquence de la cavité ν_c. Les atomes sont initialement préparés dans l'état circulaire $|n = 52c\rangle$. Avant l'excitation laser des atomes une impulsion micro-onde classique à la fréquence ν d'une



(a) (b)

FIGURE 2.21 – (a) Transfert η mesuré au voisinage de la résonance de la cavité en fonction de la fréquence de l'injection micro-onde. On a $\nu_c = 51.099\,022\,977\,\text{GHz}$. (b) Calibration de la variation de la fréquence de la cavité en fonction de la tension appliquée sur les tubes piézoélectriques.

durée de 80 ms est injectée dans la cavité, ce qui revient à injecter un très grand nombre de photons dans le mode quantique. La transition $|52c\rangle \rightarrow |51c\rangle$ normalement hors résonante est alors élargie et agit comme une sonde large spectre. Si la fréquence ν est proche de la fréquence ν_c alors la micro-onde est piégée dans le mode de la cavité et les atomes y sont sensibles lors de leur passage. On note alors un transfert de l'état $|n = 52c\rangle$ à l'état $|n = 51c\rangle$. On trace sur la courbe 2.21 (a) le transfert η entre le nombre d'atomes détectés au seuil des $n = 51$ en présence de l'injection micro-onde par rapport au nombre d'atomes détectés au seuil des $n = 51$ dans la situation sans micro-onde ce qui permet une normalisation.

$$\eta = \frac{P_{|51\rangle\text{MW}}}{P_{|51\rangle\text{MW}} + P_{|51\rangle}} \ . \tag{2.9}$$

Par définition η est compris entre 0.5 et 1 et est maximum lorsque l'injection dans la cavité est faite à la fréquence de la résonance. Dans le cas où tous les processus de vibration ont été éliminés (2.3.3), la largeur du signal obtenu est de $(19.1 \pm 0.1)\,\text{Hz}$.

Dans les expériences décrites dans ce manuscrit, il est important de pouvoir maîtriser la fréquence de la cavité pour pouvoir l'accorder sur la fréquence de la transition atomique, ou encore se placer à un désaccord connu d'une centaine de kHz. La fréquence de la cavité doit donc être précise au kHz près. Cette précision sur la fréquence correspond à une séparation entre les deux miroirs contrôlée au nanomètre près. Le réglage fait à chaud ne permet pas d'arriver à une telle précision. Les deux miroirs sont séparés par des cylindres piézoélectriques qui se contractent en fonction de la différence de potentiel appliquée entre l'intérieur et l'extérieur du cylindre. L'application possible d'une tension de $\pm 2500\,\text{V}$ nous assure une plage d'accord de $\pm 2.5\,\text{MHz}$. La figure 2.21 (b) représente la variation de la fréquence de la cavité induite par l'application d'une haute tension sur les cylindres piézoélectriques. La sensibilité de la résonance atomique à la tension appliquée est de 1.9 kHz/V. Malheureusement, à chaque changement de tension appliquée sur les tubes piézoélectriques, la fréquence de la cavité met quelques heures à se stabiliser au kHz près. Nous ne pouvons donc pas utiliser ce réglage pour varier le désaccord au sein d'une séquence expérimentale de quelques millisecondes. Nous utilisons donc les cylindres

piézoélectriques pour un réglage grossier une fois par semaine lorsque la résonance s'est déplacée de quelques kHz et choisissons la fréquence cible de telle sorte que nous puissions facilement en modifiant le champ appliqué sur les miroirs passer d'un régime résonant à un régime dispersif.

2.3.2 Estimation du temps de vie

La détermination du temps de vie de la cavité nous sera utile pour l'implémenter dans les simulations de l'expérience. Etant donné que nous souhaitons générer des états quantiques du champ mais aussi mesurer leur décohérence, le temps de vie idéal doit être intermédiaire entre les temps de vie record obtenus (une centaine de ms) qui ne faciliteraient pas la mesure de la décohérence et des temps de vie beaucoup plus court qui ne permettraient pas l'ingénierie d'états quantique à travers l'interaction atomique. Il peut être estimé par la mesure spectrale précédente en regardant la largeur de la raie obtenue mais en raison de possibles vibrations nous préférons l'obtenir à l'aide d'une mesure temporelle qui, elle, est insensible aux vibrations.

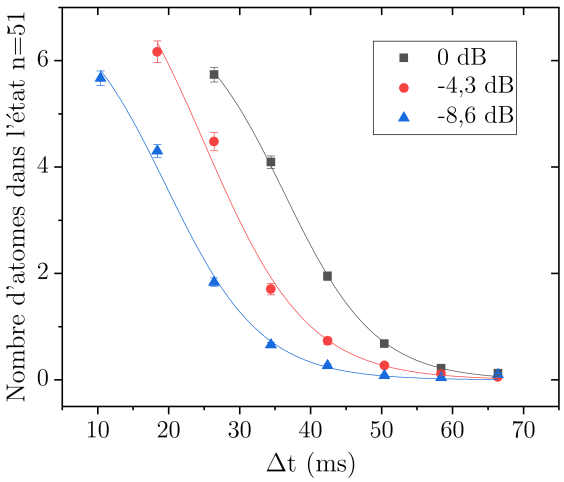


Figure 2.22 – Mesure du temps de vie de la cavité. On mesure le nombre d'atomes détectés dans l'état $|51\rangle$ pour plusieurs délais Δt et plusieurs intensités d'injection initiale (I_0 en noir, I_0/e en rouge, et I_0/e^2 en bleu). Les courbes sont ensuite ajustées à l'aide d'une sigmoïde de type $a/(1+e^{-k(\Delta t-\Delta t_c)})$ avec a et k communs aux trois courbes puis les trois paramètres Δt_c ajustés linéairement pour obtenir t_{cav}.

Le temps de vie de la cavité, que nous noterons $t_{cav} = 1/\kappa$ (1.3.2.3) correspond au temps de vie d'un photon dans le mode, mais aussi au temps caractéristique de l'amortissement exponentiel de l'énergie d'un état cohérent préparé dans la cavité. Pour le mesurer, nous préparons un état cohérent dans la cavité par injection micro-onde puis sondons le champ résiduel après un certains délai Δt variable entre l'instant de préparation des atomes dans l'état $|52\rangle$ et le moment de l'injection. De façon similaire à la courbe 2.21 nous regardons le nombre d'atomes détectés dans l'état $|51\rangle$. Si les atomes traversent la cavité juste après l'injection, des photons sont présents dans le mode et nous détectons des atomes dans l'état $|51\rangle$, si en revanche les atomes sont préparés bien après l'injection, la cavité est vide et les atomes restent dans l'état $|52\rangle$. La forme exacte de la courbe obtenue dépend

de paramètres inconnus comme l'intensité de saturation ou un effet d'élargissement Stark de la transition. Pour contourner ce problème nous comparons la décroissance du nombre d'atomes pour plusieurs valeurs de la puissance initialement injectée dans le mode. Si on note π_e la probabilité pour un atome d'être transféré dans l'état $|51\rangle$, celle ci ne dépend que de l'intensité du champ présent dans la cavité au moment où les atomes la traversent, donc de l'intensité initiale injectée I_0 et du temps d'attente : $\pi_e(I_0, \Delta t) = \widetilde{\pi}_e(I_0 e^{-\Delta t/t_{cav}})$. Grâce à l'atténuateur calibré placé en fin de la ligne d'injection de la micro-onde (2.14), on peut facilement varier l'intensité d'injection précisément d'un facteur e^{-1} correspondant à 4.3 dBm d'atténuation. Nous obtenons alors deux courbes translatées l'une par rapport à l'autre d'une quantité t_{cav}. En effet :

$$\pi_e(I_0 e^{-1}, \Delta t) = \widetilde{\pi}_e(I_0 e^{-(\Delta t + t_{cav})/t_{cav}}) = \pi_e(I_0 e^{-1}, \Delta t + t_{cav}) \ . \tag{2.10}$$

On obtient finalement un temps de vie de :

$$t_{cav} = (8.1 \pm 0.3)\,\text{ms} \ . \tag{2.11}$$

Notons que cette valeur coïncide remarquablement avec l'inverse de la largeur spectrale de la cavité que nous avons mesurée dans la section 2.3.1. Nous avions (19.1 ± 0.1) Hz et nous obtenons par le temps de vie $1/(2\pi.t_{cav}) = (19.6 \pm 0.8)$ Hz. La spectroscopie, qui avait été réalisée parès le travail de minimisation des vibrations décrit dans le paragraphe suivant, était donc optimale car intrinsèquement limitée par le temps de vie de la cavité.

2.3.3 Vibrations et cohérence

Pour préparer des états du champ dans la cavité nous manipulons des impulsions micro-ondes dont la cohérence relative doit être contrôlée. Une unique impulsion prépare un champ de phase donnée, dont la valeur absolue ne joue pas de rôle. Pour les expériences ne manipulant qu'une seule impulsion, la connaissance de la fréquence de la cavité et sa stabilité au cours du temps sont donc suffisantes. Il suffit en effet que la fréquence moyenne de la cavité soit stable à l'échelle du kHz pour que ses variations soient négligeables devant la fréquence de Rabi Ω_0 (qui vaut $\approx 2\pi.50$ kHz dans notre expérience) caractérisant l'interaction entre l'atome et le champ, ce qui était naturellement le cas. En revanche, certaines expériences nécessitent d'évaluer la cohérence du champ quantique présent dans le mode de la cavité. Lorsque l'on manipule des chats de Schrödinger par exemple nous souhaitons garder le contrôle de la phase. Une deuxième injection est alors nécessaire, et il est essentiel de pouvoir connaître et même scanner la phase relative entre les deux injections. Cette phase φ dépend du désaccord $\delta = \nu - \nu_c$ entre la fréquence de l'injection et la fréquence de la cavité ainsi que du délai entre les deux injections Δt selon la formule :

$$\varphi = \delta.\Delta t \ . \tag{2.12}$$

Plus le délai entre les deux injections est court, moins ν_c est susceptible de varier pendant ce délai, permettant un meilleur contrôle de la phase. En revanche, si l'injection a lieu trop loin de la fréquence de la cavité la micro-onde se couplera mal au mode et le champ réellement injecté sera plus faible que celui prévu. Un compromis est donc à trouver entre désaccord et Δt. Dans les mesures de cohérence que nous avons réalisées nous avons choisi $\Delta t = 105.2\,\mu$s ce qui revient à dire qu'en variant de ≈ 4.8 kHz la fréquence ν des injections nous changeons de π la phase relative entre les deux injections. Selon les simulations certains des états engendrés sont très sensibles à la phase de sorte que nous

souhaitons pouvoir être précis à 0.5 rad près donc ≈ 800 Hz. Si des vibrations dues à des résonances mécaniques dans le cryostat élargissent la fréquence de la cavité ou encore font apparaître des bandes latérales entre 0 et 1 kHz alors cela n'affectera pas les injections uniques mais aura tendance à détruire tout signal de cohérence. Nous avons donc passé un temps non négligeable à réduire les vibrations mesurées sur la cavité.

Pour sonder ces vibrations la première méthode est de placer un accéléromètre à différents endroits du support et du cryostat. En calculant la transformée de Fourier du signal sur un oscilloscope nous avons accès aux principales fréquences de vibrations mesurées sur le cryostat, avec une sensibilité plus importante dans le domaine des basses fréquences (< 300 Hz). En se basant sur ce signal nous avons réduits tous les pics qui apparaissaient en isolant au maximum le cryostat de l'environnement extérieur. Le cryostat a été placé sur des supports pneumatiques pour isoler des vibrations du sol, le circuit de pompage a été adapté pour placer tous les tubes de pompage dans des blocs de ciment de 50 kg, tous les câbles susceptibles de transmettre des vibrations ont été compressés entre deux blocs d'une dizaine de kg et nous avons rajouté un filtre basse fréquence sur l'alimentation en haute tension des tubes piézoélectriques de la cavité.

La deuxième méthode est d'utiliser la cavité elle même et la spectroscopie présentée dans la partie 2.3.1. En élargissant la plage de fréquence étudiée et en injectant moins longtemps dans la cavité (7 ms) pour avoir une résonance élargie (≈ 150 Hz) et donc être moins sensible aux dérives nous obtenons le spectre présenté sur la figure 2.24 (a). Il présente de nombreuses bandes latérales autour de la fréquence de la cavité (pic noté 0) en particulier à 400 Hz (pics 3 pour la première harmonique et 2 pour la seconde) et à 1 kHz (pic 1).

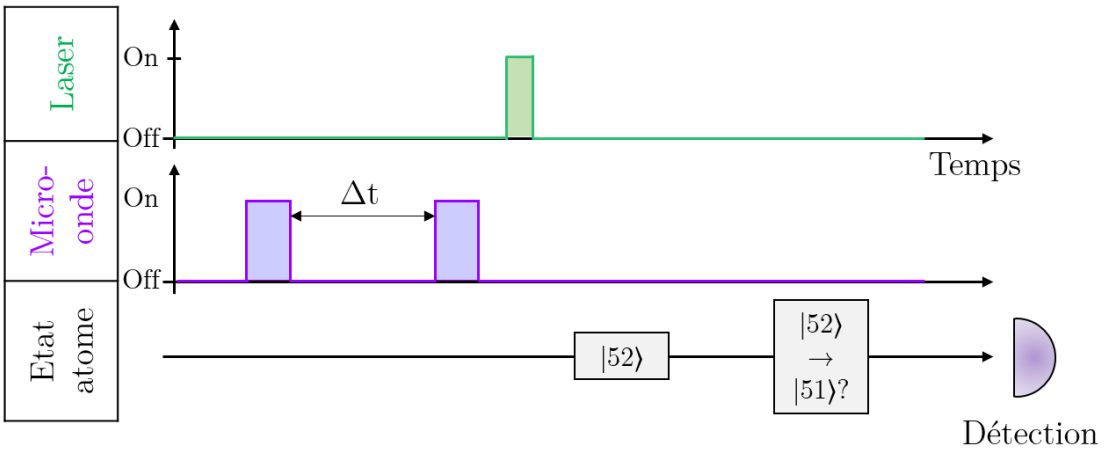


Figure 2.23 – Séquence expérimentale mise en oeuvre pour les courbes dites « de retour à 0 ». Deux injections micro-ondes d'espacement variable Δt sont faites à un faible désaccord. La probabilité de détecter l'atome dans l'état $|51\rangle$ est ensuite mesurée et témoigne de la présence ou non d'un champ résiduel dans la cavité.

Pour évaluer l'impact quantitatif de ces vibrations sur la cohérence de la phase de la micro-onde injectée nous réalisons une courbe dite « de retour à 0 » qui permet d'estimer le temps de cohérence de la phase. Le schéma de la séquence expérimentale correspondante est présenté sur la figure 2.23. Deux injections micro-ondes sont faites dans la cavité à

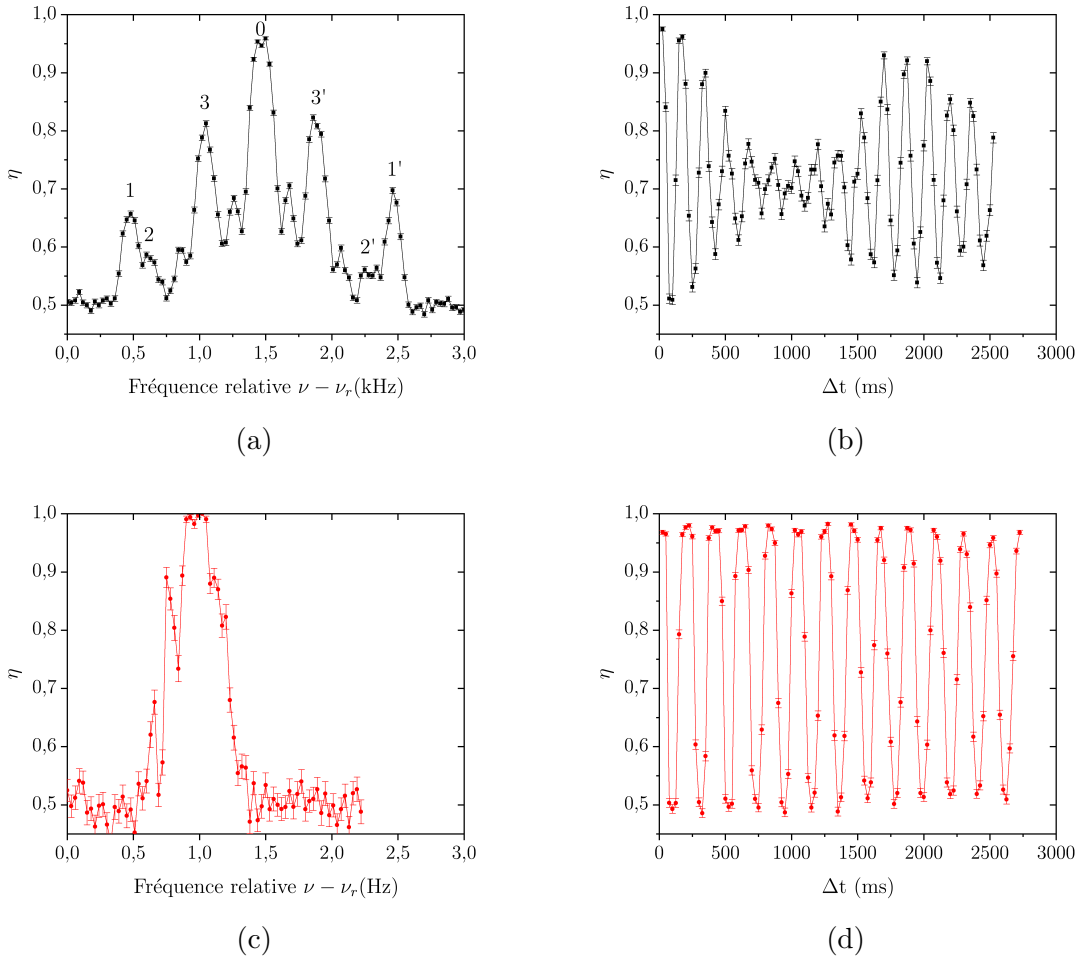


FIGURE 2.24 – Courbes expérimentales utilisées pour caractériser les vibrations de la cavité. (a) et (c) : Transfert η mesurant la probabilité de détecter l'atome dans l'état $|51c\rangle$ en fonction de la fréquence d'une seule injection micro-onde de durée 7 ms. L'axe des abscisses est tracé par rapport à une fréquence de référence arbitraire ν_r. (b) et (d) : η en fonction du délai entre deux injections micro-onde de durée 20 µs injectées à un désaccord $\delta = 5$ kHz. Les courbes (a) et (b) correspondent à un réglage intermédiaire et les courbes (c) et (d) au réglage optimal permettant de réduire les vibrations du dispositif expérimental.

un désaccord $\delta/(2\pi) = 5$ kHz, espacées d'un délai variable Δt. Les atomes sont préparés à l'issu de la deuxième injection et sont comme précédemment utilisés comme sondes de sorte qu'ils sont transférés dans l'état $|51c\rangle$ uniquement lorsque la cavité contient un champ non nul. En variant le délai entre les deux injections on varie leur phase relative (2.12). Par conséquent, lorsque la deuxième injection est faite en opposition de phase par rapport à la première ($\delta.\Delta t = \pi$) le champ injecté par la première injection est compensé par la deuxième et le champ résultant dans la cavité est annulé. Les atomes passent alors sans être affectés et ne sont pas détectés dans l'état $|51c\rangle$ ($\eta = 0.5$). En revanche pour toutes les autres phases, un champ est stocké dans le mode de la cavité et les atomes sont transférés dans l'état $|51c\rangle$ ($\eta = 1$). Si le signal est cohérent on doit donc voir des oscillations de contraste constant à une fréquence égale au désaccord de la source par rapport à la cavité, dans le cas contraire le contraste sera réduit. La courbe de retour à 0 2.24(b)

correspondante au spectre 2.24(a) présente un effondrement de ses oscillations après un temps caractéristique correspondant typiquement aux bandes latérales à 1 kHz montrant la correspondance entre la mesure du spectre de la cavité et la courbe de cohérence qui en découle.

Les sources des vibrations ont été identifiées pour pouvoir les supprimer ou au moins réduire leur impact. Les vibrations à 1 kHz correspondent à la rotation du moteur de la pompe turbo utilisée pour pomper l'intérieur du cryostat dans la zone du coeur expérimental. Nous avons donc cherché une fréquence de fonctionnement du moteur à laquelle la cavité était moins sensible pour finalement le faire tourner à la fréquence de 0.806 kHz avant de le couper complètement lors de l'acquisition des données les plus sensibles. Les vibrations à 400 Hz sont liés à la régulation en température à travers la vanne pointeau et au niveau d'helium dans le cryostat. Nous les soupçonnons de correspondre à des vibrations de Taconis [69, 70] ayant lieu au sein de la partie cryogénique du coeur expérimental. Une autre résonance à 70 Hz dépendait par exemple clairement du remplissage du tube contenant la sonde utilisée pour mesurer le niveau d'helium dans le cryostat. Nous avons limité l'impact de ces vibrations à 400 Hz en cherchant une température de consigne les minimisant (1.53 K pour la plaque 1.6K) puis en ajoutant un boîtier de contrôle relié à l'ordinateur pilotant l'expérience afin de n'activer la vanne pointeau que lorsqu'aucune séquence n'est jouée, cela pour minimiser les vibrations du moteur régissant l'ouverture de la vanne.

Dans ces conditions, nous obtenons finalement les courbes 2.24(c) pour le spectre de la cavité et (d) pour le retour à 0. La cohérence de la cavité, de l'ordre de quelques ms, est alors suffisamment bonne pour les expériences que nous souhaitons réaliser, d'une durée de quelques centaines de μs.

2.4 Optimisations et adaptation aux contraintes expérimentales

Maintenant que nous avons décrit les éléments génériques du montage nous allons décrire un certain nombre de procédures de réglage et d'optimisation, afin de s'adapter aux différentes contraintes et ainsi maximiser l'information récoltée lors de la détection des atomes. Dans un premier temps nous verrons comment limiter l'impact des dispersions en vitesse en obtenant une distribution de vitesse la plus monocinétique possible grâce à l'optimisation de la fontaine atomique directement sur le signal des atomes circulaires collectés sur le détecteur et l'ajout de deux faisceaux laser sur la trajectoire des atomes. Nous verrons ensuite comment nous contrôlons et réinitialisons l'état du champ dans la cavité pour ne pas être sensible à l'environnement thermique. Enfin, nous étudierons comment corriger les biais dans les populations atomiques liés aux phénomènes d'émission spontanée et stimulée ainsi que d'absorption.

2.4.1 Optimisation de la fontaine atomique sur les atomes circulaires

2.4.1.1 Procédure de réglage de la fontaine

Une fois la procédure de réglage de la fontaine atomique à partir de la fluorescence du jet atomique lent décrite dans la section 2.1.3 effectuée, on détecte les atomes de Rydberg circulaires au cœur du montage expérimental. Le nombre d'atomes détectés aux vitesses les plus lentes, qui sont ceux qui nous intéressent, est en général très faible à ce stade. Il est alors possible de régler finement la fontaine atomique pour maximiser le nombre d'atomes d'intérêt tout en obtenant un faisceau le plus monocinétique possible en exploitant des mesures de temps de vol entre l'impulsion laser d'excitation et la détection des atomes circulaires.. Pour cela nous itérons les trois étapes suivantes :

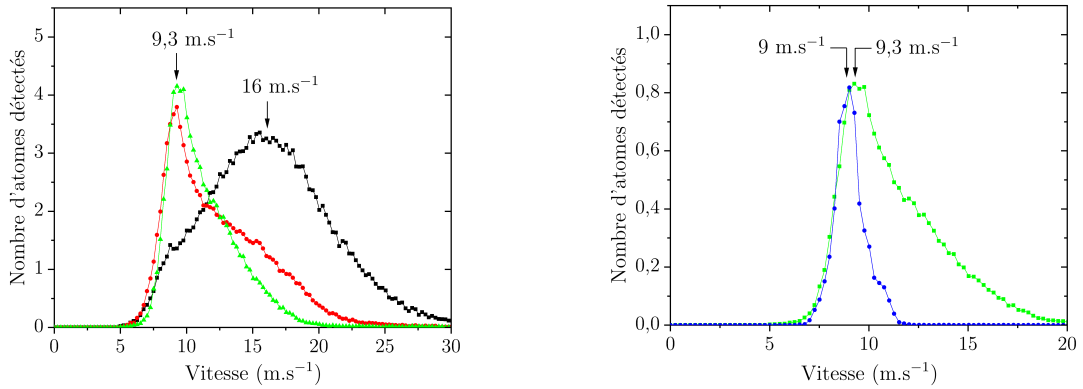
- *Sur le bâti :* Varier l'angle d'inclinaison de la fontaine par rapport à l'axe du cryostat à l'aide du système de double balanciers.
- *Sur la mélasse transverse :* Varier l'inclinaison des faisceaux de la mélasse transverse en réajustant pour chaque position leur rétroréflexion.
- *Sur le 2D-MOT :* Ajuster la direction des faisceaux et de leur rétroréflexion de la zone supérieure du 2D-MOT.

En itérant ces trois étapes nous corrigeons un éventuel désalignement entre l'axe vertical de la fontaine atomique et celui du cœur expérimental et favorisons la bonne détection des atomes lents présents dans le jet atomique. Trois distributions de vitesse obtenues successivement lors du réglage sont présentées sur la figure 2.25(a). L'optimisation converge finalement vers la distribution tracée en vert : nous cherchons à maximiser le nombre d'atomes lents d'une classe de vitesse précise ($v \approx 9\,\mathrm{m\,s^{-1}}$), ainsi qu'à nous débarrasser des atomes d'autres classes de vitesse. En effet ces autres atomes sont susceptibles d'interagir avec la cavité sur d'autres temps caractéristiques et de dégrader les signaux mesurés. Il est intéressant de noter que ce régime de fonctionnement ne correspond pas à l'optimisation brute de la fontaine sur le nombre d'atomes total : la courbe verte intégrée présente par exemple un nombre d'atomes plus faible que la courbe noire (20 contre 40). Nous sommes davantage dans un cas limite dans lequel la fontaine atomique est optimisée pour satisfaire les exigences expérimentales.

Il était initialement prévu d'utiliser l'enceinte UHV octogonale pour avoir un contrôle parfait de la vitesse des atomes et ainsi régler indépendamment le nombre d'atomes émis par la fontaine atomique par rapport à leur vitesse. Nous avons dans cette optique tenté de mettre en place dans cette enceinte une mélasse optique mobile à trois dimensions à l'aide de 6 faisceaux laser présentant un désaccord non nul entre les faisceaux montant et les faisceaux descendant. Les atomes sont alors en théorie contraints d'évoluer à une vitesse unique directement lié au désaccord choisi. La mise en place de cette méthode n'a finalement pas abouti mais sera peut-être utilisée dans une version future de l'expérience.

2.4.1.2 Distribution de vitesse et ajout de faisceaux sélectifs

Nous ne détectons que les atomes présents dans la classe de vitesse $\mathcal{C}_v = [7.05, 9.23]\mathrm{m\,s^{-1}}$, ce qui sera justifié dans la partie 2.4.2.2. Nous pouvons restreindre les données mesurées à $\mathcal{C}_v$ directement par post-sélection lors de la détection qui est résolue temporellement.



(a) (b)

Figure 2.25 – Distributions de vitesse mesurées par temps de vol au niveau du détecteur : (a) Evolution lors de l'optimisation des atomes lents (on obtient successivement la courbe noire puis rouge puis verte). (b) Sans (vert) et avec (bleu) la sélection de vitesse par déviation du faisceau atomique en deux points de la trajectoire. Le nombre d'atomes de la courbe verte est renormalisé pour être comparable.

Cependant nous souhaitons pouvoir moyenner longtemps la même expérience. Les atomes n'appartenant pas à la classe considérée sont alors un poids mort qu'il faut cependant prendre en compte dans le nombre d'atomes envoyé dans l'expérience. Si 80% des atomes n'appartiennent pas à $\mathcal{C}_v$ alors 80% des séquences expérimentales jouées seront inutiles, ce qui représente une perte de temps notoire dans l'acquisition des données.

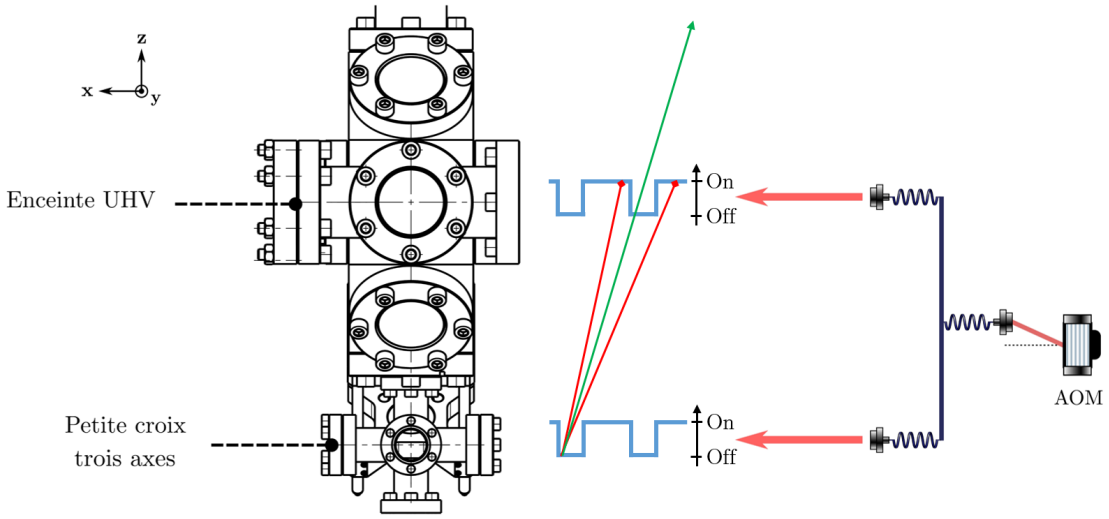


Figure 2.26 – Principe du système stroboscopique utilisé pour affiner la distribution en vitesses. Deux faisceaux laser espacés de 14 cm pulsés grâce à la commande d'un AOM dévient les atomes sauf la classe de vitesse souhaitée.

Pour limiter la dispersion en vitesses et gagner en proportion d'atomes utiles nous

ajoutons deux faisceaux laser sur la trajectoire des atomes (voir figure 2.26), l'un au niveau de l'enceinte UHV, l'autre au niveau de la petite croix trois axes, espacés d'environ 14 cm. Les deux faisceaux ont un diamètre d'environ 1 cm et se propagent dans le plan perpendiculaire au jet atomique en l'intersectant. Ils sont à résonance avec la première transition atomique à 780 nm de sorte que lorsque les faisceaux sont allumés en continu le jet atomique est complètement dévié de sa trajectoire et aucun atome n'est transmis vers l'expérience. Ils sont allumés par impulsions successives de 10 ms toutes les 15 ms. Ces impulsions sont générées par le même AOM et sont donc synchrones entre le faisceau du haut et celui du bas, ainsi l'action stroboscopique d'un tel système a pour effet de sélectionner uniquement une sous-classe de vitesse de l'ensemble de la distribution atomique. Pour être transmis à l'expérience, un atome doit passer dans la zone de la petite croix trois axes alors que le faisceau correspondant est coupé puis passer au niveau de l'enceinte UHV lorsque le faisceau correspondant est aussi coupé. Il doit donc répondre à une condition précise sur sa vitesse. La distribution des vitesses obtenue sur le détecteur en présence de ces faisceaux est tracée sur la figure 2.25 en bleu et comparée à la situation en l'absence de faisceaux sélectifs (en vert). Nous obtenons finalement une distribution de vitesse centrée sur $8.95\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ et de largeur à mi hauteur $1.2\,\mathrm{m\,s^{-1}}$.

2.4.2 Initialisation de l'état du champ

Chaque acquisition de données expérimentales repose sur la répétition de la même séquence un grand nombre de fois pour obtenir une probabilité d'occupation d'un état atomique donné. Nous devons donc être capable de préparer un même état du champ de la cavité pour chaque répétition de la séquence. Par conséquent, il est nécessaire de « nettoyer la cavité » avant chaque nouvelle séquence afin de réinitialiser le champ résiduel, qu'il provienne du champ injecté dans la séquence précédente ou du champ thermique. Une façon de sonder l'état du champ de la cavité et d'avoir accès aux populations en terme de nombre de photons $P(n)$ est d'exploiter le régime d'interaction dispersif tel que présenté dans la section 1.3.4.2. En sondant pendant suffisamment longtemps la transition $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$ on parvient à résoudre les transitions associées à différents nombre de photons n (voir figure 1.23). La hauteur de chaque pic nous donne alors accès aux populations dans la cavité. La partie 4 dédiée aux expériences réalisées en régime dispersif présentera dans le détail les séquences expérimentales mises en œuvre pour cela, nous présentons ici uniquement les résultats caractérisant le champ thermique et la réinitialisation de la cavité.

2.4.2.1 Champ thermique

La figure 2.27(a) présente le spectre obtenu caractérisant le champ thermique résiduel de la cavité. Un atome est préparé dans l'état $|h\rangle$ puis placé à un désaccord $\delta = 2\pi.90\,\mathrm{kHz}$ de la cavité. Une micro-onde classique est alors injectée autour de la fréquence de la transition $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$ pendant une durée de 320 µs, suffisamment longue pour résoudre les pics associés aux transitions successives $|h,0\rangle \rightarrow |e,0\rangle$, $|h,1\rangle \rightarrow |e,1\rangle$, $|h,2\rangle \rightarrow |e,2\rangle$ et $|h,3\rangle \rightarrow |e,3\rangle$. L'atome est ensuite détecté soit dans l'état $|h\rangle$ soit dans l'état $|e\rangle$ et on trace la probabilité $P_e(t)$ d'être détecté dans l'état $|e\rangle$ qui en découle en fonction de la fréquence de l'injection micro-onde. La figure présente plusieurs pics correspondant chacun à une transition $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$ en présence d'un nombre de photons n fixé. Afin d'être exploitée, la courbe expérimentale est ajustée par une somme de sinus cardinaux avec un

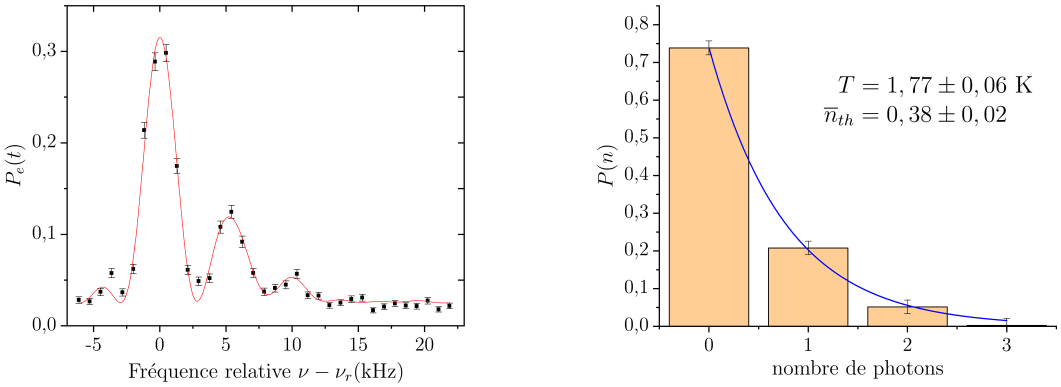
très bon accord. L'amplitude de chacun de ces pics nous donne alors accès à un facteur de renormalisation près à la distribution $P(n)$. Pour un état thermique caractérisé par sa température T ou son nombre de photon moyen n_{th} on a (1.1.3.2) :

$$P(n) = \frac{n_{th}^n}{(n_{th}+1)^{(n_{th}+1)}} \ , \tag{2.13}$$

ce qui peut s'écrire également :

$$P(n) = a^n(1-a) \quad \text{avec} \quad a = \exp(-\frac{\hbar\omega}{k_b T}) \ . \tag{2.14}$$

En ajustant la courbe obtenue par une loi du type (2.14) on obtient alors la température effective du mode de la cavité : $T = (1.77 \pm 0.06)\,\mathrm{K}$, correspondant à un nombre de photons moyens $\overline{n}_{th} = 0.38 \pm 0.02$. Cette température est relativement proche de celle à laquelle le bloc cavité est asservie (1.53 K). La légère différence s'explique par le fait que le champ dans la cavité n'est pas seulement couplé aux miroirs mais aussi à des parties plus chaudes de l'expérience, comme par exemple le channeltron ou la jupe du réservoir d'hélium liquide, qui sont susceptibles d'ajouter des photons thermiques se couplant à la cavité.



(a) (b)

Figure 2.27 – (a) Spectroscopie du champ thermique réalisée en sondant les transitions $|h,n\rangle \rightarrow |e,n\rangle$ dans un régime désaccordé. La probabilité $P_e(t)$ est tracée en fonction de la fréquence de l'injection relative par rapport à la fréquence $\nu_r = \nu_{|h,0\rangle\rightarrow|e,0\rangle} = 48.179\,334\,7\,\mathrm{GHz}$. La courbe rouge est un ajustement fait par une somme de sinus cardinaux. (b) Amplitude relative des quatre pics de l'ajustement précédent nous donnant accès aux $P(n)$. Un ajustement (en bleu) est réalisé pour obtenir les paramètres de l'expérience que sont le nombre de photons thermiques et la température de la cavité.

2.4.2.2 Séquences absorbantes

Pour réinitialiser la cavité entre chaque séquence expérimentale et ne pas être contaminé par ce champ résiduel thermique nous avons mis en place des séquences absorbantes d'une durée de $\approx 20\,\mu\mathrm{s}$ chacune. Chacune de ces séquences repose sur l'interaction d'un ensemble d'atomes préparés dans l'état $|g\rangle$ puis mis à résonance avec la cavité et donc

à même d'absorber les photons du champ. Cet ensemble d'atome agit alors comme un réservoir effectif de température nulle pour la cavité. On commence par préparer l'atome dans l'état circulaire $|h\rangle$ par passage adiabatique. On réalise ensuite une impulsion micro-onde π transférant au maximum l'atome dans l'état circulaire $|g\rangle$. Le champ électrique appliqué sur les miroirs est alors abaissé pour se placer à résonance avec la cavité pendant une durée correspondant à une demi-oscillation de Rabi dans le vide, c'est-à-dire $t_{int} = 10\,\mu s$ pour $\Omega_0 = 2\pi.50\,kHz$. Le champ électrique est ensuite remonté pour se placer hors résonance ($\delta \approx 2\pi.3\,MHz$). Lors de la partie résonante la durée choisie d'une demi-oscillation de Rabi correspond à un pulse π entre un champ de 1 photon et un atome dans $|g\rangle$. Si le nombre de photons est plus important alors l'efficacité de la session absorbante est diminuée. Par exemple la probabilité d'absorber l'état de Fock $|3\rangle$ avec un atome unique préparé dans l'état $|g\rangle$ n'est plus que de 17%. Pour nettoyer le champ thermique le nombre de photons moyen est faible donc ce n'est pas un problème, cependant pour nettoyer les champs que nous injectons qui iront jusqu'à une dizaine de photons il est nécessaire de maximiser l'effet de ces séquences absorbantes. Nous augmentons la durée du laser et sa puissance réglée par le voltage ajustable du mixeur pour être à saturation (cf 2.13) et avoir le plus d'atomes possible dans chaque séquence absorbante (environ 3 atomes détectés dans l'état $|52c\rangle$). Enfin, nous juxtaposons 15 de ces séquences pour renforcer leur effet.

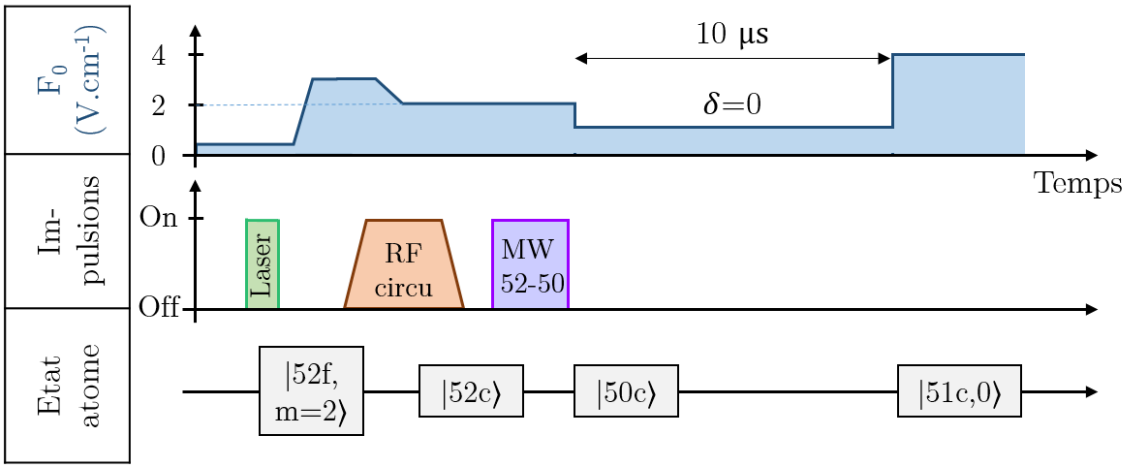


FIGURE 2.28 – Séquence expérimentale associée à une séquence absorbante utilisée pour réinitialiser le champ de la cavité.

Nous contrôlons ensuite leur efficacité et donc la pureté du vide que nous pouvons générer dans la cavité en exploitant à nouveau la spectroscopie dispersive permettant d'obtenir une information sur les $P(n)$. En présence de ces séquences absorbantes le spectre obtenu est présenté sur la figure 2.29(a). Nous voyons que le pic correspondant à la transition $|h,0\rangle \rightarrow |e,0\rangle$ est plus haut que dans le cas de la spectroscopie du champ thermique et réciproquement celui de la transition $|h,1\rangle \rightarrow |e,1\rangle$ est moins important. Il n'est cependant pas complètement annihilé car, pour des raisons expliquées au paragraphe suivant, l'atome principal sonde le champ 2.5 ms après le passage des séquences absorbante. Le champ thermique a donc eu le temps de se reconstituer en partie et on s'attend à avoir

$$n_{th}(t = 2.5 \text{ ms}) = \overline{n}_{th}(1 - \exp(-2.5/t_{cav}(\text{ms}))) \approx 0.10 \ , \tag{2.15}$$

où $\overline{n}_{th}$ est le nombre de photons thermiques à l'équilibre. Cela correspond en effet à l'amplitude mesurée du pic associé à $n = 1$.

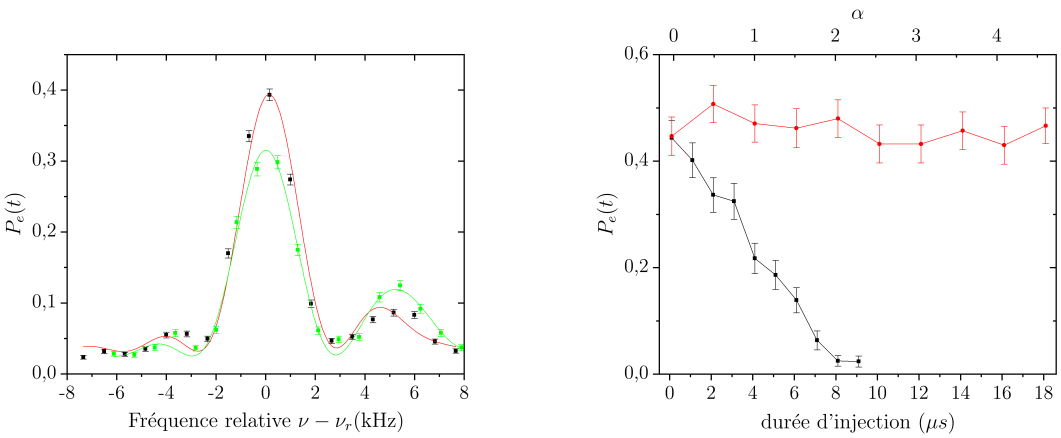
Afin de tester l'efficacité des séquences absorbantes nous suivons l'évolution de la hauteur du pic correspondant à 0 photon sur la figure (a) en fonction de la durée d'une injection micro-onde à la fréquence de la cavité faite juste avant les séquences absorbantes (2.29(b)). Si les séquences absorbantes sont inefficaces, cette amplitude devrait diminuer au fur et à mesure que l'injection augmente. Nous comparons cette courbe à la situation où l'injection est faite après le passage des séquences absorbantes. Dans ce cas l'atome sonde un état cohérent grandissant et la proportion de $n = 0$ diminue logiquement comme nous pouvons le voir sur la courbe. Nous pouvons constater qu'en présence des atomes absorbants placés après l'injection, la proportion de $n = 0$ reste constante à son niveau maximal : nous parvenons donc à réinitialiser le champ de la cavité pour des injections allant jusqu'à 18 µs, c'est-à-dire $\alpha \approx 4.5$ donc des champs de 20 photons. L'amplitude du champ cohérent associé est tracé sur l'axe des abscisses supérieur (la calibration de cette injection sera étudiée dans le chapitre 3).

Ces séquences absorbantes ne doivent pas perturber les mesures faites ensuite sur l'atome principal, comme ce serait par exemple le cas si des atomes absorbant cohabitaient au même moment dans la cavité avec l'atome principal, ou encore si nous ne pouvions distinguer les deux types d'atomes lors de la détection, autant de problèmes que la dispersion de la distribution de vitesse pourrait causer. Nous avons donc enregistré des courbes en temps de vol pour s'assurer que les atomes absorbants arrivent tous sur le détecteur avant l'atome principal, et qu'il n'y ait pas de recouvrement entre les plus lents des uns et les plus rapides des autres. Pour que cela soit le cas, nous choisissons un délai de $\Delta t = 2746$ µs entre l'excitation laser de la première séquence absorbante et l'excitation laser de l'atome principal. Nous limitons ensuite le nombre d'atomes absorbant détectés en se plaçant à un champ électrique directeur quasiment nul pendant une durée de 100 µs entre les séquences absorbantes et l'atome principal, ce qui a pour conséquence de dégrader les états circulaires et de diminuer le nombre d'atomes perturbateurs détectés. Enfin, nous choisissons une plage de détection libre de toute confusion où les deux types d'atomes ne se recouvrent pas. En pratique nous ne regarderons pour l'atome principal que les atomes détectés entre 6500 et 8500 µs après son excitation laser, c'est-à-dire la classe de vitesse $\mathcal{C}_v = [7.05, 9.23]$ m s^{-1}. En outre, notons que pour ce délai Δt l'atome absorbant le plus lent se trouve déjà loin du centre du mode lorsque l'atome principal y arrive et l'interaction atome-champ n'est donc pas perturbée.

2.4.3 Purification du signal atomique

2.4.3.1 Contamination par les niveaux adjacents

La figure 2.30 rappelle le signal d'ionisation obtenu lors de la préparation de l'état circulaire $|52c\rangle$. On note la présence d'un pic adjacent très net au seuil d'ionisation de l'état de Rydberg circulaire inférieur $|51c\rangle$ ainsi qu'au seuil de l'état circulaire supérieur $|53c\rangle$. Comme introduit précédemment, les atomes sont détectés entre 6500 et 8500 µs après leur préparation. Ils ont donc le temps de changer d'état à travers des processus



(a) (b)

FIGURE 2.29 – (a) Spectroscopie du vide généré après le passage de 15 séquences absorbantes successives. L'atome sonde est préparé 2.7 ms après le passage des séquences absorbantes. La probabilité $P_e(t)$ est tracée en fonction de la fréquence de l'injection relative par rapport à la fréquence $\nu_r = \nu_{|h,0\rangle \to |e,0\rangle} = 48.179\,334\,7$ GHz. La courbe rouge est un ajustement fait par une somme de sinus cardinaux. Les points verts et l'ajustement correspondant sont un rappel de la spectroscopie du champ thermique. (b) Amplitude du pic de la transition $|h,0\rangle \to |e,0\rangle$ en fonction de la durée d'injection pour tester l'efficacité des séquences absorbantes. En noir : lorsque l'injection a lieu entre les séquences absorbantes et l'atome principal. En rouge : lorsque l'injection a lieu avant les séquences absorbantes.

d'émission spontanée et d'absorption de photons thermiques. A température nulle, nous pouvons estimer l'émission spontanée (1.2.1.3) comme étant de $\approx 20\%$ pour les atomes considérés.

En pratique, le nombre de $|51c\rangle$ détectés par rapport aux $|52c\rangle$ correspond à un pourcentage nettement plus grand. En simulant dans les conditions de l'expérience l'évolution complète des populations des niveaux circulaires après préparation du niveau $|52c\rangle$ pour différentes températures on trouve que les données mesurées correspondent au cas où les atomes arrivent sur le détecteur après être passés dans un environnement effectif à la température de 7 K [60]. L'ensemble des résultats présentés dans ce manuscrit ont été obtenus en maintenant le bloc cavité à une température de 1.5 K. On peut supposer que la température de 7 K perçue par les atomes est d'une part due à la présence du channeltron qui est lui maintenu à 40 K et d'autre part à des fuites de rayonnement thermique venant de la température ambiante.

En analysant ces signaux d'ionisation, il apparaît clair que les phénomènes d'émission spontanée, stimulée ou encore d'absorption induisent des biais sur les populations mesurées des différents états circulaires. Les atomes étant notre seul vecteur d'information, il est crucial de s'assurer de l'intégrité des résultats mesurés. Nous avons donc mis en place deux techniques expérimentales pour limiter l'effet des biais induits par la manipulation d'atomes lents dans les populations atomiques mesurées et donc dénombrer correctement les atomes dans les états circulaires qui nous intéressent, c'est-à-dire $|h\rangle$, $|e\rangle$ et $|g\rangle$.

Ces deux méthodes sont représentées sur la figure 2.31. L'origine des temps est fixée par l'instant d'excitation laser des atomes. Les deux techniques mises en œuvre pour optimiser le signal détecté sont représentées après une séquence d'interaction avec la cavité qui varie

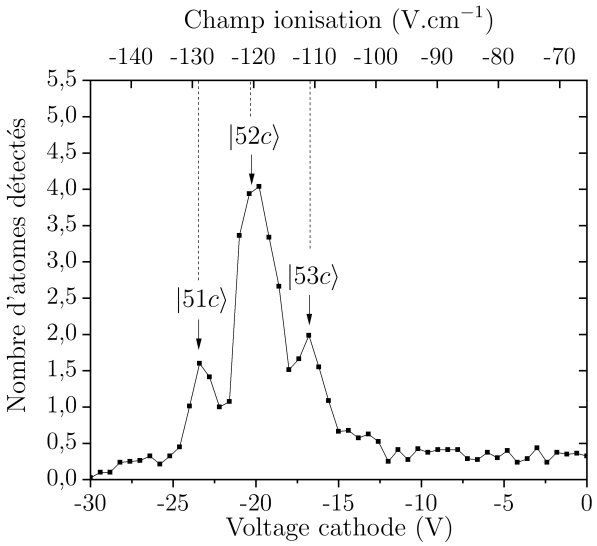


Figure 2.30 – Signal expérimental de détection obtenu en fonction du voltage appliqué sur la cathode du détecteur et du champ d'ionisation correspondant pour des atomes préparés dans l' état circulaire $|52c\rangle$.

selon l'expérience réalisée. Une impulsion radiofréquence à t=585 µs permet de nettoyer les $|52c\rangle$ restant et une impulsion micro-onde à t=774 µs envoie les atomes $|50c\rangle$ dans le niveau $|48c\rangle$ lui-même peu sensible aux émissions provenant des niveaux $|51c\rangle$ et $|52c\rangle$.

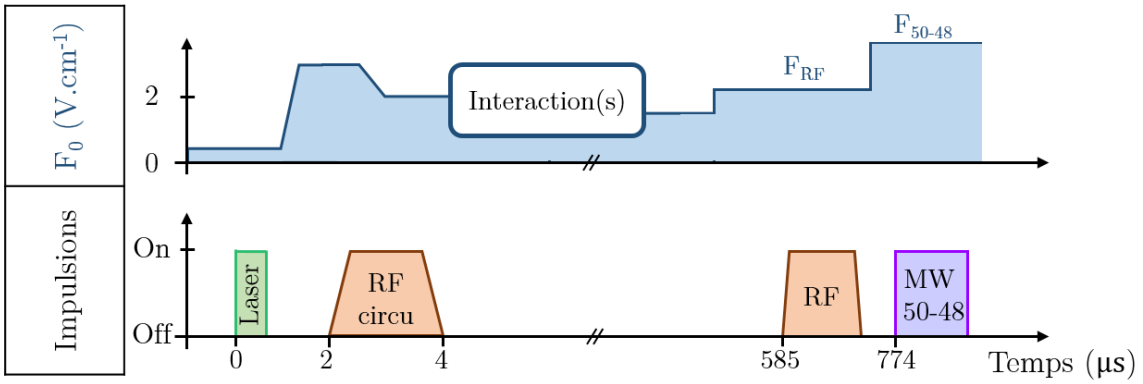
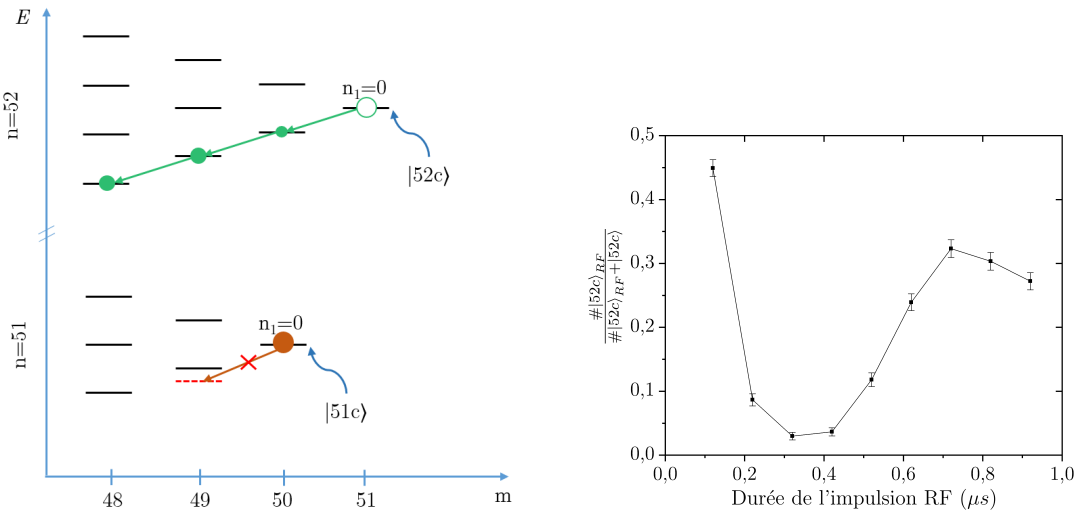


Figure 2.31 – Séquence expérimentale générique utilisée pour détecter les atomes dans l'état $|51c\rangle$ ou l'état $|50c\rangle$. La description détaillée est donnée dans le texte.

2.4.3.2 Elimination des 52c

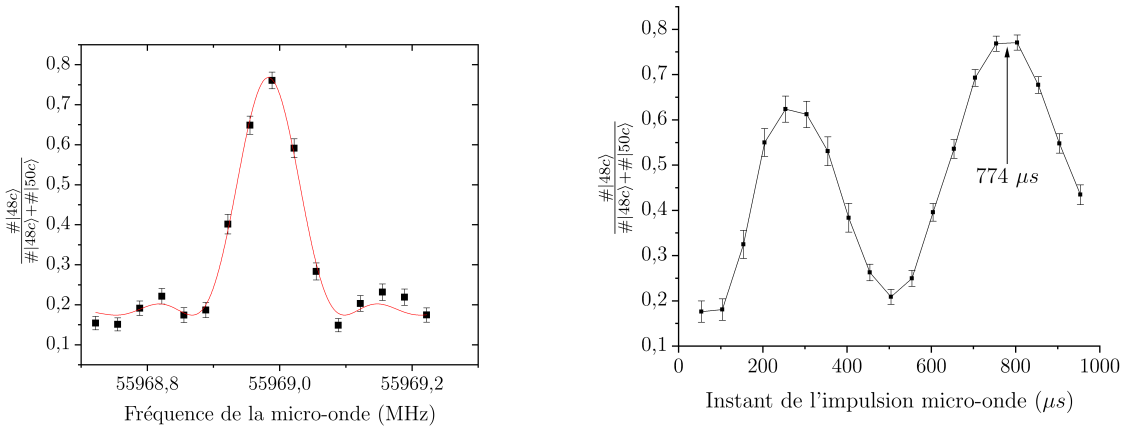
Nous avons vu dans la partie précédente que lors de la préparation d'atomes dans l'état $|52c\rangle$ pur, nous détectons en réalité pour 1 atome $|52c\rangle$ détecté 0.47 atome dans l'état $|51c\rangle$ en raison de l'émission $|52c\rangle \rightarrow |51c\rangle$ subie par l'atome entre sa préparation et sa détection plusieurs millisecondes plus tard. Lors de nos mesures expérimentales nous devrons détecter la probabilité P_g d'être dans l'état $|50c\rangle$ par rapport à celle d'être dans l'état $|51c\rangle$. Les « faux 51 » provenant de l'état $|52c\rangle$ ajouteront alors un fond important qu'il est préférable de réduire au maximum.

Nous couplons pour cela l'atome à un champ radiofréquence capable de décirculariser sélectivement l'état $|52c\rangle$ vers des états de plus faibles nombres quantiques m dans la même multiplicité. Ces états ne sont pas capables de se désexciter vers l'état $|51c\rangle$ et ont des seuils d'ionisation très différents des seuils d'intérêt. La figure 2.32(a) présente les transitions mises en jeu. En jouant sur la valeur du potentiel appliqué sur les miroirs on change par effet Stark la fréquence des transitions $|n, m, n_1 = 0\rangle \rightarrow |n, m-1, n_1 = 0\rangle$ afin de se mettre à résonance avec la fréquence de la radiofréquence qui est fixe. Les fréquences de transitions correspondantes dans la multiplicité du dessous $n-1$ sont distinctes donc en limitant la puissance de la radiofréquence envoyée nous pouvons adresser sélectivement le niveau $n = 52$ sans impacter le niveau $n = 51$. La radiofréquence est comme pour la circularisation polarisée σ^+ à une fréquence de 230 MHz et générée par les électrodes 1 et 2. Nous pouvons voir sur la figure 2.32(b) le transfert entre le nombre d'atomes détectés dans l'état $|52c\rangle$ en présence de l'impulsion radiofréquence par rapport à la situation en son absence, et ce en fonction de la durée de l'impulsion. Le réglage final consiste en une impulsion de durée 0.32 µs au champ de $F_{RF} = 1.84\,\mathrm{V\,cm^{-1}}$. Dans ces conditions, 97% des atomes présents dans l'état $|52c\rangle$ sont éliminés, ce qui limite au maximum la contamination du niveau $|51c\rangle$. L'élimination a lieu 585 µs après l'excitation laser, échelle de temps qui reste petite devant le temps de vol total jusqu'au détecteur et au cours de laquelle peu d'émission a déjà eu lieu.



(a) (b)

FIGURE 2.32 – (a) Transitions radiofréquence mises en jeu lors du transfert des atomes présents dans l'état $|52c\rangle$ des états de plus faible nombre quantique m. Les atomes présents dans l'état $|51c\rangle$ ne sont pas sensibles à cette radiofréquence car elle est hors résonance pour cette multiplicité. (b) Evolution du transfert entre l'état $|52c\rangle$ en présence de l'impulsion radiofréquence par rapport à l'état $|52c\rangle$ en son absence. Le nombre de $|52c\rangle$ détectés est minimal pour une durée d'impulsion de 0.32 µs. La remontée du transfert après cette durée s'explique par le fait que nous induisons une oscillation de Rabi au sein des états $|n = 52, m, n_1 = 0\rangle$.



(a) (b)

Figure 2.33 – (a) Spectroscopie de la transition $|50c\rangle \rightarrow |48c\rangle$ utilisée pour purifier les signaux détectés, faite à un instant t=774 µs après l'excitation laser. La largeur de la transition est d'environ 150 kHz. (b) Transfert maximum de la courbe précédente pour différents choix de l'instant de l'impulsion micro-onde. Cette courbe met en évidence la forme du mode correspondant à la transition $|50c\rangle \rightarrow |48c\rangle$ et justifie le choix de l'instant t=774 µs.

2.4.3.3 Sonde 50-48

Le nombre d'atomes détectés dans l'état $|g\rangle$ est de façon semblable impacté par les atomes sortant de la cavité dans l'état $|e\rangle$ puis se désexcitant vers l'état $|g\rangle$ lors de leur temps de vol. Pour ne pas voir cette contamination et bien séparer les « vrais $|50c\rangle$ » des « faux » nous appliquons une impulsion micro-onde π à 2 photons, d'une durée $t_\pi = 3.7$ µs, pour transférer la population de l'état $|50c\rangle$ vers l'état $|48c\rangle$. La figure 2.33(a) présente la spectroscopie de la transition concernée. La courbe 2.33(b) est obtenue en fixant la fréquence de la micro-onde à celle de la transition $|50c\rangle \rightarrow |48c\rangle$ obtenue sur la figure (a) puis en scannant l'instant de l'impulsion micro-onde. Elle trace par conséquent la forme du mode $|50c\rangle \rightarrow |48c\rangle$ au sein de la cavité, justifiant le choix de l'instant t=774 µs pour le début de l'impulsion micro-onde. On souhaite en effet se placer dans un ventre de l'amplitude de l'onde stationnaire du champ micro-onde établi dans la structure du bloc cavité au champ choisi $F_{50-48} = 3.63\,\mathrm{V\,cm^{-1}}$. La largeur spectrale de la transition est d'environ 150 kHz, suffisamment large pour ne pas résoudre le nombre de photons n de la cavité (qui rappelons le induit un déplacement lumineux de l'état $|50c\rangle$ proportionnel à n). Suite à cette impulsion, nous détecterons les atomes dans l'état $|48c\rangle$ en assimilant cette population à celle de l'état $|50c\rangle$. Dans toute la suite du manuscrit les atomes notés $|50c\rangle$ seront donc ceux que l'on détecte au seuil de l'état $|48c\rangle$ après avoir réalisé cette impulsion.

La sonde $|50c\rangle \rightarrow |48c\rangle$ est également utilisée lors de la détection des atomes $|51c\rangle$ car elle limite le biais introduit par l'absorption possible de la part d'atomes dans l'état $|50c\rangle$.

2.5 Résumé

Nous avons dans ce chapitre présenté l'ensemble du dispositif expérimental complexe permettant d'étudier l'interaction simple entre un atome de Rydberg circulaire et la lumière piégée dans une cavité supraconductrice. La fontaine atomique permet de générer un jet vertical d'atomes lents monocinétique à une vitesse d'environ 9 m/s. Ces atomes atteignent ensuite le cœur du montage expérimental placé dans un environnement cryogénique où ils sont excités par 3 transitions optiques puis portés dans le niveau circulaire à l'aide d'un champ radiofréquence. Divers types d'interactions que nous explorerons en détail dans les chapitres suivants ont alors lieu entre un atome circulaire et le mode de la cavité, puis les atomes continuent leur vol balistique jusqu'au détecteur.

Lors de ma thèse, un temps important fut consacré à la prise en compte de l'environnement thermique et mécanique de la cavité afin de permettre un contrôle optimal sur l'état préparé dans le mode micro-onde (2.3). Enfin, nous avons mis au point deux stratégies pour limiter les biais induits sur les populations atomiques dus au long temps de vol entre l'interaction et la détection. Tous ces éléments seront utilisés dans les expériences présentées dans les chapitres 3 et 4.

3

Régime résonnant

Je présenterai dans ce chapitre les résultats expérimentaux obtenus en exploitant l'interaction résonnante entre l'atome de Rydberg (décrit essentiellement par les niveaux $|h\rangle$, $|e\rangle$ et $|g\rangle$) et le mode micro-onde de la cavité supraconductrice au sein du dispositif présenté au chapitre 2. La première section est dédiée à l'introduction de préliminaires expérimentaux, détaillant l'ensemble des opérations menées pour contrôler l'état atomique et celui du champ ainsi que leur désaccord relatif. Nous présenterons ensuite l'interaction résonnante entre une cavité vide et un atome excité démontrant l'intérêt de manipuler des atomes lents. Les phénomènes d'effondrement et de résurgence des oscillations de Rabi seront ensuite explorés pour des nombres de photons sans précédent. Enfin, nous aborderons la génération d'états chats de Schrödinger d'une quarantaine de photons ainsi que leur caractérisation par des mesures de parité après un déplacement ainsi que la mesure de leur temps de décohérence rapide.

3.1 Préliminaires expérimentaux

Nous souhaitons préparer l'atome dans l'état $|e\rangle$ puis le mettre à résonance avec la cavité pendant un délai variable. La cavité est préparée dans divers états et l'état du champ généré est caractérisé grâce à l'enregistrement des oscillations de Rabi sur la probabilité P_g de trouver l'atome dans l'état $|g\rangle$ à l'issue de l'interaction. Comme nous l'avons abordé dans la section 1.3.3.2 cette mesure donne alors accès à la distribution du nombre de photons $P(n)$ de l'état du champ voire davantage en la combinant à un déplacement, ce que nous verrons dans la partie 3.4.1. Nous devons pour cela être capables de nous placer exactement à résonance entre la fréquence atomique $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ et la fréquence de la cavité, puis de se mettre rapidement hors résonance pour figer l'évolution du système jusqu'à la détection de l'atome. Nous présentons dans cette partie les séquences expérimentales types utilisées dans ces expériences ainsi que la procédure utilisée pour régler l'accord atome-champ.

3.1.1 Séquence type

Toutes les opérations menées sur les atomes et sur la cavité sont contrôlées par un ordinateur qui joue des séquences un grand nombre de fois et compile le nombre de « comptes » reçus sur le détecteur au seuil d'un état donné, $|h\rangle$, $|e\rangle$ ou $|g\rangle$. Cet ordinateur commande de multiples sorties analogiques, numériques, des bus de type GPIB (General Purpose Interface Bus) et une entrée de type compteur qui sont reliés aux AOM

réglant l'ouverture et la fréquence des lasers, aux sources micro-ondes, aux sources radiofréquences, à un générateur de fonction arbitraire pilotant la tension imposée aux miroirs, au détecteur, ou encore à la micro-vanne assurant la stabilité de l'expérience en température.

Ces séquences ont été introduites brièvement dans le chapitre 2 et seront détaillées dans chaque section selon les spécificités de la courbe mesurée, mais nous présentons ici leur socle commun. Dans le détail une séquence suit l'enchaînement suivant, présenté dans la figure 3.1 :

① Une série de 15 échantillons d'atomes absorbeurs (2.4.2.2) espacées de $\approx 20\,\mu s$ sont envoyées dans la cavité pour réinitialiser l'état du champ. L'ensemble du passage des atomes absorbeurs dure $300\,\mu s$.

② Une injection micro-onde classique est faite dans la cavité pendant la durée t_{inj} afin de préparer le champ dans un état cohérent. $t_{inj} = 0$ correspond à la situation où aucune injection n'est réalisée.

③ $47\,\mu s$ plus tard, instant définissant ici l'origine des temps de la séquence $t = 0$, une impulsion laser d'une durée de $0.1\,\mu s$ prépare des atomes dans l'état $|52f, m = 2\rangle$.

④ Ces atomes sont ensuite circularisés (2.2.6.2) vers l'état $|52c\rangle$ par passage adiabatique avec application d'un champ radiofréquence polarisé circulairement. Les réglages de l'impulsion laser sont tels que l'on obtient alors en moyenne 0.13 atomes dans l'état $|52c\rangle$.

⑤ Les atomes suivent ensuite un cheminement spécifique selon les expériences noté ici « interaction(s) » et que nous détaillerons au cas par cas.

⑥ Si nous souhaitons détecter les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ nous appliquons l'impulsion radiofréquence éliminant les atomes $|52c\rangle$ (2.4.3.2) ainsi que la sonde $|50c\rangle \rightarrow |48c\rangle$ (2.4.3.3) puis fixons le détecteur au seuil de l'état $|51c\rangle$ ou $|48c\rangle$.

⑥ Si nous souhaitons détecter l'état $|h\rangle$ nous laissons l'atome suivre son vol balistique jusqu'au détecteur sans l'impacter.

Nous souhaitons mesurer la probabilité de détecter l'atome dans un état donné relativement à un autre. Lors d'une interaction mettant en jeu uniquement les deux niveaux $|h\rangle$ et $|e\rangle$ nous tracerons la probabilité $P_e(t)$ que nous définissons selon :

$$P_e = \frac{\#\,|51c\rangle}{\#\,|51c\rangle + \#\,|52c\rangle} \ . \tag{3.1}$$

Lors d'une interaction mettant en jeu uniquement les deux niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$ nous tracerons la probabilité $P_g(t)$ que nous définissons selon :

$$P_g = \frac{\#\,|50c\rangle}{\#\,|50c\rangle + \#\,|51c\rangle} \ . \tag{3.2}$$

Chaque séquence est ainsi répétée deux fois pour pouvoir détecter deux niveaux différents, l'ensemble de ces deux répétitions constituant un « point ». Pour éviter les recouvrements temporels entre les atomes les plus lents et les atomes les plus rapides de deux séquences contenues dans un point, elles sont espacées de $\Delta T = 13\,ms$. La durée d'une répétition d'un point est donc de $2.\Delta T$. Nous souhaitons ensuite varier un paramètre

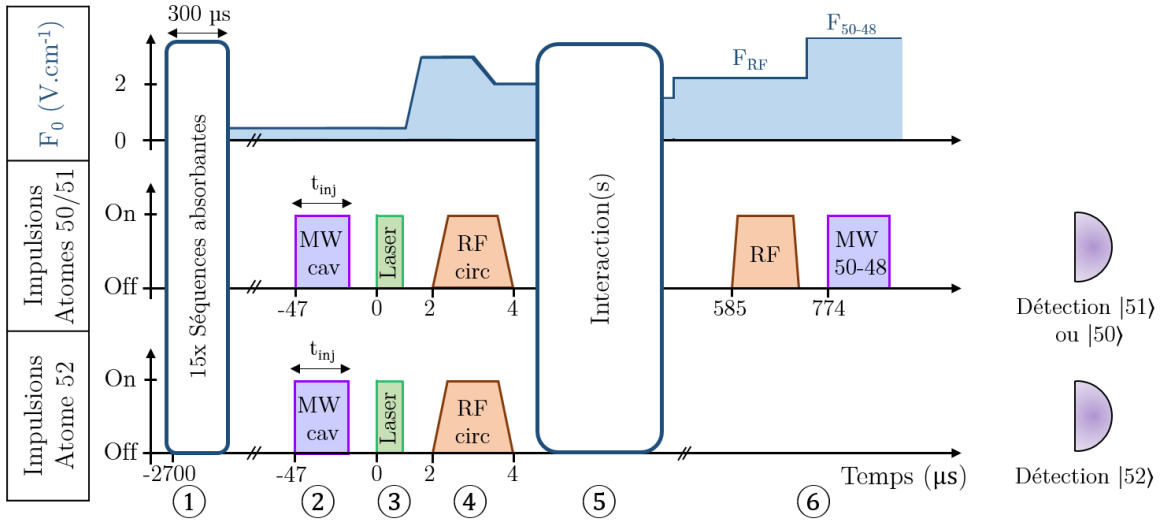


FIGURE 3.1 – Séquence expérimentale générique pour la détection d'atomes dans les états $|h\rangle$, $|e\rangle$ ou $|g\rangle$. Le profil du champ électrique ainsi que les impulsions laser, radiofréquences et micro-onde sont représentés schématiquement. A l'exception de la détection, les séquences sont identiques pour la détection des atomes 50 et 51. Le détail de chaque élément est décrit dans le corps du texte.

pouvant prendre N valeurs différentes, par exemple N fréquences différentes d'injection lors d'une spectroscopie, ou N temps d'interaction pour observer des oscillations de Rabi. Afin d'accumuler de la statistique, chacun des points associé à un paramètre donné est répété $p = 200$ fois avant de passer au suivant, et une série de $N.p$ points est répétée $q \approx 80$ fois. En cumulant toutes ces données, la durée d'acquisition d'une courbe permettant d'extraire les $P_{e,g}$ avec un signal sur bruit suffisant est typiquement $N.p.q.\Delta T \approx 12\,\text{h}$, d'où la nécessité d'avoir un système expérimental stable à l'échelle d'une journée.

3.1.2 Réglage du désaccord atome-cavité

Après avoir placé grossièrement la cavité à la fréquence cible (2.3.1) nous réglons le désaccord entre l'atome et la cavité en agissant sur le champ électrique de la cavité F. Il est directement relié à la différence de potentiel entre les deux miroirs supraconducteurs U_m suivant :

$$F(V/cm) = 0.40 \cdot U_m(V) \ . \tag{3.3}$$

Par rapport à sa fréquence en champ nul, la fréquence de la transition $|51c\rangle \rightarrow |50c\rangle$ varie théoriquement selon :

$$\Delta\nu_{|51c\rangle\rightarrow|50c\rangle}(kHz)/(2\pi) = -254 \cdot F(V/cm)^2 \ . \tag{3.4}$$

En modifiant le champ F on peut donc ajuster le désaccord et passer en quelques centaines de nanosecondes d'une situation résonnante ($\delta = 0$) à une situation complètement hors résonance ($\delta/2\pi \approx 3\,\text{MHz}$). La formule (3.4) n'est pas directement applicable au niveau de notre expérience car lorsque $U_m = 0$ il reste un champ électrique résiduel faible inconnu. Nous l'utiliserons donc plutôt pour caractériser une variation de fréquence que pour calculer la fréquence absolue de la transition $\nu_{|51c\rangle\rightarrow|50c\rangle}(kHz)$.

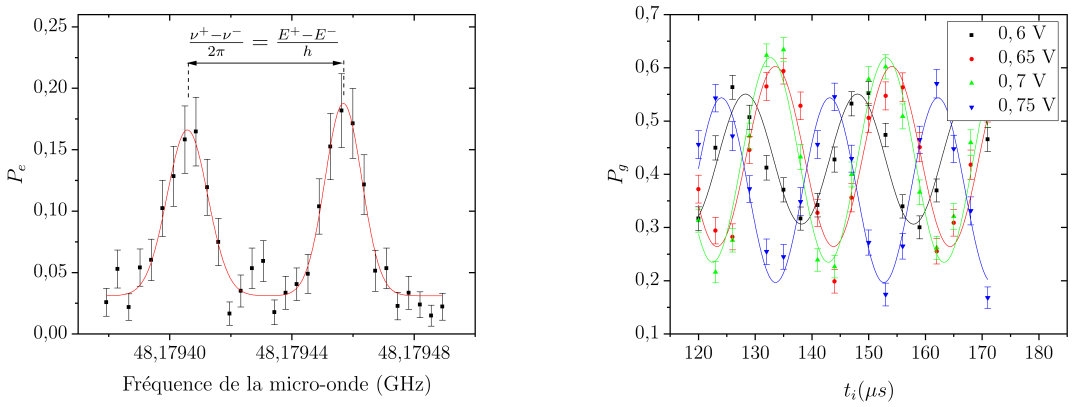
Pour calibrer la résonance nous utilisons la dépendance en δ de l'énergie des états habillés $E_n^{\pm}$. Dans une cavité vide, on a (1.59) :

$$E_0^+ - E_0^- = h\sqrt{\delta^2 + \Omega_0^2}\ . \tag{3.5}$$

En sondant par spectroscopie la transition $|52c, 0\rangle \rightarrow |\pm, 0\rangle$ nous voyons deux pics correspondant aux deux états habillés (voir figure 3.2(a)). Nous faisons cette expérience pour plusieurs valeurs du champ électrique donc plusieurs valeurs de V_m, ce qui nous donne les points noirs de la figure 3.3. Lorsque nous atteignons $\delta = 0$ alors l'écart entre les pics est minimal. En réunissant les équations écrites précédemment on peut ajuster la courbe obtenue par l'expression :

$$\nu^+ - \nu^- = \sqrt{(254 \cdot 0.40 \cdot (U_m - U_{m,res})^2)^2 + \Omega_0^2}\ . \tag{3.6}$$

où les tensions sont en V et la fréquence en kHz. Cela nous donne une première estimation de la tension correspondante à la résonance $U_{m,res}$.



(a) (b)

Figure 3.2 – (a) Spectroscopie de la transition $|52c, 0\rangle \rightarrow |\pm, 0\rangle$ pour une valeur $V_m = 0.65\,\mathrm{V}$. L'écart entre les deux pics obtenus par un fit bi-gaussien nous donne la différence d'énergie relative entre les deux états habillés $|\pm, 0\rangle$. (b) Signaux d'oscillations de Rabi pour des temps d'interaction $t_i \in [120, 130]\mu\mathrm{s}$ et différentes valeurs du potentiel V_m appliqué sur les miroirs supraconducteurs. Pour cela l'atome est initialement préparé dans l'état $|e\rangle$ à l'aide d'une impulsion micro-onde $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$ avant l'interaction avec la cavité. La fréquence des oscillations nous donne la différence d'énergie relative entre les deux états habillés $|\pm, 0\rangle$.

Pour être plus précis autour de $\delta = 0$ nous faisons une deuxième mesure basée elle sur des oscillations de Rabi. L'atome est préparé initialement dans l'état $|e\rangle$ et placé au champ U_m pendant un temps d'interaction t_i. Lorsqu'on est proche de la résonance le système suit des oscillations de Rabi à la fréquence $\sqrt{\delta^2 + \Omega_0^2}$ donc en répétant l'expérience pour plusieurs valeurs de V_m (voir figure 3.2(b)) et en regardant la fréquence des oscillations on peut obtenir de façon similaire la courbe $\nu^+ - \nu^-$ en fonction de U_m, ce qui nous donne les points rouges de la figure 3.3.

En résumé nous trouvons expérimentalement que nous sommes à résonance pour $U_{m,res} = 1.34\,\mathrm{V}$ lorsque $\nu_c = 51.099\,022\,977\,\mathrm{GHz}$. Le léger décalage entre les points obtenus

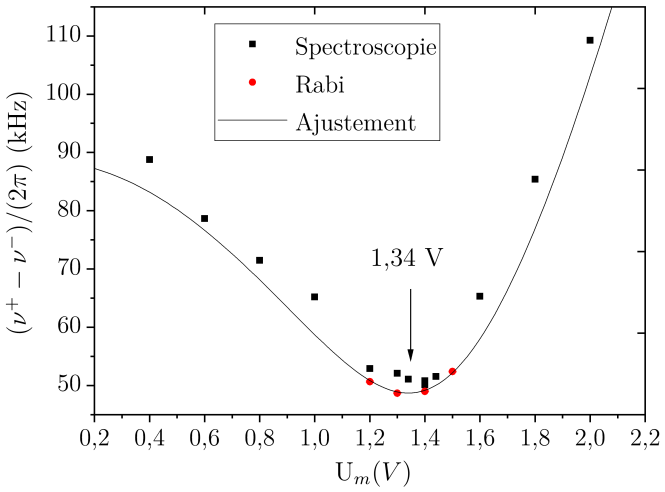


FIGURE 3.3 – Différence $\nu^+ - \nu^-$ entre les fréquences des deux niveaux habillés $|\pm, 0\rangle$ en fonction de la tension entre les deux miroirs supraconducteurs. Les points noirs correspondent aux mesures faites par spectroscopie, les points rouges par oscillation de Rabi, et la courbe noire est un ajustement des points obtenus par le signal de Rabi par la formule théorique nous permettant d'en déduire $U_{m,res} = 1.34\,\mathrm{V}$.

par spectroscopie et la formule théorique est probablement dû à un déplacement lumineux induit par la micro-onde sonde, ainsi qu'à l'instant de la spectroscopie, qui intervient à une position différente dans le mode par rapport aux oscillations de Rabi et donc à une fréquence de Rabi Ω_0 légèrement différente. La précision correspondante sur la résonance est de 1 mV sur le potentiel appliqué aux miroirs donc environ 200 Hz sur la fréquence de la transition, ce qui est bien négligeable devant Ω_0.

3.2 Oscillations de Rabi dans une cavité vide

Nous présentons ici les résultats expérimentaux correspondant aux oscillations de Rabi entre un atome préparé dans l'état $|e\rangle$ et la cavité préparée dans l'état vide, nous permettant entre autres d'étalonner les paramètres qui nous serviront à simuler l'expérience.

3.2.1 Résultats expérimentaux

La figure 3.4 détaille la séquence expérimentale utilisée dans les expériences d'oscillation de Rabi. Après le passage des séquences absorbantes, une injection micro-onde peut être réalisée à la fréquence de la cavité pendant la durée t_{inj} pour préparer un état cohérent dans la cavité (3.3) ou ne pas l'être pour laisser la cavité dans un état vide (3.2). L'atome sonde est ensuite préparé dans l'état $|52c\rangle$ par excitation laser et circularisation. Une courte impulsion π micro-onde d'une durée de 1 µs au désaccord $\delta/2\pi = 1.4\,\mathrm{MHz}$ le transfère alors dans l'état $|e\rangle = |51c\rangle$. L'efficacité de cette impulsion est d'environ 80%. L'atome et la cavité sont ensuite brutalement mis à résonance ($\delta = 0$) en baissant le champ de la cavité en moins de 200 ns. La condition de résonance est maintenue pour un temps d'interaction variable noté t_i puis l'atome est rapidement mis hors résonance. On détecte alors les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ pour estimer $P_g(t_i)$. La rapidité des transitions entre le

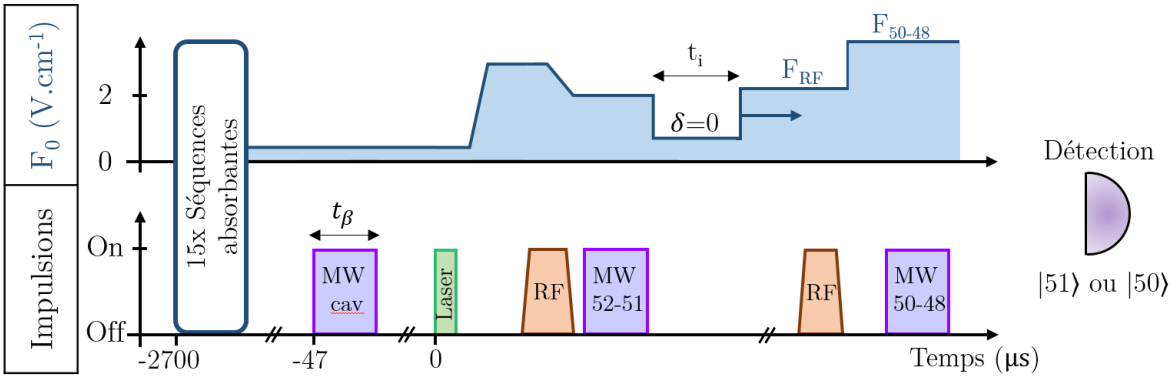


Figure 3.4 – Séquence expérimentale utilisée pour enregistrer les oscillations de Rabi entre un atome préparé initialement dans l'état $|e\rangle$ et la cavité. Dans le cas d'une cavité vide nous aurons $t_\beta = 0$

.

régime résonant et le régime complètement désaccordé ne permet pas d'habillage ou de déshabillage adiabatique, l'état du système atome-cavité demeure donc figé dans l'état où il était avant l'interruption de la condition de résonance.

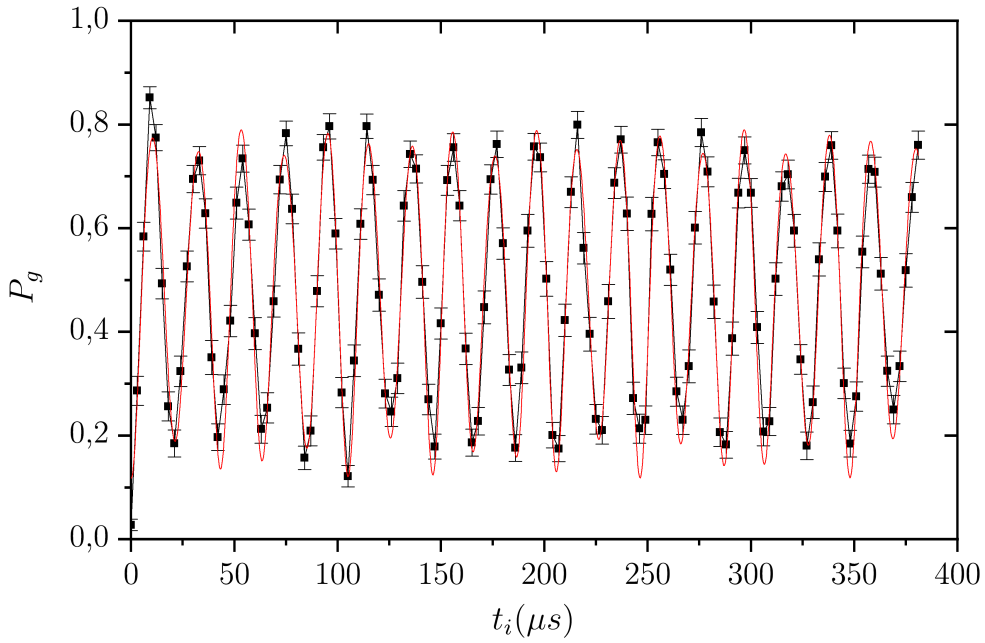


Figure 3.5 – Oscillations de Rabi dans le vide. Les points noirs reliés par un trait fin sont la probabilité P_g mesurée expérimentalement en fonction du temps d'interaction t_i passé à résonance entre l'atome initialement préparé dans l'état $|e\rangle$ et la cavité vide. La courbe rouge est un ajustement par une formule théorique prenant en compte les erreurs de détection.

La courbe obtenue est présentée en figure 3.5. On peut voir une vingtaine d'oscillations de Rabi, ce qui représente une amélioration considérable par rapport aux expériences

précédentes manipulant un jet d'atomes rapides dans laquelle l'oscillation de Rabi était complètement amortie après seulement 4 périodes [43]. Aucune décohérence n'est visible sur la courbe, signature d'un échange cohérent d'énergie pendant un temps d'interaction d'environ 400 µs. Les battements de faible amplitude visibles sur la courbe témoignent de la faible population de l'état à 1 photon.

3.2.2 Modélisation des résultats

3.2.2.1 Ajustement par une formule théorique

Nous extrayons de cette courbe les paramètres de l'expérience grâce à un ajustement direct des données. D'après la section 1.3.3.4, la probabilité théorique de détecter un atome dans l'état $|g\rangle$ P_g^i s'écrit :

$$P_g^i = (1-p_1)\cos^2(\Omega_0 t_e/2) + p_1\cos^2(\sqrt{2}\Omega_0 t_e/2)\ , \tag{3.7}$$

où p_1 est la probabilité initiale d'avoir un photon dans la cavité, non nulle à cause de la rethermalisation progressive 2.5 ms après le passage des dernières séquences absorbantes déjà évoquée. Nous avions estimé $p_1 \approx n_{th} \approx 0.1$ (2.4.2.2). Le temps effectif t_e diffère un peu de celui introduit dans la partie théorique car il faut prendre en compte la position des atomes dans le mode au début de l'interaction. Le début de l'interaction a lieu alors que l'atome est déjà au cœur du mode. On définit z_0 tel que z_0 soit la position à l'instant $t_i = 0$ de l'atome selon l'axe vertical (Oz) par rapport au centre du mode. Le temps effectif t_e s'écrit alors en fonction de la fonction d'erreur erf [1] selon :

$$t_e(t_i) = \frac{w}{v}\frac{\sqrt{\pi}}{2}\left(\mathrm{erf}\left((t_i + z_0 v)\frac{v}{w_0}\right) - \mathrm{erf}\left(z_0 v\frac{v}{w_0}\right)\right)\ , \tag{3.8}$$

où $w_0 = 5.96$ mm est la demi-largeur du col du mode déjà introduite et la vitesse moyenne des atomes $v = 8.1 \pm 0.1$ m/s est déterminée à partir de la distribution de vitesse tronquée des atomes détectés (figure 2.25(b)). Notons ici que la position z_0 n'est pas précisément connue et sera déterminée par la procédure d'ajustement.

Nous voyons sur la courbe 3.5 que les données expérimentales n'oscillent pas parfaitement entre 0 et 1. Les raisons justifiant cette diminution du contraste mesuré sont multiples. Nous pouvons par exemple citer l'efficacité de la sonde $|50c\rangle \to |48c\rangle$, l'efficacité de l'impulsion RF utilisée pour nettoyer le fond de $|52c\rangle$, la contamination de $|51c\rangle$ vers les $|50c\rangle$ en raison de l'émission spontanée entre l'interaction et la détection quelques millisecondes plus tard, la contamination des $|50c\rangle$ vers les $|51c\rangle$ due à l'absorption de photons thermiques durant la même période, ou encore l'efficacité de détection différente entre le niveau $|48c\rangle$ et le niveau $|50c\rangle$. Si nous avons utilisé différentes méthodes pour limiter leur impact, ces erreurs de détections ne sont pas négligeables et doivent être intégrées dans l'ajustement des données. S'il est délicat de les estimer individuellement, toutes ces erreurs peuvent être contenues dans une simple loi homographique transformant la probabilité idéale P_g^i dans celle mesurée P_g. En effet, pour N répétitions de l'expérience, le nombre d'atomes effectivement détectés dans l'état $|e\rangle$ ou $|g\rangle$, $N_{e,g}^d$ peut s'écrire en fonction des comptes idéaux, $N_{e,g}^i$, selon :

$$N_{e,g}^d = A_{e,g}N_{e,g}^i + B_{e,g}N_{g,e}^i + C_{e,g}\ , \tag{3.9}$$

1. La fonction erf est définie par : $\mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\pi}\int_0^x e^{-t^2}dt$

où les coefficients $A_{e,g}$, $B_{e,g}$, $C_{e,g}$ sont des inconnues représentant les contaminations diverses et fonds possibles sur le nombre d'atomes mesurés. En utilisant $N_g^i + N_e^i = N$ et après quelques lignes de calcul on arrive finalement à :

$$P_g = \frac{N_g^d}{N_g^d + N_g^e} = \frac{aP_g^i + b}{cP_g^i + d} \,, \tag{3.10}$$

où

$$\begin{aligned} a &= A_g - B_g \quad , \quad & c &= A_g - B_g + A_e - B_e \\ b &= B_g + C_g \quad , \quad & d &= B_g + C_g + B_e + C_e \,, \end{aligned} \tag{3.11}$$

qui prend donc la forme d'une loi homographique. On utilise cette loi pour transformer la probabilité idéale P_g^i dans celle mesurée P_g. La fonction résultante est utilisée pour faire un ajustement des points expérimentaux, tracé en rouge sur la figure 3.5, et en tirer tous les paramètres inconnus :

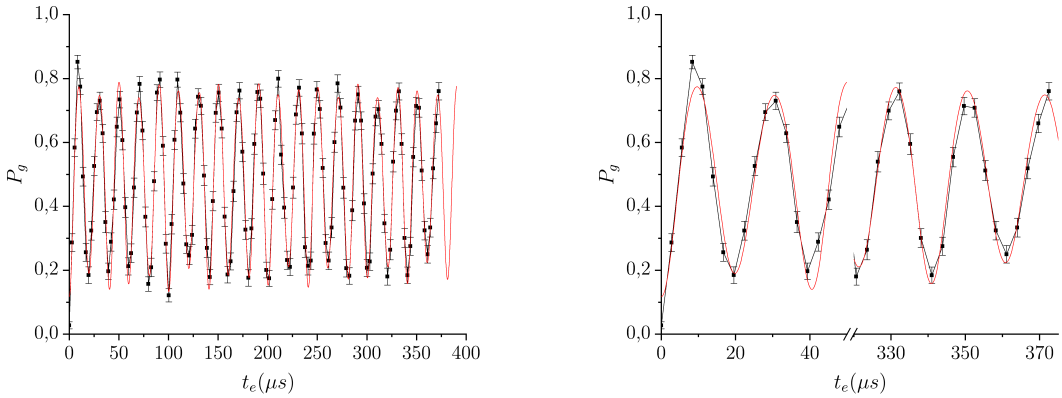
$$\begin{gathered} \Omega_0 = 2\pi \times (49.88 \pm 0.03) \text{ kHz}, \quad z_0 = -1.72 \pm 0.02 \text{ mm}, \quad p_1 = 0.094 \pm 0.014 \\ a = 1, \quad b = 0.133 \pm 0.02, \quad c = 0.297 \pm 0.07, \quad d = 1.136 \pm 0.08 \,. \end{gathered} \tag{3.12}$$

La valeur de Ω_0 est très proche de celle attendue selon la géométrie de la cavité ($2\pi \times 50$ kHz). Un décentrage de la zone d'excitation des atomes selon l'axe de la cavité (Ox) peut être responsable de la légère différence observée. La valeur de p_1 est en accord avec le nombre de photons thermiques n_{th} déjà sondé par spectroscopie dans la section 2.4.2.2 et dus à la rethermalisation de la cavité pendant la plage temporelle entre les séquences absorbantes et la séquence de mesure.

Nous utiliserons dans toute la suite de ce manuscrit ces caractéristiques, ajoutées aux caractéristiques de la cavité t_{cav}, $\overline{n}_{th}$ et de l'atome Γ pour simuler l'expérience au plus près des conditions réelles. Les simulations sont faites sous Python à l'aide de la librairie Qutip calculant l'évolution du système atomique à deux niveaux $\{|e\rangle, |g\rangle\}$ sous l'effet du hamiltonien d'interaction entre un atome à deux niveaux et le mode harmonique de la cavité. Plus précisément nous calculons l'évolution de la matrice densité associé au système complet {atome+champ}. L'intérêt de cette simulation est la prise en compte de l'amortissement de la cavité par rapport à la formule analytique 3.7.

La figure 3.6 trace sur les points expérimentaux le résultat de ces simulations numériques pour l'interaction entre un atome préparé initialement dans l'état $|e\rangle$ et la cavité mélange statistique de l'état $|0\rangle$ et $|1\rangle$ pondérés respectivement par $1 - p_1$ et p_1.

Les données présentées dans ce manuscrit sont la réunion de plusieurs mois de prise de données. Certains des paramètres expérimentaux sont susceptibles d'être légèrement modifiés entre les différentes courbes, comme par exemple la position initiale z_0 si les lasers d'excitation bougent ou encore les coefficients de renormalisation si l'efficacité des sondes ou la distribution de vitesse varie. Nous ne pouvons cependant pas tous les étalonner facilement avant chaque nouvelle courbe donc nous garderons dans toutes les simulations de ce chapitre le jeu de paramètres expérimentaux décrit dans l'équation (3.12). Des mesures précises répétées à intervalle régulier montrent toutefois que ces paramètres sont restés relativement stables au cours des mois de prises de mesure, une recalibration étant menée lorsque l'écart était important.



(a) (b)

FIGURE 3.6 – (a) Oscillations de Rabi dans le vide. Les données expérimentales, en noir, sont maintenant représentées en fonction du temps d'interaction effectif t_e. La courbe rouge est le résultat d'une simulation numérique intégrant les caractéristiques de l'expérience et renormalisée par une loi homographique. (b) Zoom sur le début et la fin de la courbe mettant en évidence le bon accord entre les données expérimentales et la simulation numérique.

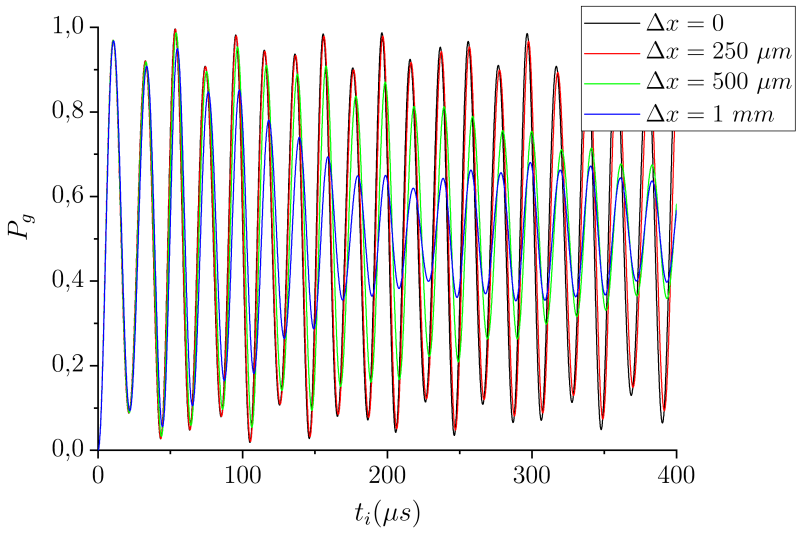


FIGURE 3.7 – Simulation des oscillations de Rabi du vide dans les conditions de l'expérience pour différentes extensions spatiales Δx selon l'axe de la cavité (Ox).

3.2.2.2 Rôle des dispersions

Le signal d'oscillation de Rabi est sensible aux dispersions en position et en vitesse. En effet, en raison de la dépendance spatiale du profil du mode, deux atomes préparés à deux endroits différents ne verront pas le même Ω_0 à un instant donné et ne produiront pas le même signal d'oscillations de Rabi, entraînant un brouillage de celui-ci moyenné sur toutes les positions et vitesses initiales. Il est ainsi intéressant d'introduire dans les simulations des dispersions en position et en vitesse afin de justifier les choix du volume

d'excitation et de la classe de vitesse.

En raison du terme en cosinus qui caractérise les nœuds et les ventres du mode, le signal est le plus sensible aux dispersions selon l'axe de la cavité (Ox) donc perpendiculairement au trajet des atomes. L'extension atomique suivant cet axe est déterminée par le diamètre des lasers d'excitation, que nous avons estimé dans la partie 2.2.3 à 250 µm. La figure 3.7 présente une simulation des oscillations de Rabi du vide dans les conditions de l'expérience pour différentes extensions spatiales selon l'axe de la cavité (Ox). Les dispersions induisent clairement un brouillage du signal nettement visible lorsque $\Delta x > 500\,\mu m$. Lorsque $\Delta x = 250\,\mu m$ une très légère baisse de contraste est visible après un long temps d'interaction. Nous négligerons donc les dispersions dans la suite. Ce choix d'extension spatiale n'est pas le fruit du hasard : nous avons successivement réduit la taille de la zone d'excitation en modifiant la taille des faisceaux laser pour ne plus observer d'atténuation sur le signal expérimental, ce qui est donc consistant avec les simulations présentées ici.

3.3 Interaction avec un champ cohérent

3.3.1 Calibration de l'injection

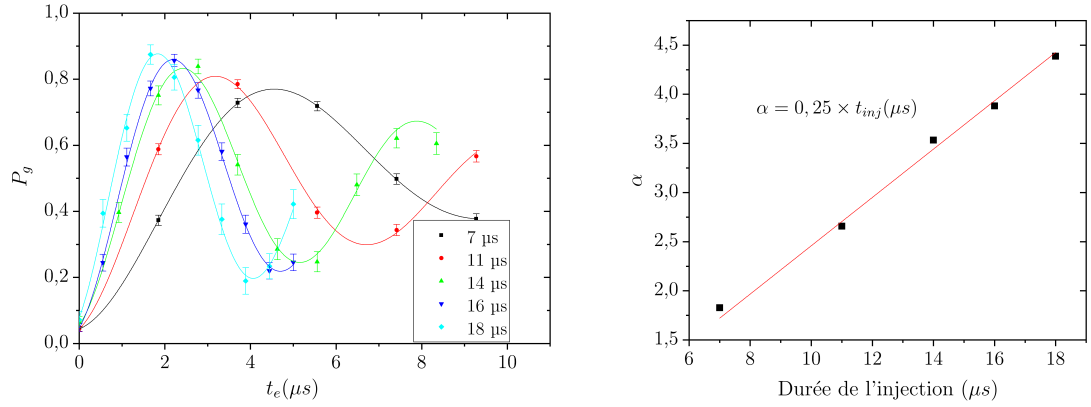
Pour générer un champ cohérent dans la cavité on exploite un couplage indirect par des canaux de perte par diffraction. Le couplage est donc extrêmement faible, ce qui est indispensable pour que la cavité ait un long temps de vie, mais suffisant pour diffracter quelques photons dans le mode souhaité. Même s'il est faible, ce couplage est constant, donc en générant un champ cohérent dans l'environnement de la cavité, nous générons un champ cohérent à l'intérieur du mode dont nous contrôlons l'amplitude et la phase en contrôlant l'amplitude et la phase de la micro-onde classique envoyée. L'amplitude $\alpha(t_{inj})$ du champ cohérent préparé dans la cavité est ainsi proportionnel à la durée d'injection pour une puissance donnée. La loi de proportionnalité $\alpha(t_{inj}) = k \cdot t_{inj}$ peut être calibrée de diverses manières. Nous présentons ici une première méthode basée sur la mesure de la fréquence des oscillations de Rabi déterminées en enregistrant une première période d'oscillation de Rabi (cf figure 3.8) pour des durées d'injection différentes puis ajustés par la formule théorique. Un ajustement plus fin sera réalisé grâce à une analyse de Fourier du signal complet d'oscillations de Rabi dans un champ donné. Enfin, la section 3.4.3 donnera un ultime raffinement de la loi.

Nous utilisons la séquence expérimentale 3.4 et enregistrons le début des oscillations de Rabi pour différents temps d'injection t_{inj}. Théoriquement on s'attend à avoir :

$$P_g(t_e) = \cos(\Omega_0\sqrt{\bar{n}+1}t_e)\ ; \tag{3.13}$$

Or on a $\bar{n} = \langle\hat{N}\rangle = |\alpha|^2 = |k \cdot t_{inj}|^2$ donc la période de ces oscillations dépend directement du facteur de proportionnalité k. La figure 3.8(a) présente les points expérimentaux du début des oscillations de Rabi P_g en fonction du temps effectif t_e. Avant l'interaction un champ micro-onde est injecté à résonance avec la fréquence de la cavité ν_{cav} pendant une durée t_{inj} = 7, 11 ,14, 16 et 18 µs. L'ajustement de ces données expérimentales par une sinusoïde amortie permet d'obtenir pour chaque t_{inj} le champ cohérent α correspondant (3.8(a)) et d'en tirer la loi de proportionnalité :

$$\alpha(t_{inj}) = (0.25 \pm 0.005) \times t_{inj}(\mu s)\ . \tag{3.14}$$



(a) (b)

FIGURE 3.8 – Calibration de l'injection micro-onde dans le mode de la cavité : (a) Points discrets : oscillations de Rabi P_g en fonction du temps effectif t_e pour différentes durées d'injections dans la cavité t_{inj} et ajustement par une sinusoïde amortie (courbe continue) nous donnant pour chaque courbe un paramètre α. (b) α correspondant en fonction de t_{inj}. Un ajustement linéaire nous donne la loi de proportionnalité $\alpha(t_{inj}) = k \cdot t_{inj}$.

3.3.2 Résultats expérimentaux

Le long temps d'interaction autorisé par la manipulation d'atomes lents permet non seulement l'observation du début des oscillations de Rabi entre un champ cohérent et un atome initialement préparé dans l'état $|e\rangle$ mais aussi de l'ensemble du processus d'effondrement et de résurgence décrit en détail dans la partie 1.3.3.3.

Nous présentons dans cette partie une expérience lors de laquelle nous utilisons la séquence expérimentale 3.4 et enregistrons les oscillations de Rabi pour une durée d'injection $t_{inj} = 14\,\mu s$ c'est-à-dire un champ cohérent $\beta \approx 3.5$, correspondant à $\bar{n} \approx 12.2$ photons. La figure 3.9 montre les données expérimentales ainsi que la simulation numérique intégrant les caractéristiques de l'expérience et renormalisée par la loi homographique. L'accord entre les deux est très satisfaisant. Nous voyons nettement l'effondrement rapide puis une résurgence des oscillations de Rabi autour de $T_r = 146\,\mu s$.

Nous utilisons la transformée de Fourier pour convertir le signal d'oscillations de Rabi vers le domaine fréquentiel et obtenir une vision directe de la distribution des fréquences de Rabi qui reflète directement la distribution du nombre de photons. Pour calculer la transformée de Fourier, nous procédons à une interpolation du signal avec des points équidistants de $0.1\,\mu s$. Nous soustrayons ensuite sa valeur moyenne, le symmétrisons par rapport au temps $t_e = 0$ et complétons les données en ajoutant des 0 jusqu'à $t_e = \pm 3000\,\mu s$. Toutes ces étapes intermédiaires sont réalisées pour éliminer les artefacts liés à la fenêtre d'échantillonnage et obtenir en calculant ensuite la transformée de Fourier rapide avec une fenêtre rectangulaire une transformée de Fourier avec un bon échantillonnage. En appliquant cette procédure aux données précédentes, nous obtenons la courbe 3.10 qui montre très nettement des pics fins et disjoints associés à chaque nombre de photons. Les fréquences de Rabi théoriques associées à chaque nombre de photon $\Omega_n/2\pi$ sont représentées par des traits verticaux bleus et se superposent parfaitement avec les pics de la transformée de Fourier calculés à partir du signal expérimental. Comme attendu à travers

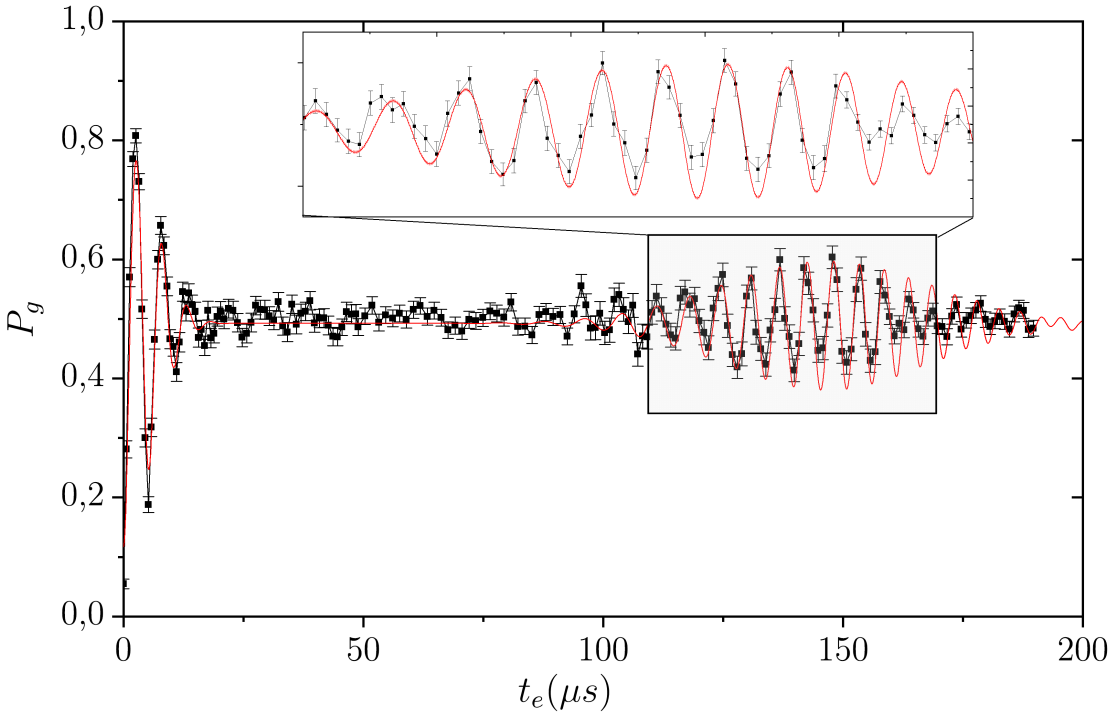


Figure 3.9 – Oscillations de Rabi dans un champ cohérent $|\beta\rangle$ avec $\beta^2 = 13.2 \pm 0.1$. Les points noirs reliés par un trait fin sont la probabilité P_g mesurée expérimentalement en fonction du temps effectif t_e. La courbe rouge est le résultat d'une simulation numérique intégrant les caractéristiques de l'expérience et renormalisée par une loi homographique. L'insert présente un zoom sur le résurgence des oscillations.

l'équation (1.69) nous retrouvons que le signal temporel d'effondrement et de résurgence correspond au signal résultant de la superposition de sinusoïdes associé à chaque nombre de photons. Chaque état de Fock contenu dans l'état cohérent contribue par un signal d'oscillations pur à la pulsation Ω_n, pondéré par son poids $P(n)$.

Afin d'interpréter de façon quantitative ces données nous ajustons la courbe de la transformée de Fourier par une somme de 13 gaussiennes de même largeur. Les paramètres de l'ajustement sont les positions et les hauteurs de ces gaussiennes. La fréquence de ces pics en fonction du nombre de photons correspondant est tracée sur la figure 3.11(a). L'accord avec la formule théorique est très satisfaisant, sauf pour le dernier pic qui en effet n'est pas vraiment résolu sur la transformée de Fourier. La hauteur de chacun des pics nous donne la distribution en termes de nombre de photons $P(n)$ tracée sur la figure 3.11(b). En ajustant les points expérimentaux par une loi poissonnienne de la forme attendue (1.18) on obtient pour le champ cohérent un paramètre $\beta = 3.60$. Ce champ est un champ cohérent moyenné sur le temps d'interaction de 200 µs pendant lequel le champ cohérent subit un amortissement d'environ 1% de son amplitude due au temps de vie fini de la cavité. En prenant en compte cet effet, on peut en déduire le champ initialement injecté :

$$\beta = 3.63 \pm 0.01 \ , \tag{3.15}$$

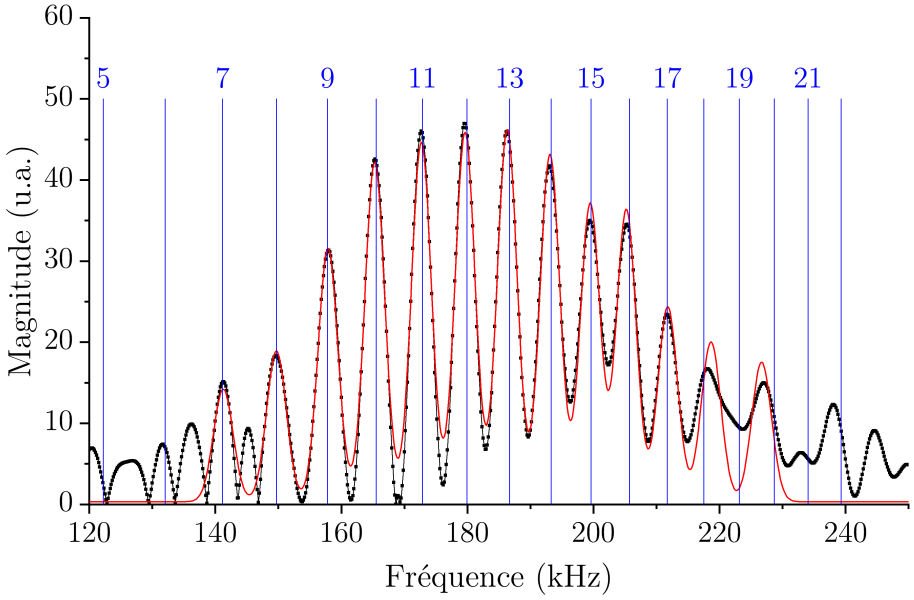


FIGURE 3.10 – Transformée de Fourier de la courbe expérimentale $P_g(t_e)$ (points noirs reliés par un trait fin). La courbe rouge est un ajustement de la courbe précédente sous forme de 13 gaussiennes de même largeur. La hauteur de chacun de ces pics nous donne la distribution en terme de nombre de photons $P(n)$. Les traits verticaux bleus marquent la position des fréquences de Rabi théoriques associées à chaque nombre de photon.

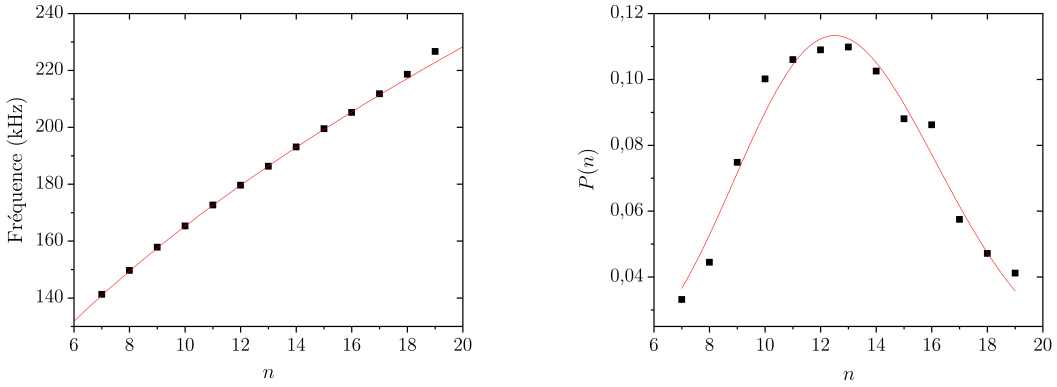
donc un nombre de photons moyen

$$\bar{n} = \beta^2 = 13.2 \pm 0.1 \ . \tag{3.16}$$

En faisant suivre aux données simulées sur un état cohérent $\beta = 3.63$ la même procédure de transformée de Fourier, puis ajustement par des pics gaussiens et enfin ajustement de la hauteur par une loi de Poisson nous trouvons un paramètre $\beta = 3.60$ également, confirmant ce raisonnement. La relation de calibration (3.14) prévoyait $\beta \approx 3.5$ nous obtenons donc ici une mesure plus précise pour la calibration de champ cohérent correspondant à une injection de 14 µs.

3.3.3 Analyse de la décohérence

La résurgence mesurée a une amplitude similaire à celle de la simulation faite dans les conditions de l'expérience, confirmant notre bonne connaissance des paramètres expérimentaux. En revanche, le contraste est nettement plus faible que celui prévu dans un cadre théorique idéal sans relaxation ni contamination de l'état initial. Il est possible de comprendre les raisons de cette baisse de contraste sur des simulations en prenant en compte successivement les différentes sources d'atténuation due aux imperfections de la cavité et de l'état initial. La figure 3.12 présente le résultat de simulations pour différents paramètres initiaux. La courbe noire est réalisée dans des conditions idéales et servira de référence. On choisit ensuite uniquement $p_1 \neq 0$, c'est-à-dire la contamination de l'état initial avant injection de l'état cohérent par l'état de Fock $|1\rangle$ et qui est responsable d'une baisse de contraste relative de 8.3%. On prend ensuite en compte en plus le temps



(a) (b)

Figure 3.11 – (a) Fréquence des 13 pics obtenus par ajustement gaussien de la transformée de Fourier. La courbe rouge, tracé de la loi théorique $\Omega_n/2\pi = \sqrt{n+1}\Omega_0/2\pi$, est en très bon accord avec les $\Omega_n/2\pi$ trouvés par la transformée de Fourier des données expérimentales. (b) Hauteur des pics correspondants en fonction du nombre de photons n. Cette courbe nous donne les populations $P(n)$ en terme de nombre de photons. La courbe rouge est un ajustement par une loi de Poisson qui nous donne $\alpha = 3.63 \pm 0.01$.

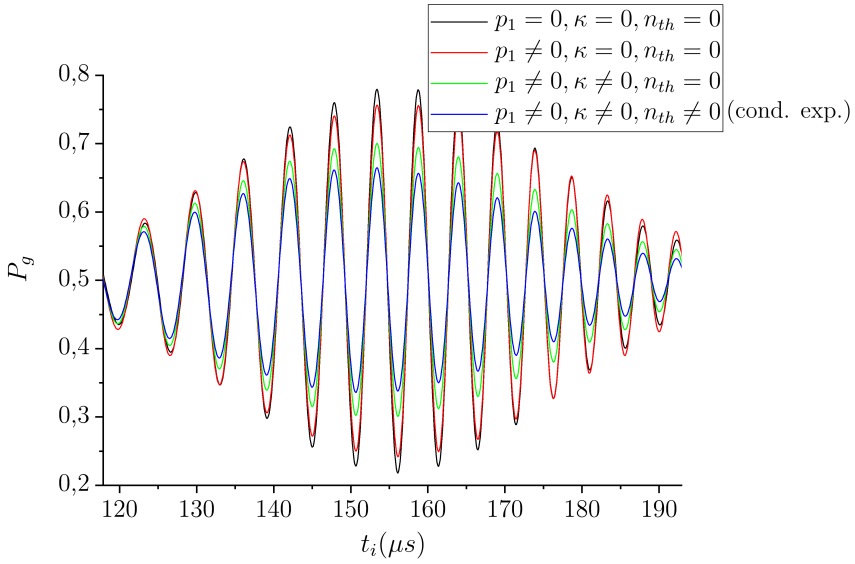


Figure 3.12 – Simulation de la phase de résurgence des oscillations de Rabi dans un champ cohérent $|\beta\rangle$ avec $\beta^2 = 3.63$ pour différents paramètres initiaux justifiant la baisse du contraste observé. p_1 quantifie la contamination de l'état initial (avant déplacement par le champ cohérent) par l'état de Fock $|1\rangle$, κ est l'inverse du temps de vie de la cavité, et n_{th} est le nombre de photons thermiques à l'équilibre. Lorsqu'un paramètre est choisi non-nul alors il est mis à sa valeur expérimentale.

de vie de la cavité à travers le taux de relaxation $\kappa \neq 0$, ce qui mène à une baisse de contraste cumulée de 28.4%. Enfin, nous nous plaçons dans les conditions de l'expérience, c'est-à-dire avec en plus $n_{th} \neq 0$ ce qui mène à une baisse de contraste cumulée de 41.1%.

Ces résultats sont résumés dans le tableau 3.1. Rappelons ici que les dispersions spatiales ne jouent aucun rôle (3.2.2.2). Ce tableau nous indique donc les limites actuelles de

TABLE 3.1 – Sources de la baisse de contraste de la résurgence des oscillations de Rabi.

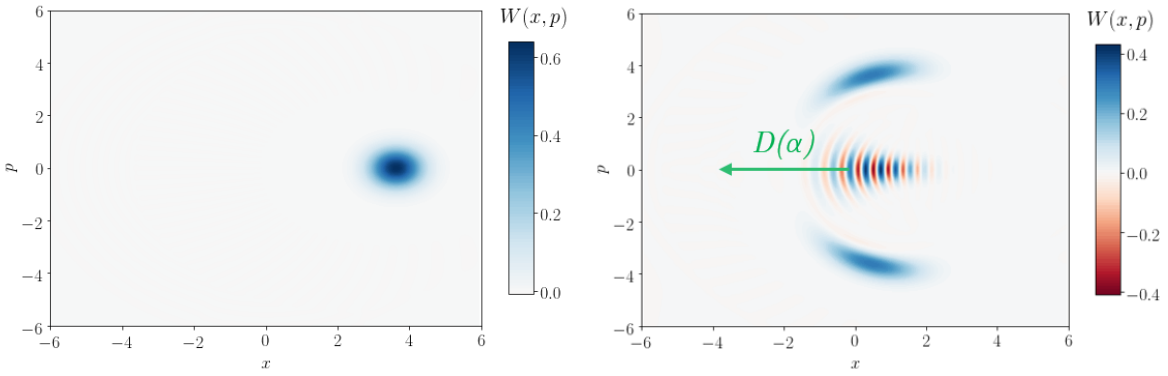
Paramètres de la simulation	**Atténuation relative par rapport au cas idéal**
$p_1 = 0, \kappa = 0, n_{th} = 0$	0%
$p_1 \neq 0, \kappa = 0, n_{th} = 0$	8.3%
$p_1 \neq 0, \kappa \neq 0, n_{th} = 0$	28.4%
$p_1 \neq 0, \kappa \neq 0, n_{th} \neq 0$	41.1%

l'expérience et quels seraient les paramètres à améliorer pour optimiser le signal mesuré expérimentalement.

3.4 Chat de Schrödinger

Si nous sommes capables de mesurer le signal d'effondrement et de résurgence dans un champ cohérent $|\beta\rangle$ alors, comme détaillé dans la section 1.3.3.3, il est possible de générer un état chat de Schrödinger en interrompant l'évolution à la moitié du temps de résurgence $t_r/2$. A cet instant, l'état de l'atome est découplé de l'état de la cavité et le champ est dans une superposition :

$$|\Psi_c(t_r/2)\rangle = \frac{1}{2}\left(e^{i\pi\bar{n}/2}\,|i\beta\rangle - e^{-i\pi\bar{n}/2}\,|-i\beta\rangle\right) \ . \tag{3.17}$$



(a) (b)

FIGURE 3.13 – Fonctions de Wigner simulées dans les conditions de l'expérience. (a) Etat du champ initial $|\beta\rangle$. . (b) Etat du champ à $t_e \approx t_r/2$. La cohérence de la superposition est prouvée par les oscillations de la fonction de Wigner selon sur l'axe x. Pour la mettre en évidence nous déplacerons le champ de la cavité d'un état cohérent d'amplitude α avec $\alpha \in \mathbf{R}$, opération représentée ici par une flèche verte.

Les fonctions de Wigner de l'état cohérent initial et de l'état généré autour de $t_e \approx t_r/2$ sont présentées sur la figure 3.13. Nous choisissons par convention de prendre $\beta \in \mathbf{R}$ donc $x = \mathrm{Re}(\beta)$ et $p = \mathrm{Im}(\beta)$. Pour caractériser l'état chat nous souhaitons mettre en évidence les oscillations de sa fonction de Wigner. D'après la formule

$$W(-\alpha) = \frac{2}{\pi}\langle D(-\alpha)\mathcal{P}D(\alpha)\rangle \ , \tag{3.18}$$

cela revient à mesurer la parité $\mathcal{P}$ de l'état du champ déplacé d'une amplitude α.

Nous présentons dans cette partie la réalisation expérimentale de cet état chat ainsi que sa caractérisation. Nous mesurons des coupes de sa fonction de Wigner, c'est-à-dire une mesure de sa parité une fois l'état déplacé, et caractérisons sa décohérence. Le point de départ de cette sous-partie est donc la même expérience que celle décrite dans la section 3.3, interrompue après un temps d'interaction égal au temps de demi-résurgence en se plaçant brusquement à un désaccord très important.

3.4.1 Principe

Pour caractériser l'état du champ généré dans la cavité nous utiliserons à nouveau le signal d'oscillations de Rabi pour obtenir des informations sur la distribution de photons de cet état. Cela nous permet d'en déduire sa parité ce qui, couplé à un déplacement opéré avant la mesure nous permet en théorie de reconstruire sa fonction de Wigner (cf 3.18) et donc de le décrire complètement. Cependant, cette mesure est longue car elle nécessite d'enregistrer le signal complet d'oscillations de Rabi pour différents déplacements puis d'en faire la transformée de Fourier pour chacun d'entre eux et en tirer une valeur de parité. Nous avons privilégié une approche plus rapide. Il s'avère en effet que regarder le signal d'oscillations de Rabi à un unique instant bien choisi est suffisant pour obtenir des coupes de la fonction de Wigner et caractériser la cohérence du chat engendré.

Rappelons au préalable quelques notations du chapitre 1. Pour un état initial quelconque du champ s'écrivant

$$|\Psi_c(t=0)\rangle = \sum_n c_n |n\rangle \ , \tag{3.19}$$

alors sa parité est définie par :

$$\mathcal{P} = \sum_n (-1)^n p(n) \ . \tag{3.20}$$

où $p(n) = |c_n|^2$. On rappelle également que l'on a un lien entre la parité et la fonction de Wigner à l'origine selon : $\mathcal{P} = \pi W(0)/2$. Une fois mis en interaction avec un atome initialement préparé dans l'état excité $|e\rangle$, alors la probabilité $P_g(t)$ de détecter l'atome dans l'état $|g\rangle$ après un temps d'interaction effectif t_e s'écrit :

$$P_g(t_e) = \frac{1}{2}(1 - \sum_{n\geq 0} p(n)\cos(\Omega_n t_e)) \ . \tag{3.21}$$

Enfin, les expressions de la fréquence angulaire moyenne Ω_r et du temps de résurgence t_r s'écrivent :

$$\Omega_r = \Omega_0\sqrt{\bar{n}} \quad t_r \approx \frac{4\pi}{\Omega_0}\sqrt{\bar{n}} \ . \tag{3.22}$$

Être dans un état chat pair ou impair $|\gamma\rangle \pm |-\gamma\rangle$ entraîne naturellement une résurgence des oscillations autour de $t_r/2$. En effet, dans ce cas $p(n)$ s'annule pour les nombres de photons impair ou pair. Deux nombres de photons successifs contribuant à la somme de l'équation (3.21) sont donc espacés de 2 et le temps nécessaire pour se remettre en phase est réduit d'un facteur 2 par rapport au cas de l'état cohérent où il est nécessaire d'attendre une recombinaison entre $|n\rangle$ et $|n+1\rangle$. En revanche, dans le cas d'un état cohérent

$|\gamma\rangle$, la courbe $P_g(t_e)$ est complètement plate autour de $t_r/2$. Nous avons donc d'un côté des états chats de parité $\mathcal{P} = \pm 1$ entraînant des oscillations autour de $t_r/2$ et de l'autre des états cohérents de parité $\mathcal{P} = \exp(-2\bar{n}) \ll 1$ ayant un comportement plat autour de $t_r/2$. Cela semble indiquer une corrélation entre le comportement autour du temps de demi-résurgence et la parité de l'état étudié.

Établissons maintenant de façon plus rigoureuse le lien entre le signal de Rabi $P_g(t_e)$ au voisinage de $t_r/2$ et la parité. Reprenons le cas général d'un état décrit par $|\Psi_c(t=0)\rangle = \sum_n c_n |n\rangle$. On se place dans le cas d'une distribution de photons $\{p(n) = |c_n|^2\}$ telle que $\bar{n} \gg 1$. Nous souhaitons caractériser la parité du chat déplacé pour des valeurs de $\alpha \approx 1 \ll \bar{n}$ donc le nombre de photons moyen du champ après déplacement reste proche de $\bar{n}$. On définit ainsi n_0 comme l'entier pair le plus proche de $\bar{n}$ et développons autour de ce n_0 indépendant du déplacement. Pour tout $n \in \mathbf{N}$ il est toujours possible d'écrire $n+1 = n_0 + k_n$ où k_n est un nombre entier. On suppose la variance de la distribution de photons suffisamment faible pour avoir $k_n \ll n_0$. Par ailleurs, le temps de demi résurgence $t_r^{n_0}$ et la fréquence de Rabi $\Omega_r^{n_0}$ sont définis par rapport à n_0, et on introduit τ tel que $t_e = t_r^{n_0}/2 + \tau$ ($\tau \ll t_r^{n_0}/2$).

On peut alors réécrire l'équation (3.21) en développant au premier ordre en $1/\sqrt{\bar{n}}$ et en τ :

$$
\begin{aligned}
P_g(\tau) &= \frac{1}{2}\left(1 - \sum_n p(n)\cos(\Omega_n t_e)\right) \\
&= \frac{1}{2}\left(1 - \sum_n p(n)\cos\left(\Omega_0\sqrt{n_0+k_n}\,(t_r^{n_0}/2+\tau)\right)\right) \\
&= \frac{1}{2}\left(1 - \sum_n p(n)\cos\left(\Omega_0\sqrt{n_0}\left(1+\frac{k_n}{2n_0}\right)(t_r^{n_0}/2+\tau)\right)\right) \\
&= \frac{1}{2}\left(1 - \sum_n p(n)\cos\left(\Omega_r^{n_0}\tau + \Omega_r t_r^{n_0}/2 + \Omega_r^{n_0} t_r^{n_0}\frac{k_n}{2n_0}\right)\right) \\
&= \frac{1}{2}\left(1 - \sum_n p(n)\cos\left(\Omega_r^{n_0}\tau + 2\pi n_0 + \pi k_n\right)\right) \\
&= \frac{1}{2}\left(1 - \sum_n (-1)^n p(n)\cos\left(\Omega_r^{n_0}\tau\right)\right) \\
&= \frac{1}{2}\left(1 - \mathcal{P}\cos(\Phi)\right) \ .
\end{aligned}
\tag{3.23}
$$

Nous arrivons donc à une expression simple reliant la probabilité $P_g(\tau)$ autour du temps de demi-résurgence à la parité de l'état initial $\mathcal{P}$, dépendant du paramètre $\Phi = \Omega_r^{n_0}\tau$. En choisissant le temps τ tel que $\cos(\Phi) = 1$ alors la mesure de $P_g(\tau)$ donne directement accès à la parité qui est proportionnelle à la fonction de Wigner du champ à l'origine. En ajoutant avant le début des oscillations de Rabi un déplacement d'amplitude α alors nous pouvons directement mesurer la fonction de Wigner, $W(-\alpha)$ en un point de l'espace des phases.

A partir de ces éléments nous pouvons introduire le principe de l'expérience. Elle repose tout d'abord sur la préparation d'un état chat du type (3.17) en interrompant l'évolution

résonante entre un atome initialement préparé dans l'état $|e\rangle$ et un état cohérent $|\beta\rangle$ du mode de la cavité à un instant proche de l'instant de demi-résurgence. L'état cohérent utilisé est le même que celui de la partie précédente : nous avons donc $\beta = 3.63$ et $t_r = 146.3\,\mu s$. L'évolution est ensuite gelée en se plaçant à un grand désaccord. Un déplacement éventuel $D(\alpha)$ est alors effectué puis l'état du champ est sondé en observant le signal d'oscillations de Rabi avec un atome préparé dans l'état $|e\rangle$ mis à résonance. Enfin, deux caractérisations de l'état du champ sont possibles. Il est d'une part possible de regarder le signal temporel $P_g(t_e)$ d'oscillations de Rabi en fonction du temps d'interaction et d'en déduire la distribution de photons en passant par la transformée de Fourier. D'autre part, en choisissant un temps d'interaction $t_r/2 + \tau$ adéquat, nous pouvons mesurer le signal $P_{g,t_r+\tau}(\alpha)$ en fonction du déplacement d'amplitude α qui nous donnera accès à une coupe de la fonction de Wigner mettant en évidence la cohérence de l'état engendré.

La reconstruction complète de l'état généré prendrait un temps incompatible avec la stabilité expérimentale. Nous nous focaliserons donc sur la démonstration de sa non-classicité ainsi que la caractérisation de sa taille. Pour cela nous sonderons la fonction de Wigner sur l'axe x du plan de Wigner selon lequel les oscillations de parité ont lieu. Nous aurons donc $\alpha \in \mathbf{R}$.

3.4.2 Séquence expérimentale

La séquence expérimentale utilisée en pratique est présentée sur la figure 3.14. Le début est identique à la séquence de la figure 3.4. Quinze séquences absorbantes réinitialisent l'état de la cavité puis une injection micro-onde de durée $t_\beta = 14\,\mu s$ prépare le champ dans l'état cohérent $|\beta\rangle$. Un atome est ensuite préparé dans l'état $|h\rangle$ par circularisation puis $|e\rangle$ à l'aide d'une impulsion micro-onde π. L'atome et le champ sont alors mis à résonance pendant une durée $t_i = 60\,\mu s$ proche du temps de demi-résurgence. L'atome est brusquement mis hors résonance en augmentant le champ électrique à la valeur de $1.96\,V\,cm^{-1}$, ce qui correspond à un désaccord entre l'atome et la cavité de $1.35\,MHz$. Autour de $t_r/2$ nous avons vu que l'atome est découplé de l'état de la cavité et il se trouve dans une superposition des états $|g\rangle$ et $|e\rangle$. On lui applique alors une impulsion radiofréquence qui décircularise sélectivement le niveau $|50c\rangle$ de façon semblable à celle décrite dans la section 2.4.3.2. Cela a pour effet de vider la population de l'état $|g\rangle$ vers des niveaux non détectés et n'interagissant pas avec la cavité et de laisser l'atome uniquement dans l'état $|e\rangle$, le « réinitialisant » dans son état initial. Ainsi, il est possible d'utiliser le même atome pour procéder à la fois à la préparation de l'état chat de Schrödinger puis pour le sonder. Toujours à haut désaccord, une nouvelle injection micro-onde est effectuée dans la cavité pendant une durée t_α afin de déplacer l'état de la cavité d'une amplitude réelle $\pm\alpha$. Le signe du déplacement dépend du choix de la phase relative entre les deux injections micro-ondes α et β. L'atome et le champ sont enfin mis à résonance à nouveau pendant une durée t_i' puis la probabilité P_g est estimée en mesurant l'atome tour à tour dans l'état $|e\rangle$ et $|g\rangle$ selon les mêmes procédures de mesure que précédemment.

Notons que la phase relative φ entre les deux injections dans le mode de la cavité d'amplitude α et β permet de déterminer dans quelle direction la fonction de Wigner de l'état du champ sera sondée. Son contrôle est possible en modifiant légèrement le désaccord δ_{inj} entre la fréquence d'injection par rapport à la fréquence de la cavité. En effet, si les deux injections sont espacées de $\Delta t = 105.2\,\mu s$, on a, comme abordé dans la partie 2.3.3, $\varphi = \delta_{inj}.\Delta t$. En injectant à un désaccord $\delta_{inj} = 4.75\,kHz$ on sonde ainsi l'état du champ dans une direction faisant un angle π par rapport à l'état cohérent initial $|\alpha\rangle$.

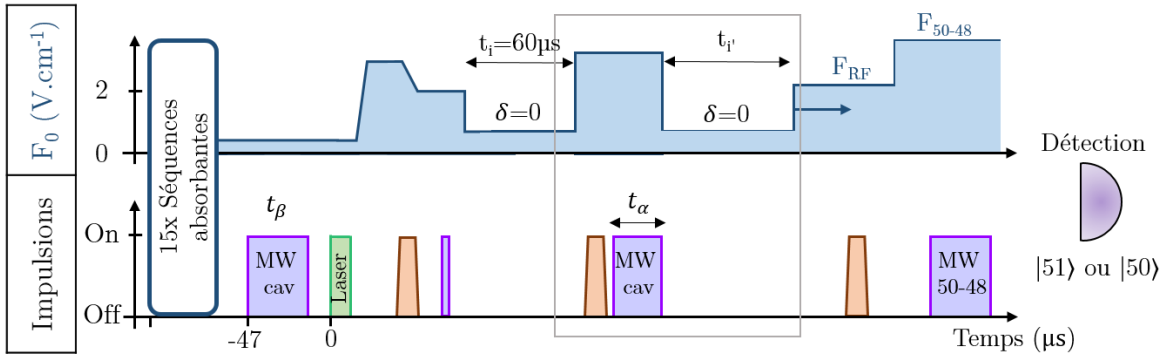


FIGURE 3.14 – Séquence expérimentale utilisée pour préparer un état chat de Schrödinger puis le caractériser. Le chat est préparé en interrompant après un temps d'interaction de 60 µs les oscillations de Rabi entre un atome préparé dans l'état $|e\rangle$ et un état cohérent $|\beta\rangle$ avec $\beta = 3.63$. L'atome est alors réinitialisé par une impulsion radiofréquence et l'état du champ déplacé d'un état cohérent d'amplitude α. Les oscillations de Rabi sont ensuite enregistrées entre l'atome et l'état du champ déplacé, soit en se plaçant à temps d'interaction fixe et en variant α, soit en fixant α et en variant le temps d'interaction.

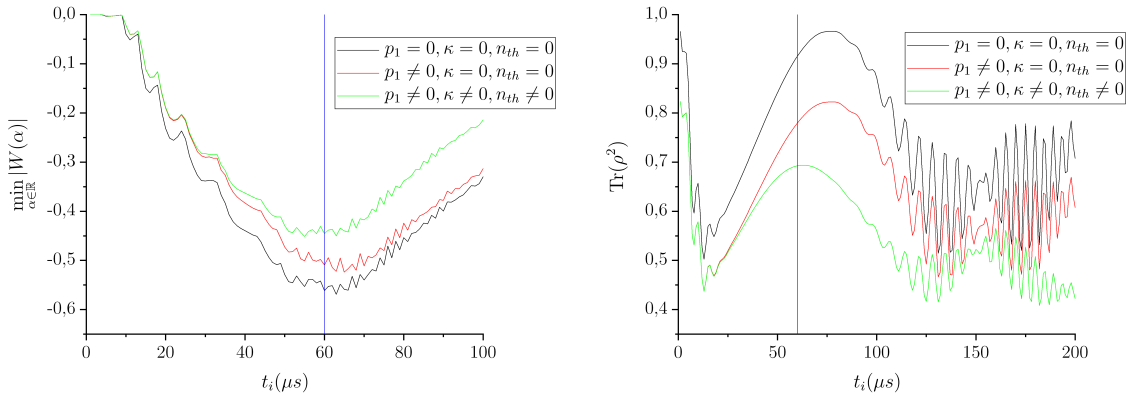
3.4.3 Mise en évidence expérimentale de la non-classicité de l'état créé

3.4.3.1 Simulations numériques

Le comportement de l'expérience peut être simulé numériquement pour choisir les paramètres optimaux afin de générer l'état chat de Schrödinger. La caractérisation du chat passera par la mesure

Choix de $t_i = 60\,\mu s$
Nous arrêtons la première interaction résonante après un temps $t_i = 60\,\mu s$, qui n'est pas exactement $t_r/2 = 72.9\,\mu s$. Le choix de ce paramètre est le résultat d'un compromis entre la taille du chat généré et l'amplitude des oscillations de parité. Nous rappelons que la taille d'un chat de Schrödinger D peut s'exprimer facilement en fonction de la pulsation w des oscillations de sa fonction de Wigner : $D = w/2$. En simulant l'expérience nous pouvons ajuster les oscillations de la fonction de Wigner par une fonction oscillante d'enveloppe gaussienne pour en déduire la taille du chat généré en fonction de t_i. Pour un chat parfait $|\beta\rangle + |-\beta\rangle$, la théorie prévoit $D = 2|\beta|$ donc $D^2 = 52.7$ pour l'état cohérent que nous utilisons $\beta = 3.63$. Les simulations montrent que dans les conditions de l'expérience nous trouvons $D^2 = 45.2$ pour $t_i = 60\,\mu s$ et $D^2 = 53$ pour $t_i = t_r/2$. Pour ce critère il semble ainsi plus intéressant d'arrêter l'évolution à $t_r/2$.

La figure 3.15 (a) présente la valeur minimum de la fonction de Wigner $W(\alpha)$ de l'état généré à l'instant t_i pour différentes valeurs de t_i. La courbe verte est réalisée avec les paramètres de l'expérience. Nous observons qu'elle atteint son minimum autour de $t_i = 60\,\mu s$, c'est donc en ce point que la négativité de $W(\alpha)$ est la plus importante et donc que l'amplitude des oscillations de parité est la plus importante. De façon complémentaire, la courbe verte de la figure 3.15(b) présente la trace au carré de la matrice densité de l'état du champ généré à l'instant t_i pour différentes valeurs de t_i. Cette grandeur quantifie la pureté de l'état généré. Au début de l'interaction la cavité est dans un état cohérent $|\beta\rangle$



(a) (b)

Figure 3.15 – (a) Minimum de la fonction de Wigner $W(\alpha)$ de l'état simulé généré à l'instant t_i pour différentes valeurs de t_i. (b) Trace au carré de la matrice densité du même état pour différentes valeurs de t_i. Les courbes noire, rouge et verte sont faites pour différents paramètres de la simulation : p_1 représente la contamination de l'état intial, κ l'inverse du temps de vie de la cavité, et n_{th} le nombre de photons thermiques.

pur puis le champ s'intrique avec l'atome : $\mathrm{Tr}(\rho^2)$ diminue. Le champ se désintrique ensuite jusqu'à environ $t_r/2$ où l'état du champ est complètement découplé. Il n'est cependant pas pur en raison des imperfections expérimentales et de la relaxation. Le maximum exact est encore une fois trouvé autour de $t_i = 60\,\mu\mathrm{s}$. Ces deux courbes justifient le choix fait dans la suite de fixer $t_i = 60\,\mu\mathrm{s}$.

Les courbes noire et rouge des figures 3.15 (a) et (b) sont le résultat des mêmes simulations sans aucune décohérence, soit en prenant en compte la contamination de l'état initial (en rouge) soit en l'omettant (en noir). Leur analyse, en particulier pour la figure (b), permet d'expliquer le décalage observé par rapport à $t_r/2$. Si la contamination due à $p_1 \neq 0$ nuit à la pureté maximale de l'état, la prise en compte du temps de vie de la cavité décale vers les plus basses valeurs de t_i le maximum local en raison de la décohérence.

Fonction de Wigner de l'état généré dans la cavité

La figure 3.16 présente la fonction de Wigner $W(x, p)$ de l'état généré à $t_i = 60\,\mu\mathrm{s}$ simulé dans les conditions de l'expérience. On voit que les deux composantes cohérentes du chat sont bien étalées en raison des termes non linéaires non pris en compte dans les calculs théoriques (1.3.3.3). Les oscillations de parité sur l'axe $p = 0$ sont nettement visibles, et centrées sur une valeur $x \neq 0$, le chat étant globalement décalé vers la droite de l'espace des phases.

Choix de $t_i' = t_1 = 68.5\,\mu\mathrm{s}$

La figure 3.17 présente $P_g(t_i', \alpha)$ simulé dans les conditions de l'expérience en fonction du temps d'interaction t_i' en abscisse et de l'amplitude du déplacement effectué α en ordonnée. On y voit nettement que pour tous les déplacements α le contraste des oscillations de Rabi s'effondre aux temps courts, témoignant de la participation des différents états de Fock contenus dans l'état initial. En revanche, une résurgence des oscillations est visible autour

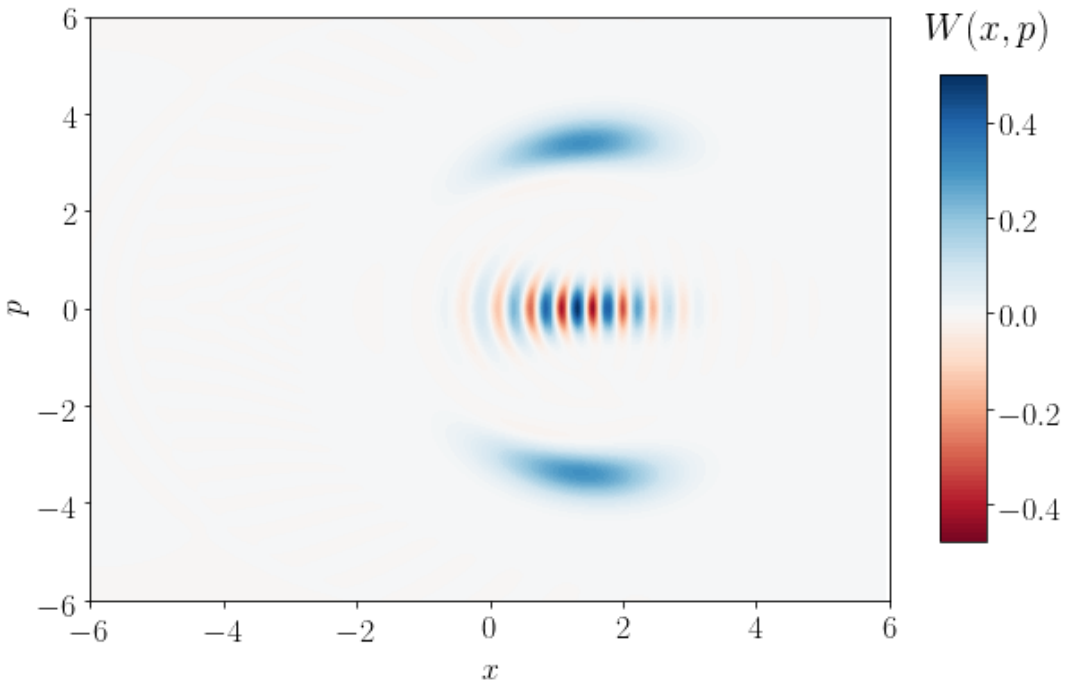


FIGURE 3.16 – Fonction de Wigner $W(x,p)$ de l'état généré à $t_i = 60\,\mu s$ simulé dans les conditions de l'expérience. L'axe x est pris aligné avec l'état cohérent initial d'amplitude β.

du temps de demi-résurgence uniquement pour certaines valeurs de α, conséquence des oscillations de parité de l'état du champ déplacé en fonction de α, caractéristiques d'un état chat de Schrödinger. La coupe verticale $P_g(\alpha)$ pour $t_i' = 68.5\,\mu s$, que nous noterons t_1 dans la suite, en est l'illustration. La coupe horizontale $P_g(t_i')$ pour $\alpha = -0.596$ est elle un exemple de choix de α présentant des oscillations autour du temps de demi-résurgence, signe d'une parité de l'état initial après déplacement extrémale.

Nous utilisons cette simulation pour justifier le choix que nous ferons expérimentalement de fixer $t_i' = t_1 = 68.5\,\mu s$ pour maximiser le contraste des oscillations de la courbe $P_g(\alpha)$. En d'autres termes nous nous plaçons ainsi dans le cas où le paramètre Φ de l'équation (3.23) est tel que $\cos(\Phi) = -1$ et donc dans la situation où :

$$P_g(t_1, \alpha) \approx \frac{1}{2}\left[1 - \pi \frac{W(-\alpha)}{2}\right] . \tag{3.24}$$

3.4.3.2 Résultats expérimentaux

Oscillations de parité dans un état chat de Schrödinger

La figure 3.18 montre la probabilité mesurée $P_g(t_1, \alpha)$ pour $t_i = t_1 = 68.5\,\mu s$ en fonction de α. Le désaccord entre la fréquence du mode et la fréquence d'injection est choisi pour avoir un déphasage de $\varphi = \pi$ entre les deux injections et donc explorer la zone $\alpha < 0$. La courbe rouge, résultat d'une simulation de l'expérience dans les conditions déduites de la courbe des oscillations de Rabi du vide et renormalisée par la même loi homographique est en très bon accord avec les données expérimentales. En pratique nous faisons varier α en variant le temps d'injection t_α. La calibration est affinée une ultime fois sur cette

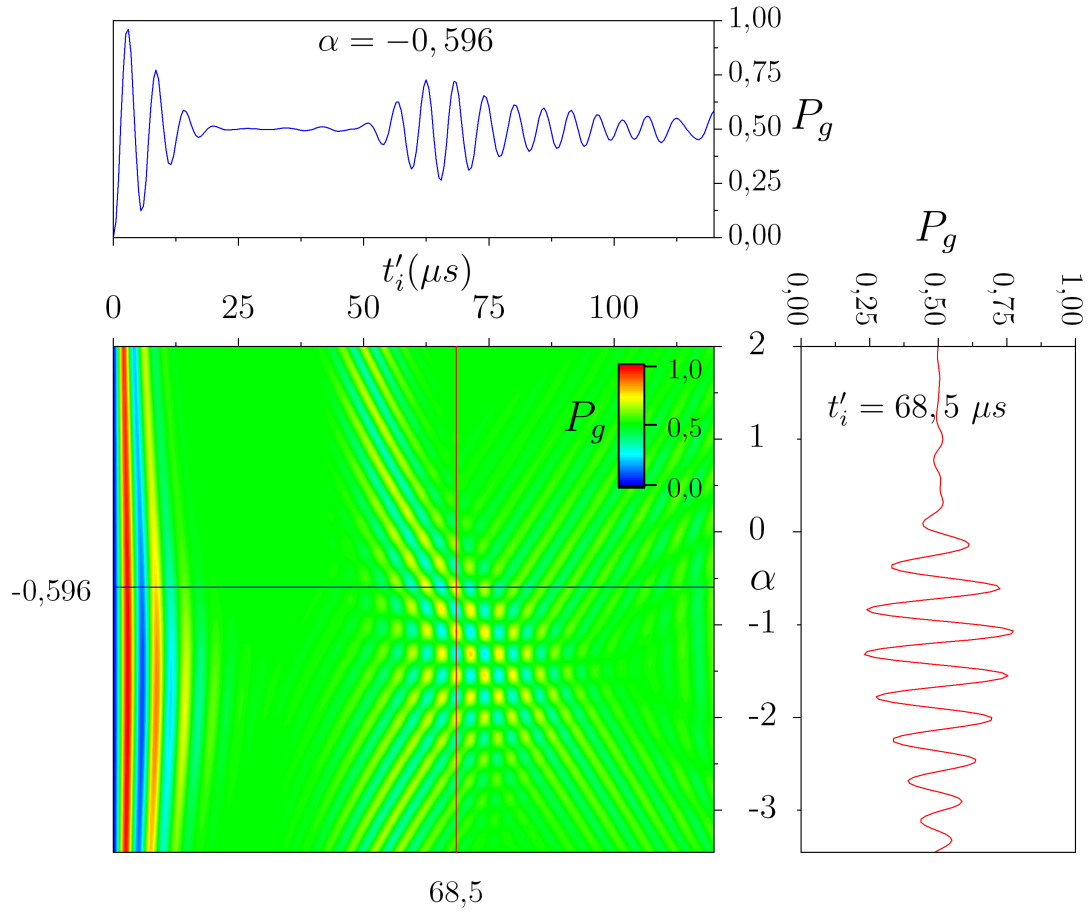


Figure 3.17 – Graphe 2D : P_g simulé dans les conditions de l'expérience en fonction du temps d'interaction t'_i en abscisse et de l'amplitude du déplacement effectué α en ordonnée. En haut : coupe horizontale $P_g(t'_i)$ pour $\alpha = -0.596$ présentant une résurgence des oscillations autour du temps de demi-résurgence mettant en évidence la parité de l'état initial. À droite : coupe verticale $P_g(\alpha)$ pour $t'_i = 68.5\,\mu s$ exhibant des oscillations mettant en évidence le changement de parité en fonction de la valeur du déplacement.

courbe selon la loi :

$$|\alpha| = 0.257(t_\alpha(\mu s) - 0.05), \tag{3.25}$$

ce qui est en accord aux barres d'erreur près avec la loi (3.14) estimée précédemment par la mesure des premières oscillations de Rabi ainsi qu'avec la mesure tirée de la courbe de résurgence dans un état cohérent. Le léger décalage de 0.05 μs par rapport à $t_\alpha = 0$ s'explique par le temps d'allumage de la micro-onde qui n'est pas instantané.

D'après les calculs théoriques menés précédemment, la mesure de $P_g(t_1, \alpha)$ peut être transformée en une mesure de parité $\mathcal{P}$ (équivalente à mesurer $W(\alpha)$), ce que nous représentons sur l'échelle verticale de droite. Cette figure présente donc les oscillations de parité dans un état chat de Schrödinger, ou encore la mise en évidence des « moustaches » de la fonction de Wigner du chat. Ces oscillations ont une amplitude réduite d'un peu plus de 50% par rapport au cas d'un chat idéal, ce qui s'explique par les effets non-linéaires déjà mentionnés, ainsi que par les raisons expérimentales de non-idéalité telles que le temps de vie fini de la cavité, les photons à l'équilibre thermique et la contamination de l'état initial.

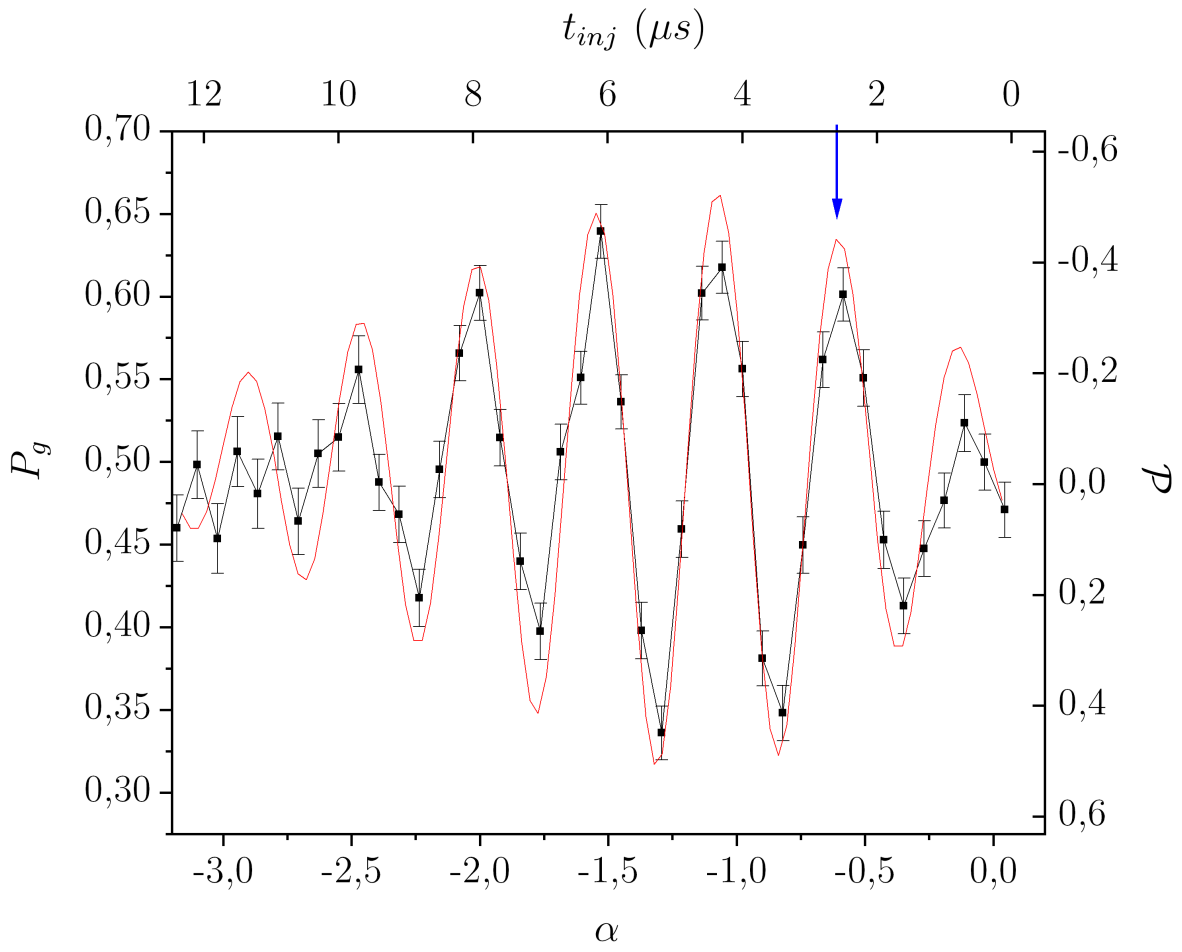


FIGURE 3.18 – Oscillations de parité dans un état chat de Schrödinger. Points noirs reliés par une ligne fine : $P_g(t_1, \alpha)$ mesurée expérimentalement pour $t_i' = t_1 = 68.5\,\mu s$ en fonction du déplacement d'amplitude α. La ligne rouge est le résultat d'une simulation numérique prenant en compte les paramètres expérimentaux. La flèche bleue marque $\alpha = -0.596$, extremum local de la parité, que nous utiliserons pour mesurer les oscillations de Rabi temporelles dans un état chat.

Nous pouvons déduire de la période des oscillations mesurées la taille D^2 du chat généré, qui est le carré de la distance D entre les deux composantes superposées dans l'espace des phases. Nous obtenons ici $D^2 = 43.4 \pm 0.4$ photons, semblable au résultat de la simulation $D^2 = 45.2$. Cette taille est du même ordre de grandeur que la taille des plus grands chats préparés dans un régime dispersif [34].

Notons ici que cette courbe est très sensible à la phase relative entre les deux micro-ondes injectées dans le mode de la cavité, or cette phase est directement reliée à la fréquence d'injection dont le contrôle exact est rendu délicat par les vibrations éventuelles du bloc cavité (voir section 2.3.3). Nous souhaitons sonder la fonction de Wigner du champ sur l'axe $\alpha \in \mathbf{R}$ où les oscillations de parité sont les plus visibles (cf figure 3.16) et ainsi faire une coupe de W selon l'axe le plus significatif. La présence d'un petit écart non-maîtrisé $\Delta\varphi = \varphi - \pi$ entre φ et la valeur cible π est responsable d'une atténuation dans les oscillations observées, en particulier pour les valeurs de α importantes. La figure 3.19 présente le résultat de simulations numériques faites dans les conditions de l'expérience

de la courbe $P_g(t_1, \alpha)$ pour différentes valeurs de $\Delta\varphi$. Lorsque $\Delta\varphi = \pi/8$ par exemple, la courbe obtenue, tracée en bleu, n'a plus rien à voir avec les oscillations de parité souhaitées, tracées en noir (cas $\Delta\varphi = 0$). Un écart $\Delta\varphi = \pi/8$ correspond expérimentalement à un désaccord par rapport à la fréquence cible de l'injection de 600 Hz. Afin de limiter l'effet d'un possible déphasage, nous avons donc choisi de nous placer au déplacement $\alpha = -0.596$, relativement petit et donc robuste vis-à-vis de ce type de perturbations, pour observer les oscillations de Rabi temporelles dans un état chat de Schrödinger. Si théoriquement nous souhaitons nous placer à la valeur $\alpha = -0.596$ la précision de notre injection entraîne un déplacement réel $\alpha = -0.60 \pm 0.02$.

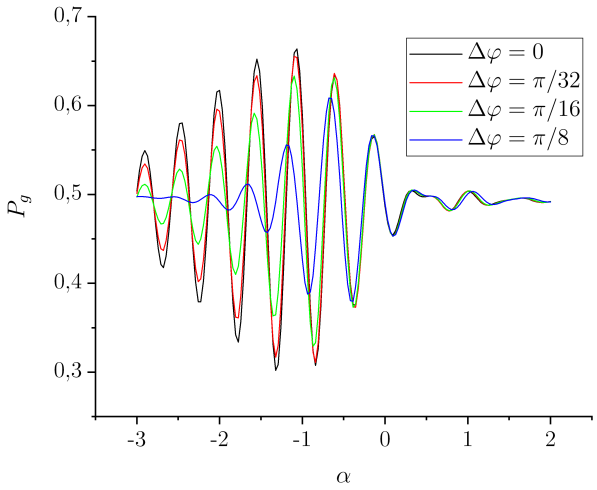


Figure 3.19 – $P_g(t_1, \alpha)$ simulé dans les conditions de l'expérience pour différents écarts de la phase d'injection $\Delta\varphi = 0, \pi/32, \pi/16, \pi/8$.

Oscillations de Rabi temporelles dans un état chat de Schrödinger

La figure 3.20 montre la probabilité mesurée $P_g(t'_e, \alpha = -0.60)$ des oscillations de Rabi temporelles, en fonction du temps effectif t'_e, de l'état chat une fois déplacé par un état cohérent d'amplitude $\alpha = -0.60$. Pour ce déplacement, la parité de l'état déplacé est pratiquement minimale, comme présenté sur la figure 3.18. Cela peut s'interpréter également à l'aide de la fonction de Wigner tracée sur la figure 3.16 : la deuxième injection déplace les extrema de la fonction de Wigner sur l'origine de l'espace des phases, ce qui génère un chat de parité minimale.

Nous observons clairement un effondrement des oscillations suivi de deux résurgences, la première autour de $t_r/2$ et le seconde autour de t_r. L'accord avec la simulation numérique tracée en rouge est très satisfaisant. L'observation de la première résurgence témoigne d'une parité bien définie de l'état initial après déplacement.

La transformée de Fourier du signal temporel est tracée sur la figure 3.21. Les fréquences théoriques $\Omega_n/2\pi$ associées aux différents nombres de photons n sont signalées par un trait bleu vertical. Nous voyons que n'interviennent exclusivement que les nombres de photons impairs ce qui démontre la parité de l'état chat déplacé.

En ajustant cette transformée de Fourier par une somme de 13 pics gaussiens aux positions $\Omega_n/2\pi$ de largeur identique nous pouvons en déduire le poids relatif $P(n)$ de chaque n dans l'état du champ. Cette distribution est tracée sur la figure 3.22 en violet.

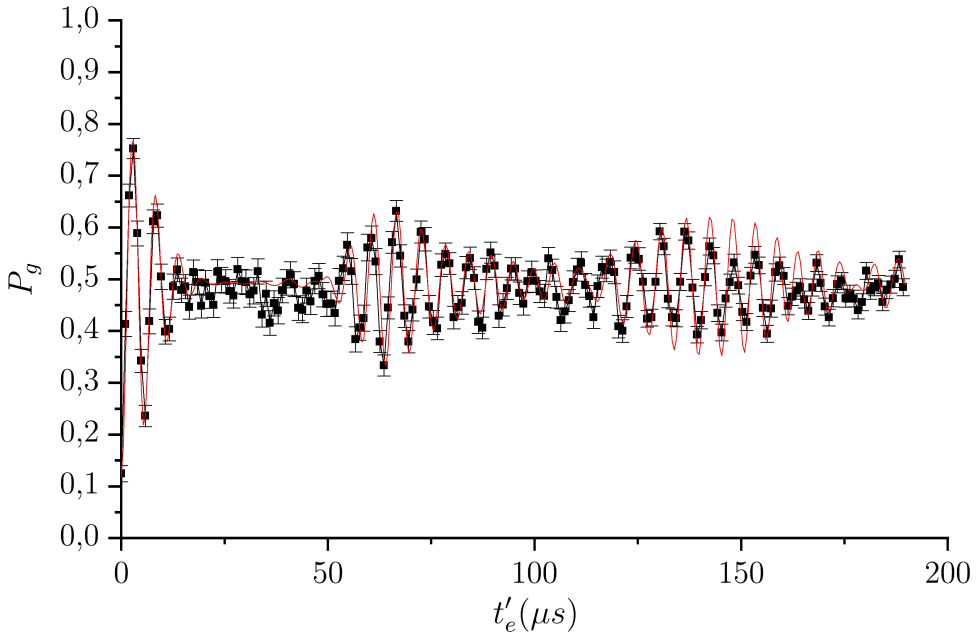


FIGURE 3.20 – Oscillations de Rabi dans un état chat de Schrödinger. Les points noirs reliés par un trait fin sont la probabilité P_g mesurée expérimentalement en fonction du temps effectif t'_e. La courbe rouge est le résultat d'une simulation numérique intégrant les caractéristiques de l'expérience et renormalisée par la loi homographique définie par les paramètres d'ajustement (3.12).

En réunissant les nombres pairs d'un côté et impairs de l'autre on peut directement calculer la parité qui en découle. Nous trouvons finalement $\mathcal{P}_{exp,TF} = -0.48$. La simulation de l'expérience prédit une parité de l'état initial du chat déplacé de $\mathcal{P}_{sim} = -0.49$ en calculant directement les $P(n)$ (en orange sur la figure) de l'état généré après le déplacement d'amplitude α. En revanche en appliquant la même procédure que celle menée expérimentalement, c'est-à-dire en faisant la transformée de Fourier des oscillations de Rabi de l'état chat déplacé, nous arrivons à la distribution tracée en vert qui donne une parité de $\mathcal{P}_{sim,TF} = -0.41$. Il est délicat d'associer une barre d'erreur à la mesure de $\mathcal{P}_{TF}$ en raison du bruit de la transformée de Fourier mais la différence entre $\mathcal{P}_{sim}$ et $\mathcal{P}_{sim,TF}$ donne une idée de l'incertitude sur cette méthode de mesure de la parité. Cela s'explique par le fait que la transformée de Fourier porte sur un temps d'interaction total de 180 µs pendant lequel la décohérence n'est pas négligeable, ce qui tend globalement à baisser le nombre de photons et déformer la distribution $P(n)$. L'accord avec la parité mesurée expérimentalement est néanmoins satisfaisant.

Pour conclure, l'accord entre expérience et simulation est qualitativement très bon sur la courbe temporelle et la parité estimée. En analysant dans le détail la figure 3.22 il semble cependant qu'il existe un biais sur les $P(n)$ lors du passage à la transformée de Fourier privilégiant les plus faibles valeurs de n, que l'on peut en partie expliquer par notre échantillonnage temporel de 1 µs tendant à privilégier les basses fréquences.

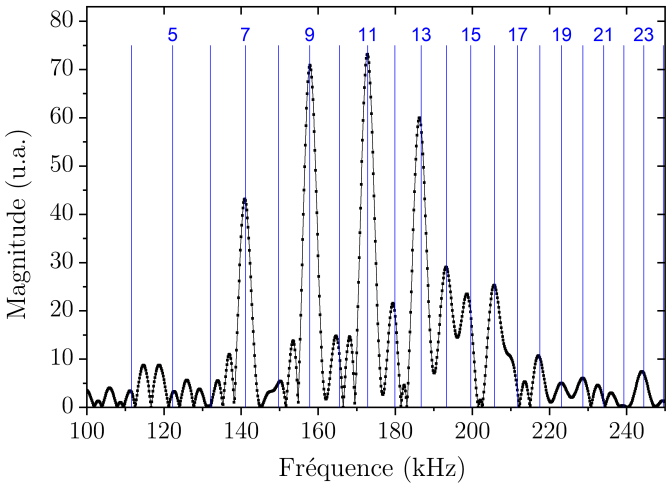


Figure 3.21 – Transformée de Fourier de la courbe expérimentale $P_g(t'_e)$ (points noirs reliés par un trait fin). Les fréquences théoriques associées aux différents nombres de photons n sont signalées par un trait bleu vertical.

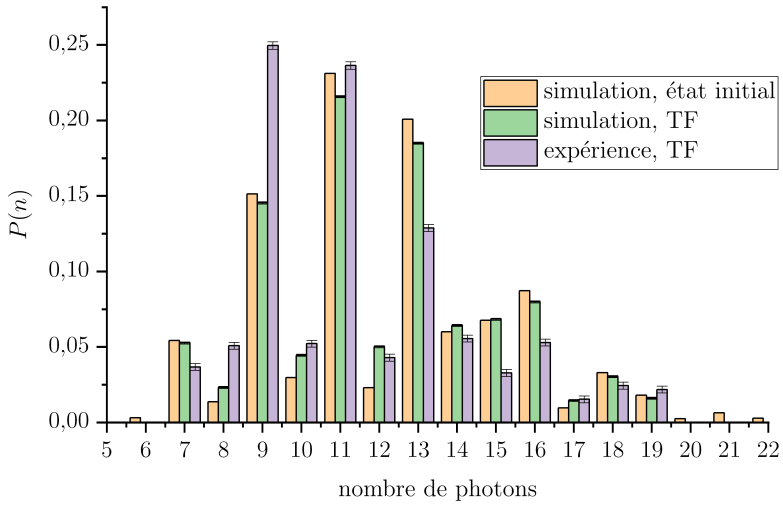


Figure 3.22 – Populations $P(n)$ en terme de nombres de photons. En violet (resp. en vert) : $P(n)$ inférées par l'ajustement de la transformée de Fourier des données expérimentales (resp. simulées). En orange : $P(n)$ de l'état du chat déplacé simulé.

3.4.4 Etude de la décohérence d'un état chat de Schrödinger

3.4.4.1 Principe

Après avoir caractérisé la non-classicité de l'état ainsi généré nous nous sommes intéressés à la mesure de sa décohérence. L'absence d'états chats à l'échelle macroscopique s'explique par l'effet radical de la relaxation sur ces états. Elle entraîne une réduction rapide des cohérences jusqu'à ce que l'état du champ ne devienne qu'un simple mélange statistique : c'est le phénomène de décohérence, d'autant plus rapide que le chat est grand. Cet effet est visible sur la figure 3.23. En partant de l'équation maîtresse introduite dans

la section 1.3.2.3 il est possible de calculer le temps caractéristique T_D de la décohérence d'un état chat de taille D à température nulle :

$$T_D = 2T_{cav}/D^2 \ . \tag{3.26}$$

Kim et Buzek [71] ont démontré en 1992 que cette formule devenait en présence d'un champ thermique de n_{th} photons :

$$T_D = \frac{2T_{cav}}{4n_{th} + (1 + 2n_{th})D^2} \ . \tag{3.27}$$

Dans les conditions de l'expérience on s'attend ainsi à avoir :

$$T_D = 226\,\mu\text{s} \ . \tag{3.28}$$

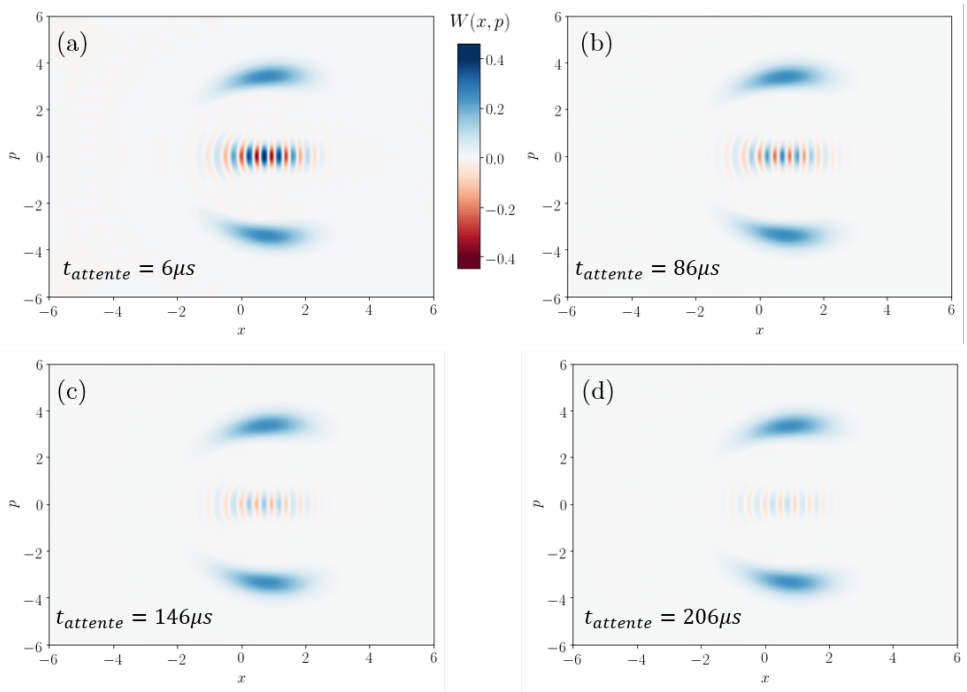
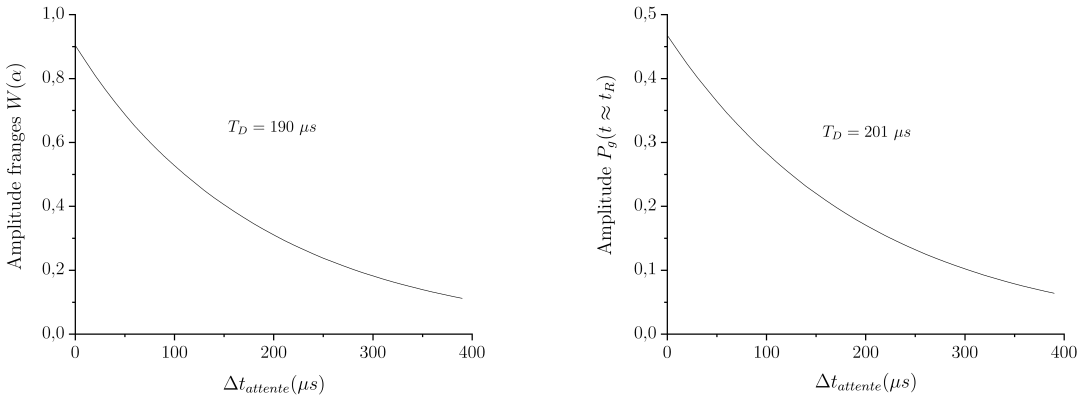


FIGURE 3.23 – Film de la décohérence de l'état du champ simulé dans les conditions de l'expérience, pour différents délais $t_{attente}$. Le champ est généré comme précédemment puis laissé à sa seule relaxation pendant le temps $t_{attente}$ avant de calculer sa fonction de Wigner.

Pour sonder la décohérence de l'état généré dans notre expérience nous exploiterons les oscillations de Rabi mesurées à $t_R/2$. Elles sont davantage qu'un simple témoin de parité [72], elles sont la signature de la cohérence de notre superposition, démontrée au préalable par la courbe expérimentale $P_g(t_1, \alpha)$. Assister à un effondrement de ces oscillations est équivalent à voir un effondrement des oscillations de parité de la fonction de Wigner. Nous vérifions cela à l'aide de simulations numériques. Sur la figure 3.24(a) nous traçons l'amplitude crête à crête maximale des oscillations de la fonction de Wigner $W(\alpha)$ pour $\alpha \in \mathbf{R}$ (même conventions que précédemment). Cette courbe est par définition la caractérisation de la décohérence de l'état. Elle décroit comme prévu selon une loi exponentielle, dont l'ajustement nous donne $T_{D,1} = 187\,\mu\text{s}$. Sur la figure 3.24(b) nous traçons



(a) (b)

Figure 3.24 – Deux mesures de la décohérence de l'état chat de Schrödinger déplacé préparé dans la cavité : (a) Amplitude crête à crête maximale des oscillations de la fonction de Wigner $W(\alpha)$ de l'état du champ simulé. (b) Amplitude de la résurgence des oscillations de $P_g(t'_i)$ autour de $t_R/2$ (en prenant une fenêtre de 15 µs de part et d'autre de $t_R/2$).

cette fois l'amplitude de la résurgence des oscillations de $P_g(t'_i)$ autour de $t_R/2$ (en prenant une fenêtre de 15 µs de part et d'autre de $t_R/2$). La courbe décroit également selon une loi exponentielle, dont l'ajustement donne $T_{D,2} = 201$ µs, très proche du temps $T_{D,1}$ de référence. Ces simulations confirment qu'il est possible d'utiliser les oscillations de Rabi autour de $t_R/2$ pour sonder la cohérence de l'état. Le léger écart par rapport au T_D donné par la formule (3.27) peut s'expliquer par la déformation de notre état chat initial par rapport à la superposition parfaite de deux états cohérents.

3.4.4.2 Séquence expérimentale

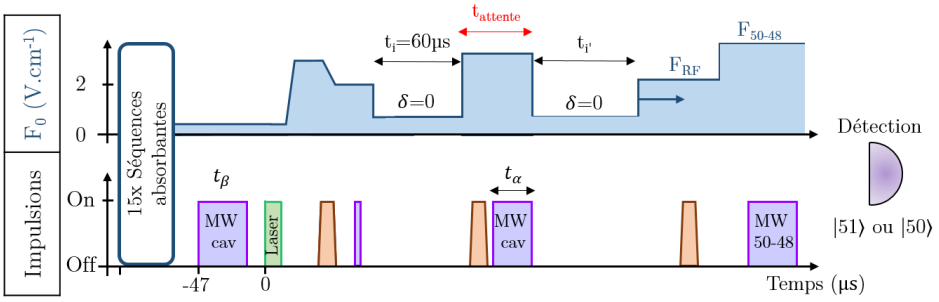


Figure 3.25 – Séquence expérimentale utilisée pour sonder la décohérence de l'état chat de Schrödinger déplacé, généré comme précédemment à partir de l'interaction d'un champ cohérent et d'un atome excité. Les deux injections micro-ondes correspondent à $\beta = 3.63$ et $\alpha = -0.60$. Un temps d'attente variable à haut désaccord $t_{attente}$ est choisi, puis les oscillations de Rabi entre le chat déplacé et l'atome réinitialisé dans l'état $|e\rangle$ sont enregistrées autour de $t'_i \approx t_R/2$.

La figure 3.25 présente la séquence expérimentale utilisée pour cette expérience. L'état chat est généré de façon semblable à la partie précédente, puis déplacé d'un champt $|\alpha\rangle$

avec $\alpha = -0.596$ afin de se placer dans un état de parité minimale tel que des oscillations de Rabi sont visibles autour de $t_R/2$. L'évolution est gelée pendant un temps d'attente $t_{attente}$, puis la cohérence du champ est sondée en enregistrant les oscillations de Rabi $P_g(t'_i)$ entre le chat déplacé et l'atome réinitialisé dans l'état $|e\rangle$ autour de $t'_i \approx t_R/2$.

3.4.4.3 Résultats

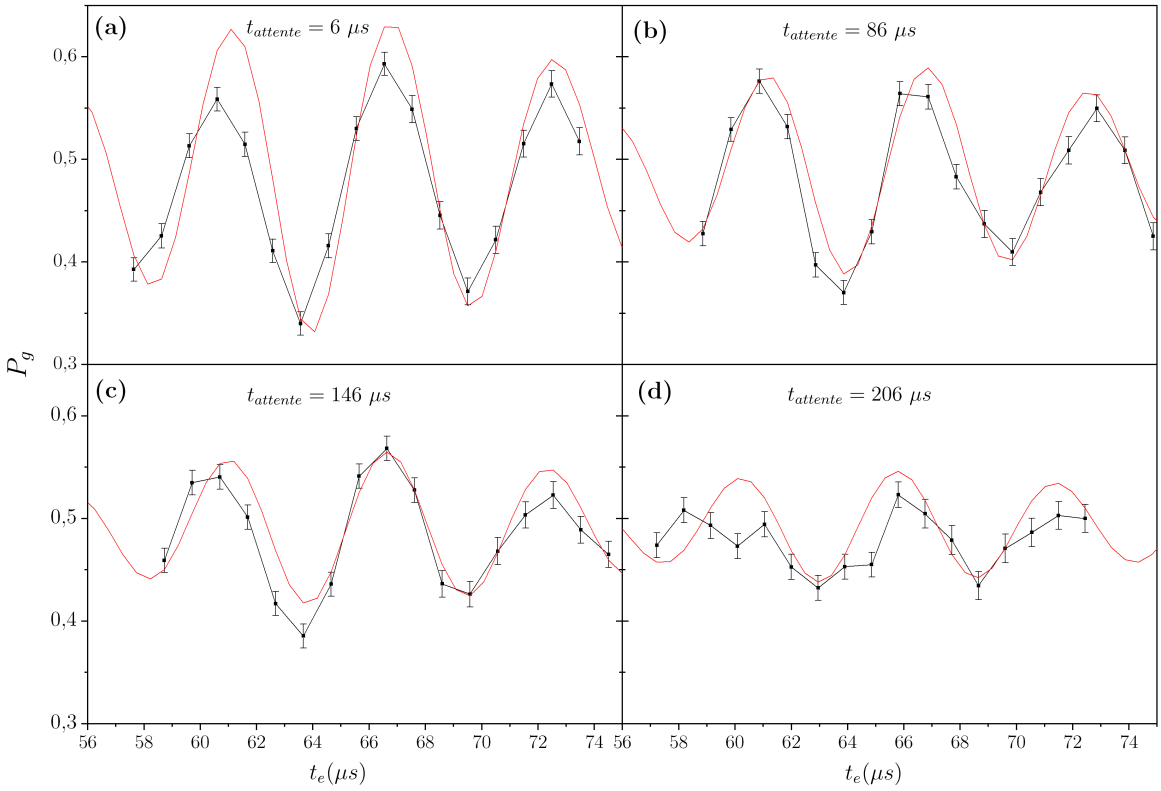


FIGURE 3.26 – Décohérence d'un état chat de Schrödinger : oscillations de Rabi $P_g(t'_e)$ mesurées expérimentalement autour du temps de demi-résurgence $t_R/2$ dans un état chat de Schrödinger déplacé pour différents temps d'attente $t_{attente}$ durant lequel la cohérence de la superposition décroit exponentiellement. Les courbes rouges sont le résultat de simulations numériques dans les conditions de l'expérience.

Les courbes obtenues pour quatre valeurs du délai $t_{attente} = 6$, 86, 146, et 206 µs sont présentées sur la figure 3.26. La probabilité $P_g(t'_e)$ est tracée en fonction du temps effectif t'_e autour du temps de demi-résurgence et montre des oscillations dont le contraste se réduit nettement lorsque $t_{attente}$ augmente. L'accord est satisfaisant avec le résultat des simulations numériques tracées en rouge, confirmant l'ordre de grandeur du temps de décohérence T_D attendu.

Afin d'avoir une idée plus précise du temps de décohérence mesurable expérimentalement nous ajustons les quatre courbes précédentes par des sinusoïdales très localement autour de $t_r/2$. Nous traçons alors l'amplitude obtenue (voir figure 3.27) en fonction du délai $t_{attente}$. Les barres d'erreur sont importantes en raison du peu de statistique et de la prise en compte d'une seule période. L'ajustement de ces quatre points par une courbe de

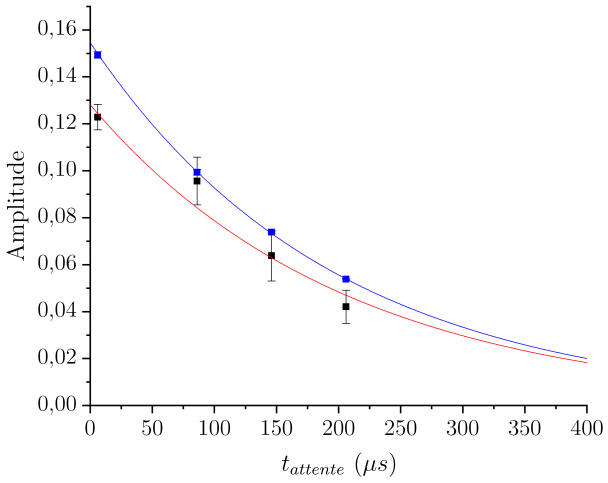


Figure 3.27 – Points noirs : amplitude des oscillations de Rabi $P_g(t'_e)$ mesurées expérimentalement obtenue par un ajustement sinusoïdal local. La courbe rouge est un ajustement de ces 4 points par une courbe de décroissance exponentielle. Elle nous donne $T_{D,exp} = 198 \pm 13\ \mu s$. Les points bleus et la courbe bleus correspondent au même procédé appliqué aux 4 simulations. Elle nous donne $T_{D,sim} = 196 \pm 2\ \mu s$.

décroissance exponentielle nous donne alors :

$$T_{D,exp} = 198 \pm 13\ \mu s\ . \tag{3.29}$$

Nous traçons également en bleu le résultat de la même procédure d'ajustements successifs appliqué aux courbes simulées. Nous voyons qu'il y a un effet systématique tel que l'amplitude des oscillations mesurées expérimentalement est inférieure à celle des simulations. Nous pouvons expliquer cela par les dispersions en position que nous avons jusqu'à présent négligées mais qui commencent à jouer un rôle pour une telle échelle de temps. En revanche l'ordre de grandeur du temps de décohérence obtenu est particulièrement satisfaisant par rapport à la théorie.

Notons que le temps de vie modéré de la cavité, plus de dix fois plus court que certains temps de vie atteints dans des montages précédents [51], est idéal pour observer la décohérence du chat de Schrödinger dans l'intervalle de temps d'interaction accessible expérimentalement.

3.5 Conclusion

En conclusion, nous avons dans cette partie exploité le long temps d'interaction entre un atome de Rydberg lent et une cavité supraconductrice pour explorer sur une nouvelle échelle de temps le régime d'interaction résonant entre ces deux sous-systèmes. Nous avons tout d'abord enregistré les oscillations de Rabi entre un atome excité et une cavité vide pendant un nombre record de périodes, puis celles avec un état cohérent de plus de 13 photons. Nous avons montré la génération d'états de type chat de Schrödinger de taille importante à travers l'observation d'une résurgence anticipée des oscillations de Rabi d'un

chat de parité bien définie. Nous avons enfin mesuré la décohérence rapide de ces états non-classiques.

4

Régime dispersif

La lumière jaillira
Qu'éternel voyageur
Mon cœur en vain chercha
Mais qui était en mon cœur

— Jacques Brel, *La lumière jaillira*

Je présenterai dans ce chapitre les résultats obtenus en exploitant le régime d'interaction dispersive, introduit dans la partie 1.3.4, entre le mode micro-onde de la cavité supraconductrice et un atome de Rydberg unique. Nous aborderons tout d'abord le principe de l'expérience, reposant sur la spectroscopie sélective d'une transition $|h,n\rangle \rightarrow |e,n\rangle$ rendue possible grâce au long temps d'interaction autorisé par la manipulation d'atomes lents. Nous présenterons ensuite les résultats expérimentaux qui en découlent, et plus précisément la mise en évidence de la quantification d'un champ cohérent et la mesure de ses populations à travers la spectroscopie des états habillés. La sélectivité d'un nombre de photon donné sera alors démontrée en ajoutant une mesure résonante après l'interaction dispersive. Enfin, cette méthode a pu être utilisée pour générer une superposition quantique $|0\rangle + |2\rangle$ dans le champ de la cavité que nous caractériserons à la fin du chapitre.

4.1 Principe et mise en œuvre expérimentale

Comme présenté dans la partie 1.3.4 nous souhaitons arriver à une mesure non destructrice du nombre de photons dans la cavité et pour cela adresser sélectivement la transition $|h,n\rangle \rightarrow |e,n\rangle$. Après avoir préparé l'atome dans l'état $|h\rangle$, nous réalisons pour cela une impulsion micro-onde de durée Δt_{MW} à la fréquence de la transition $|h,n\rangle \rightarrow |e,n\rangle$ suffisamment longue pour résoudre les transitions associées aux différents n, puis nous détectons l'atome au seuil de l'état $|e\rangle$. Si l'atome est détecté dans l'état $|e\rangle$ alors cela signifie qu'il y avait n photons dans la cavité à l'instant de la mesure et dans ce cas le champ est laissé dans l'état $|n\rangle$. En ce sens la mesure est non destructrice. En répétant un grand nombre de fois ce processus nous déduisons la distribution de photons du champ de la cavité.

4.1.1 Niveaux d'énergie

Nous nous plaçons en pratique dans un régime de désaccord intermédiaire ($\delta \approx 2\Omega_0$). Le diagramme d'énergie du système atome-champ est représenté sur la figure 4.1. Lorsque l'atome est dans l'état $|h\rangle$, aucune transition atomique n'est à résonance avec la cavité. L'état initial s'écrit donc $\sum c_n |h,n\rangle$, produit tensoriel d'un état du champ quelconque $\sum c_n |n\rangle$ et de l'état $|h\rangle$. On note $p(n) = |c_n|^2$ la distribution de photons de l'état initial.

Sous l'effet du couplage entre la transition $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ et la cavité, les états propres du système $\{\{|e\rangle, |g\rangle\} + \text{cavité}\}$ sont les états habillés $|\pm, n\rangle_\delta$.

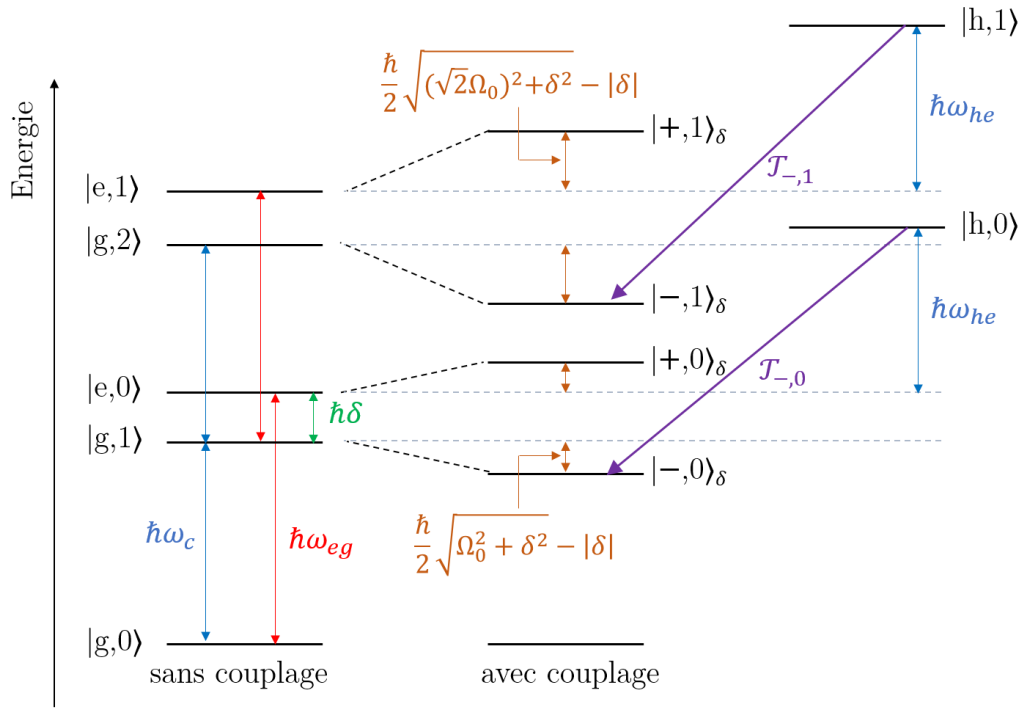


Figure 4.1 – Diagramme d'énergie des états intervenant lors de la spectroscopie des états habillés du système $\{|e\rangle, |g\rangle + \text{cavité}\}$ en partant initialement des états $|h, n\rangle$ représentés sur la droite et en présence d'un désaccord $\delta = \omega_{eg} - \omega_c$ choisi ici positif. Les états propres sont représentés en l'absence (à gauche) et en présence (au centre) du couplage avec la cavité. Nous représentons par des flèches violettes les transitions $\mathcal{T}_{-,0}$ et $\mathcal{T}_{-,1}$ associées à 0 et 1 photon.

En sondant le système atome-cavité à l'aide d'une injection micro-onde classique de pulsation ω_S variable proche de la fréquence de la transition $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$, nous réalisons la spectroscopie des transitions notées $\mathcal{T}_{-,n}$ entre l'état $|h, n\rangle$ et l'état habillé $|-, n\rangle_\delta$. De la différence d'énergie entre deux transitions adjacentes $\mathcal{T}_{-,n}$ et $\mathcal{T}_{-,n+1}$ notée ΔE_n nous pouvons calculer la différence de fréquence Δ_n correspondante. Elle s'écrit, en fonction du désaccord δ et de la fréquence de Rabi du vide Ω_0 :

$$\Delta_n = \frac{\Delta E_n}{h} = \frac{1}{4\pi}\left(\sqrt{\left(\Omega_0\sqrt{n+2}\right)^2 + \delta^2} - \sqrt{\left(\Omega_0\sqrt{n+1}\right)^2 + \delta^2}\right) . \tag{4.1}$$

De façon similaire nous notons $\Delta_{n,0}$ l'écart en fréquence entre la transition $\mathcal{T}_{-,n}$ et $\mathcal{T}_{-,0}$:

$$\Delta_{n,0} = \frac{1}{4\pi}\left(\sqrt{\left(\Omega_0\sqrt{n+1}\right)^2 + \delta^2} - \sqrt{(\Omega_0)^2 + \delta^2}\right) . \tag{4.2}$$

Pour pouvoir distinguer les transitions associées à deux nombres de photons successifs il faut que leur largeur soit plus faible que leur écart. La figure 4.2 représente

Δ_n en fonction du nombre de photons n dans les conditions expérimentales, c'est-à-dire $\Omega_0/2\pi = 49.88\,\text{kHz}$ et $\delta/2\pi = 91\,\text{kHz}$. Plus l'impulsion micro-onde de la sonde est longue, plus la largeur correspondante sur le signal spectroscopique est faible. Pour résoudre les transitions $\mathcal{T}_{-,n}$ et $\mathcal{T}_{-,n+1}$ il faut ainsi avoir $\Delta t_{MW} \geq 1/\Delta_n$. Nous représentons donc également sur la figure 4.2 la quantité $1/\Delta_n$ nous donnant le temps d'interaction théoriquement nécessaire pour distinguer les transitions $\mathcal{T}_{-,n}$ et $\mathcal{T}_{-,n+1}$. Par exemple pour différencier la transition associée à $n = 9$ de celle associée à $n = 10$ il est en théorie suffisant de sonder le système atome-champ pendant une durée supérieure à 300 µs.

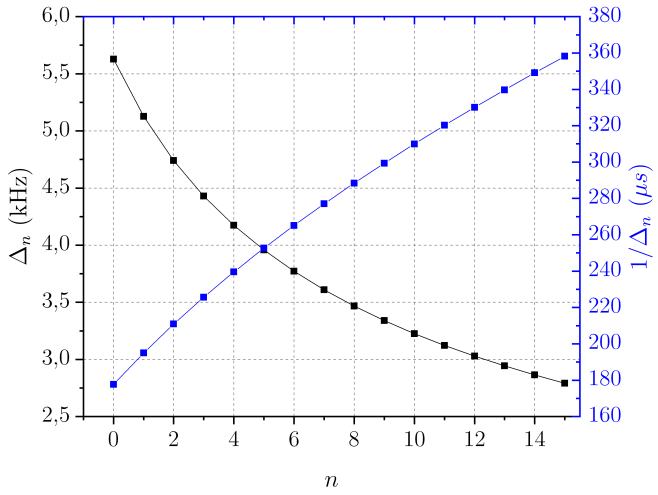


FIGURE 4.2 – Ecart en fréquence Δ_n en fonction du nombre de photons n dans les conditions expérimentales, c'est-à-dire pour $\Omega_0/2\pi = 49.88\,\text{kHz}$ et $\delta/2\pi = 91\,\text{kHz}$. Nous représentons également en bleu son inverse $1/\Delta_n$ nous donnant le temps d'interaction théoriquement nécessaire pour distinguer les transitions $\mathcal{T}_{-,n}$ et $\mathcal{T}_{-,n+1}$.

4.1.2 Hamiltonien du système

Le hamiltonien du système, que nous utiliserons dans les simulations, doit prendre en compte les trois niveaux atomiques, le mode de la cavité et l'interaction classique avec la micro-onde sonde. Il s'écrit :

$$H = H_{at} + H'_c + H_{int} \tag{4.3}$$

où H_{int} est le hamiltonien de couplage, $H'_c = \hbar\omega_c a^\dagger a$ est le hamiltonien du mode quantique de la cavité, et H_{at} est le hamiltonien de l'atome seul :

$$H_{at} = \hbar\frac{\omega_{eg}}{2}(|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|) + \hbar\left(\frac{\omega_{eg}}{2} + \omega_{he}\right)|h\rangle\langle h|\,. \tag{4.4}$$

ω_{eh} et ω_{eg} étant les pulsation associées aux transitions $|h\rangle \to |e\rangle$ et $|e\rangle \to |g\rangle$. Notons que nous avons choisi comme zéro de l'énergie de l'atome le milieu de la transition $|e\rangle \leftrightarrow |g\rangle$. Le terme de couplage est la somme du hamiltonien de Jaynes-Cummings et du couplage avec la source classique :

$$H_{int} = -i\hbar\frac{\Omega_0}{2}f(\mathbf{r})(\sigma_+ a - \sigma_- a^\dagger) + \hbar\Omega_S\cos(\omega_S t)(|e\rangle\langle h| + |h\rangle\langle e|) \tag{4.5}$$

en utilisant les mêmes notations qu'à la partie 1.3.2.1, et où Ω_S est la pulsation de Rabi classique de la micro-onde $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$. La dépendance en position $\mathbf{r}$ peut être naturellement convertie en dépendance temporelle en suivant la trajectoire d'un atome. Après une transformation unitaire pour s'affranchir de la dépendance temporelle à la fréquence ω_S, le hamiltonien s'exprime dans le sous-espace de Hilbert $\mathcal{H}_n = \{|g, n+1\rangle, |e, n\rangle, |h, n\rangle\}$ selon :

$$H_n(t) = \hbar \begin{pmatrix} -\delta/2 & -i\frac{\Omega_n}{2} f(\mathbf{t}) & 0 \\ i\frac{\Omega_n}{2} f(t) & \delta/2 & \Omega_S/2 \\ 0 & \Omega_S/2 & \delta/2 + \delta_S \end{pmatrix}; \tag{4.6}$$

où $\delta_S = \omega_{he} - \omega_S$ est le désaccord entre la pulsation de la source classique et la pulsation de la transition $|h\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ en l'absence de cavité.

En prenant ω_S à résonance avec la transition $\mathcal{T}_{-,n_0}$, en choisissant la pulsation de Rabi classique Ω_S et le temps d'interaction Δt_{MW} pour réaliser une impulsion π, et en nous plaçant dans une situation telle que les transitions $\mathcal{T}_{-,n}$ sont parfaitement résolues alors l'action du hamiltonien à l'issue de la spectroscopie se résume à la transformation :

$$\sum c_n |h, n\rangle \longrightarrow c_{n_0} |-, n_0\rangle_\delta + \sum_{n \neq n_0} c_n e^{i\phi_n} |h, n\rangle \tag{4.7}$$

où les phases ϕ_n sont issues de déplacements lumineux induits par la source classique sur les transitions non-résonantes. Nous transférons donc l'atome dans l'état $|e\rangle$ uniquement lorsque la cavité contient n_0 photons et laissons les autres états inchangés, à une phase près. Nous pouvons voir que nous préparons en réalité l'état $|-, n_0\rangle_\delta$ qui est un état intriqué de l'atome et du champ. Nous avons cependant en première approximation $|-, n\rangle_\delta \approx |e, n\rangle$ en raison du désaccord, ce qui sera étudié plus en détail dans la suite.

4.1.3 Séquence expérimentale

La séquence expérimentale utilisée pour réaliser cette expérience est présentée sur la figure 4.3. Nous la détaillons ici par rapport au cadre générique déjà introduit précédemment (figure 3.1). Après le passage des séquences absorbantes, une injection micro-onde peut être réalisée, ou non, à la fréquence de la cavité pendant la durée t_β pour préparer un état cohérent dans la cavité. L'atome sonde est lui préparé dans l'état $|52c\rangle$ par excitation laser puis circularisation. Le champ électrique directeur est ensuite abaissé à une valeur de 0.81 V/cm pour se placer dans un régime tel que $\delta/2\pi = 91$ kHz. Une impulsion micro-onde classique est alors réalisée à la pulsation ω_S proche de la fréquence de la transition $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$ pendant une durée $\Delta t_{MW} = 320\,\mu$s. La source micro-onde est noté S dans la suite. Une fois cette impulsion terminée, le champ directeur est remonté à la valeur F_{RF} et l'évolution entre le champ et l'atome est figée. On détecte alors les états $|h\rangle$ et $|e\rangle$ pour estimer $P_e(\omega_S)$. La détection de l'état $|e\rangle$ est réalisée en présence de l'impulsion radiofréquence présentée dans la partie 2.4.3.2 limitant la contamination par le niveau $|h\rangle$.

On enregistre ensuite la probabilité P_e définie par :

$$P_e = \frac{\#\,|51c\rangle}{\#\,|51c\rangle + \#\,|52c\rangle}\ . \tag{4.8}$$

où $\#\,|51c\rangle$ et $\#\,|52c\rangle$ sont le nombre d'atomes détectés dans l'état $|51c\rangle$ et $|52c\rangle$.

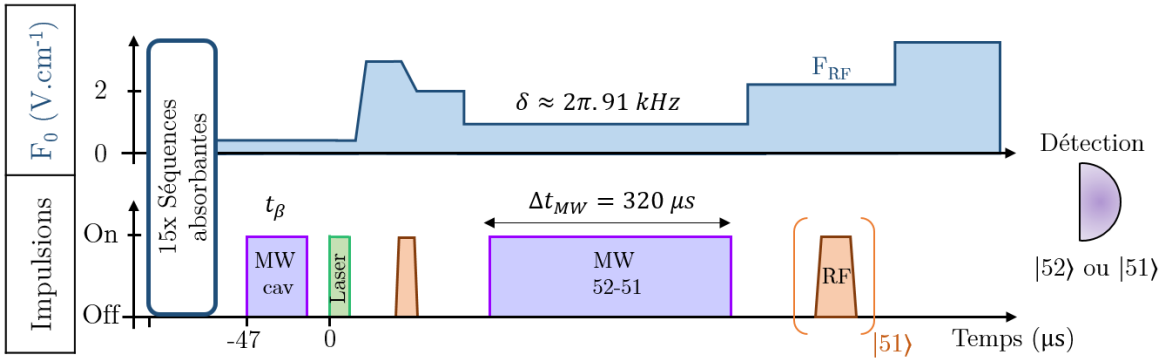


FIGURE 4.3 – Séquence expérimentale utilisée pour enregistrer la spectroscopie des états habillés. Une longue impulsion micro-onde classique sonde la transition $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$ dans un régime de désaccord intermédiaire $\delta \approx 2\Omega_0$ puis les atomes sont détectés soit dans l'état $|h\rangle$ soit dans l'état $|e\rangle$ afin d'en extraire la probabilité P_e.

4.1.4 Choix des paramètres

Dans des conditions idéales, plus la durée de l'impulsion micro-onde est longue, plus la résolution spectrale des transitions $\mathcal{T}_{-,n}$ est bonne (figure 4.2). En pratique, les paramètres de l'équation dépendent de la position des atomes dans la cavité et donc du temps. Plus précisément, si l'on appelle ν_n la fréquence de la transition $\mathcal{T}_{-,n}$ alors elle s'exprime, à l'instant t le long de la trajectoire atomique, sous la forme :

$$\nu_n(t) = \nu_{|h\rangle\rightarrow|e\rangle}(t) + \frac{1}{4\pi}\left(\sqrt{(\Omega_0(t)\sqrt{n+2})^2 + \delta(t)^2} - |\delta(t)|\right) \tag{4.9}$$

où $\nu_{|h\rangle\rightarrow|e\rangle}$ est la fréquence de la transition en l'absence de cavité.

Différentes sources d'élargissement proportionnelles à la durée de l'impulsion viennent perturber le signal spectroscopique, ce qui limite la durée Δt_{MW} optimale. Il a été établi précédemment que Ω_0 dépendait du temps en raison de la forme du mode de la cavité. D'autre part, la fréquence $\nu_{|h\rangle\rightarrow|e\rangle}$ dépend également du temps car le champ électrique dans la cavité n'est pas parfaitement homogène en raison de la courbure des miroirs. De façon similaire la fréquence $\nu_{|e\rangle\rightarrow|g\rangle}$ dépend du temps, ce qui se retranscrit ici dans une dépendance temporelle du désaccord δ. Enfin, la structure de l'onde stationnaire associée au mode de la micro-onde sonde est également responsable d'un élargissement. Ces différentes contributions ont été étudiées dans le détail dans [60]. Nous trouvons expérimentalement que la durée optimale de l'impulsion micro-onde nous permettant de résoudre les pics associés aux transitions $\mathcal{T}_{-,n}$ jusqu'au n le plus grand possible ($n \approx 9$) est $\Delta t_{MW} = 320\,\mu s$.

La durée de l'interaction étant fixée nous avons alors choisi le paramètre Ω_S lié à la puissance de la source classique. Nous le réglons de façon à induire une impulsion π sur la transition associée à zéro photon : pour ω_S à résonance avec la pulsation de la transition $\mathcal{T}_{-,n_0}$ nous maximisons le transfert de $|h,0\rangle$ vers $|-,0\rangle_\delta$. Nous pouvons calculer dans ces conditions que l'effet sur les autres transitions, lorsque ω_S est cette fois à résonance avec la pulsation de la transition $\mathcal{T}_{-,n}$, demeure très proche d'une impulsion π. Ainsi, si la fréquence de la source est égale à celle de de la transition $\mathcal{T}_{-,10}$ l'impulsion micro-onde transfère en théorie tout de même 97.3% de la population de l'état $|h,10\rangle$ vers l'état

$|-,10\rangle_\delta$. Nous pouvons donc considérer l'efficacité de l'impulsion micro-onde comme étant indépendante du nombre de photon.

4.1.5 Ajustement sur la spectroscopie de l'état habillé associé au vide

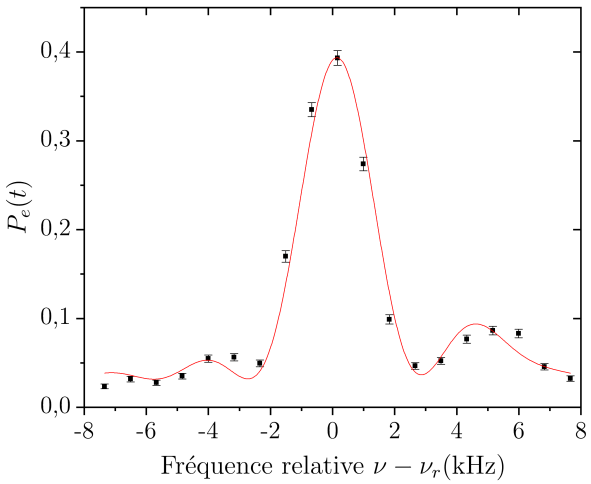


Figure 4.4 – Spectroscopie de l'état habillé associé au vide. On trace la probabilité P_e en fonction de la fréquence de la source par rapport à la fréquence de référence $\nu_r = \nu_{|h,0\rangle\to|+,0\rangle_\delta} = 48.179\,334\,7\,\text{GHz}$. La courbe rouge est un ajustement fait sur une somme de deux sinus cardinaux associés à 0 et à 1 photon.

La figure 4.4 rappelle la spectroscopie du vide réalisée lorsque la durée d'injection t_β est nulle, déjà présentée sur la figure 2.29, dans les conditions $\Delta t_{MW} = 320\,\mu\text{s}$, et Ω_S choisi pour réaliser une impulsion π. Nous voyons un pic central correspondant à la transition $\mathcal{T}_{-,0}$, de largeur 2.5 kHz. Il est parfaitement résolu par rapport au petit pic visible à droite, associé lui à $\mathcal{T}_{-,1}$, qui provient du repeuplement thermique en raison du délai entre les séquences absorbantes et l'atome sonde. Nous ajustons le signal par une formule du type sinus cardinal :

$$P_e(\nu) = y_0 + \sum_{i=1}^{n_p} A_i \left(\frac{\Omega_S t_{eff}}{2}\right)^2 \text{sinc}\left(\pi t_{eff}\sqrt{(\nu-\nu_i)^2 + (\Omega_S/2\pi)^2}\right) \tag{4.10}$$

où y_0 est un fond éventuel, n_p est le nombre de transitions sur lesquelles nous voulons faire l'ajustement, A_i (resp. ν_i) est relié à l'amplitude (resp. la fréquence) de chacune de ces transitions et le paramètre ajustable t_{eff} est un temps d'interaction effectif choisi différent de Δt_{MW} pour tenir compte des différentes sources d'élargissement. La présence du facteur $(\Omega_S t_{eff}/2)^2$ est nécessaire pour normaliser le sinus cardinal. Dans les procédures d'ajustement nous choisirons fixé $\Omega_S/2\pi = 1/(2\Delta t_{MW}) = 1.56\,\text{kHz}$ pour représenter l'impulsion π de la source S. Les paramètres t_{eff}, ν_i et A_i seront eux laissés libres, tout en forçant le même t_{eff} pour toutes les transitions.

Nous extrayons de la courbe 4.4 le temps effectif $t_{eff} = (304.0 \pm 0.1)\,\mu\text{s}$, les poids relatifs $A_0 = 0.36 \pm 0.01$ et $A_1 = 0.04 \pm 0.01$ ainsi qu'un léger fond $y_0 = 0.024 \pm 0.001$. Ce

fond s'explique par les atomes de l'état $|52c\rangle$ qui se sont désexcités vers l'état $|51c\rangle$ par des processus d'émission spontanée et stimulée malgré l'impulsion radiofréquence éliminant les atomes $|52c\rangle$ (2.4.3.2). Le rapport entre les amplitudes A_0 et A_1 est consistant avec la rethermalisation du champ thermique (2.15) et en accord avec la contamination de $n = 1$ estimée lors des oscillation de Rabi du vide (3.12). Notons d'autre part que le maximum de la courbe est très éloigné de $P_e = 1$. En sommant la contribution de la transition $\mathcal{T}_{-,0}$ et celle de la transition $\mathcal{T}_{-,1}$ nous obtenons comme efficacité maximum :

$$\kappa = 42\% \pm 2\% \tag{4.11}$$

Cette efficacité modeste peut s'expliquer en partie par le fait que dans notre mesure nous ne corrigeons pas la contamination du niveau $|52c\rangle$ par le niveau $|51c\rangle$. Les atomes dans l'état $|51c\rangle$ à l'issu de l'interaction sont susceptibles d'être transférés donc détectés dans l'état $|52c\rangle$ pendant leur temps de vol jusqu'au détecteur à travers l'absorption de photons du champ thermique.

4.2 Spectroscopie de l'atome habillé

Je présenterai dans ce chapitre les signaux spectroscopiques obtenus pour différents états classiques de la cavité. Lorsque l'état initial du champ est $\sum c_n |n\rangle$ et non plus le vide alors la spectroscopie réalisée autour de la fréquence de la transition $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$ présente différents pics associés à chacune des transitions $\mathcal{T}_{-,n}$, d'amplitude proportionnelle au poids $p(n) = |c_n^2|$ dans la distribution de photons.

4.2.1 Revue de différents états cohérents

Pour mettre en évidence ce comportement, nous préparons dans la cavité un état cohérent d'amplitude β à l'aide d'une impulsion micro-onde classique résonante de durée variable t_β faite avant la préparation des atomes. Nous présentons sur la figure 4.5 les données obtenus pour 4 états cohérents d'amplitude respectivement $\beta = 1, 1.41, 1.95$ et 2.36. Nous résolvons comme attendu les différentes transitions $\mathcal{T}_{-,n}$.

4.2.2 Caractérisation d'un état cohérent d'amplitude $|\beta\rangle$ avec $\beta = 1.95$

Précisons maintenant le signal obtenu dans le cas d'un état cohérent d'amplitude $|\beta\rangle$ avec $\beta = 1.95$ (figure 4.6(a)) afin de l'analyser plus quantitativement.

Afin d'ajuster numériquement le signal et en extraire des informations sur la distribution de photons nous ajustons les données expérimentales par une formule du type 4.10 sur les 10 premiers états de Fock ($n_p = 10$). Les paramètres ajustables sont y_0, t_{eff}, $\{\nu_i\}$ et $\{A_i\}$ et nous choisissons de fixer t_{eff} comme étant commun à toutes les transitions. Nous obtenons les 10 composantes tracées sur la figure 4.6(a). La fonction d'ajustement globale est représentée en vert foncée et s'accorde de façon très satisfaisante avec les données expérimentales. Nous en tirons le paramètre $t_{eff} = (276.1 \pm 0.2)\,\mu s$. Sa différence avec le temps effectif obtenu lors de la spectroscopie du vide peut s'expliquer par l'élargissement évoqué dans la section 4.1.4 qui est d'autant plus important que le nombre de photons est grand.

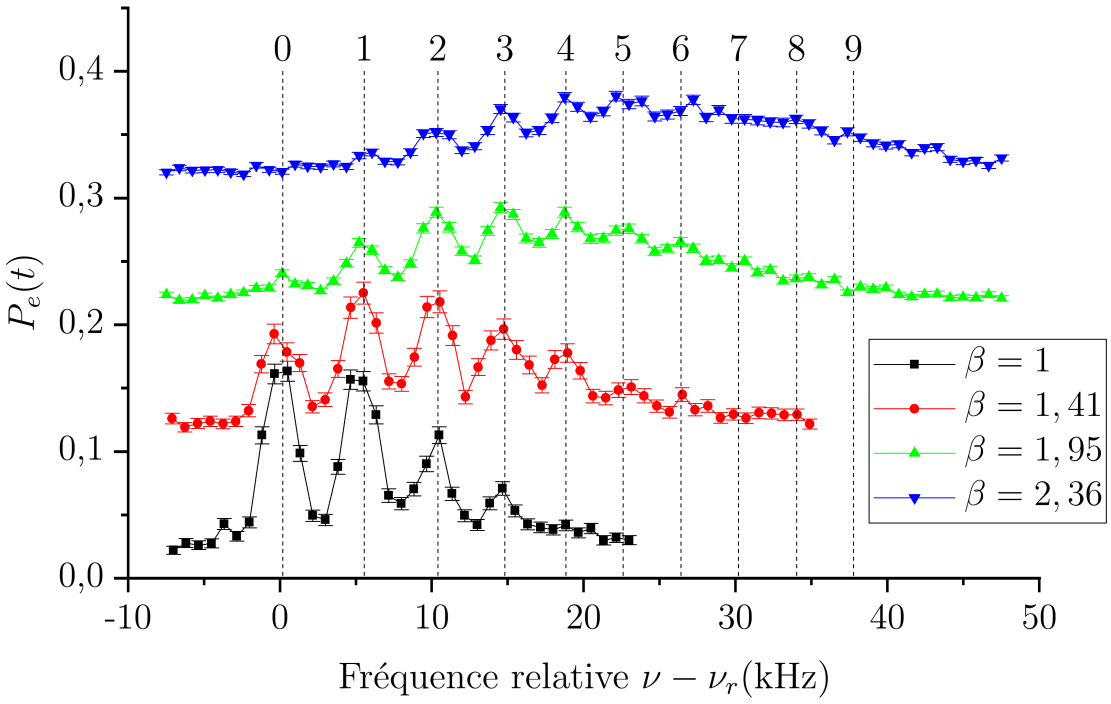


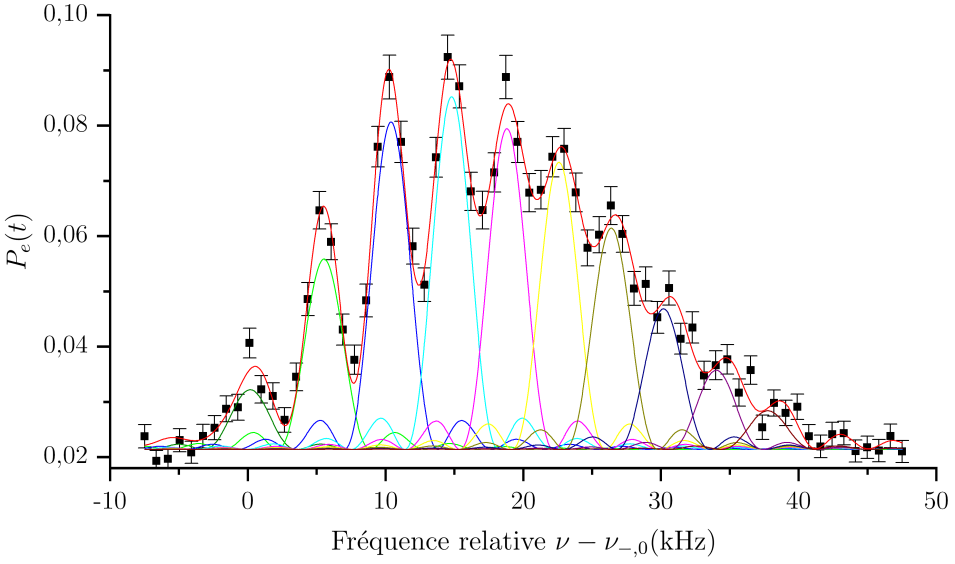
Figure 4.5 – Spectroscopie des états habillés de l'atome avec plusieurs états quasi-classiques du champ électromagnétique. On trace la probabilité P_e en fonction de la fréquence de la source par rapport à la fréquence de référence $\nu_r = \nu_{|h,0\rangle \to |+,0\rangle_\delta} = 48.179\,334\,7$ GHz. Les courbes noire, rouge, verte et bleue sont associées à 4 états cohérents d'amplitude $\beta = 1, 1.41, 1.95$ et 2.36. La fréquence des transitions $\mathcal{T}_{-,n}$ est notée par une ligne pointillée.

Nous représentons sur la figure 4.6(b) les valeurs de $\Delta_{n,0} = \nu_n - \nu_0$ obtenues par ajustement des données de la figure 4.6(a), en fonction de n. Nous l'ajustons par une formule du type (4.2) qui nous donne :

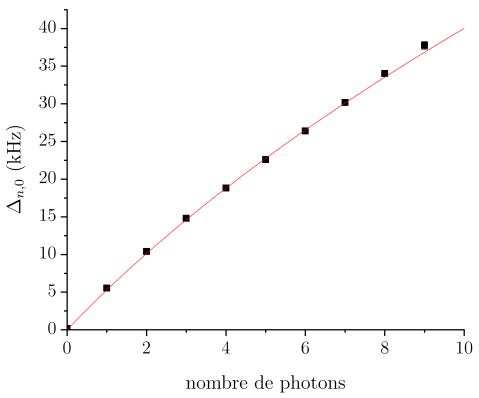
$$\Omega_0/2\pi = (48.6 \pm 1.2)\,\text{kHz}, \qquad \delta/2\pi = (91.9 \pm 1.5)\,\text{kHz}\ . \tag{4.12}$$

Les deux paramètres Ω_0 et δ sont consistants vis-à-vis de ceux attendus. Notons que jusqu'à $n = 8$, l'accord avec la loi théorique est très satisfaisant.
Nous traçons enfin sur la figure 4.6(c) la distribution de photon $P(n)$ obtenue à partir des $\{A_i\}$ que nous renormalisons par un facteur fixe afin d'avoir $\sum p(n) = 1$. Son ajustement par une loi de Poisson nous permet d'obtenir l'amplitude de l'état cohérent sondé $\beta = 1.95 \pm 0.03$.

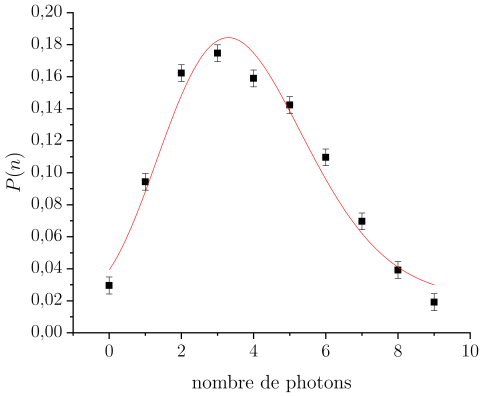
Notre temps d'interaction nous permet donc de résoudre de façon satisfaisante les transitions $\mathcal{T}_{-,n}$ pour $n = 0$ jusqu'à $n = 8$ photons dans un régime de désaccord intermédiaire ($\delta \approx 1.8\Omega_0$).



(a)



(b)



(c)

FIGURE 4.6 – (a) Points noirs : spectroscopie des états habillés de l'atome par un état cohérent d'amplitude $\beta = 1.95$. Les données expérimentales sont ajustées par une somme de sinus cardinaux, tracée en rouge. (b) Différence en fréquence $\Delta_{n,0}$ obtenue par l'ajustement du spectre précédent tracée en fonction du nombre de photons n. L'ajustement, en rouge, est réalisé à partir de l'équation (4.2), en laissant libre le désaccord et la fréquence de Rabi du vide. (c) Distribution de photons $P(n)$, obtenue par l'ajustement du spectre, à un facteur de normalisation près afin d'avoir $\sum p(n) = 1$. L'ajustement tracé en rouge est une loi de Poisson nous donnant l'amplitude de l'état cohérent $\beta = 1.95 \pm 0.03$.

4.3 Postsélection d'un état de Fock et vérification expérimentale

Il y a plusieurs façons d'interpréter et d'utiliser cette expérience de mesure par spectroscopie capable d'adresser sélectivement un nombre de photon donné à l'aide d'un atome unique. D'une part nous avons évoqué dans l'introduction qu'il était nécessaire afin d'implémenter expérimentalement l'effet Zénon dynamique d'être capable de répondre à

la question « y a-t-il n_0 photon dans la cavité ? » Il est envisageable d'utiliser notre mesure pour sonder le champ de la cavité sans le détruire, ce qui pose la question d'évaluer le caractère sélectif de cette mesure. D'autre part, une conséquence de la spectroscopie est que lorsque nous fixons la fréquence de la sonde à celle de la transition $\mathcal{T}_{-,n_0}$ alors l'atome est transféré dans l'état $|e\rangle$ uniquement lorsque le champ contient n_0 photons. Cela peut donc être vu comme une façon de générer dans la cavité un état de Fock $|n_0\rangle$ en post-sélectionnant uniquement les événements associés à une détection de l'atome dans l'état $|e\rangle$.
Que ce soit pour l'aspect mesure non destructrice ou bien pour l'aspect ingéniérie d'états quantiques, il est intéressant d'étudier le caractère sélectif de cette mesure par spectroscopie.

4.3.1 Principe

Afin d'évaluer la sélectivité de cette mesure par spectroscopie nous devons être capables de sonder l'état du champ, et plus particulièrement ses populations, après la mesure. Nous fixons dans la suite la fréquence de la source S à la fréquence de la transition $\mathcal{T}_{-,n_0}$, où n_0 est un nombre de photons arbitrairement choisi puis réalisons la spectroscopie associée. La perfection de la mesure s'évalue en regardant la distribution de photons de l'état du champ après la mesure sachant que l'atome est détecté dans l'état $|e\rangle$. Idéalement, le champ se trouve alors dans l'état $|n_0\rangle$. En cas de défaut il se trouvera dans l'état $\sum c_n |n\rangle$ et le terme $\sum_{n\neq n_0} |c_n|^2$ quantifie l'erreur de mesure, c'est-à-dire la probabilité de trouver l'atome dans l'état $|e\rangle$ et le champ dans un état différent de $|n_0\rangle$.

Nous avons initialement tenté de sonder l'état du champ à l'aide d'une deuxième mesure par spectroscopie faite après la mesure conditionnelle fixée sur n_0. On s'attend alors à voir un unique pic associé à l'état de Fock $|n_0\rangle$. Cependant, l'usage d'un deuxième atome n'est pas envisageable pour cela car le délai nécessaire entre deux séquences expérimentales est du même ordre de grandeur que le temps de vie de la cavité. Il est donc nécessaire d'utiliser le même atome pour réaliser à la fois la mesure par spectroscopie conditionnelle puis la caractérisation du champ qui en résulte. L'enchaînement de deux longues spectroscopies de $\approx 320\,\mu s$ n'est pas possible en raison de la vitesse des atomes, encore trop élevée : les atomes sont alors trop loin du centre du mode de la cavité et d'autre part ils se trouvent dans un nœud de l'onde stationnaire associée à la micro-onde de caractérisation.

Nous avons finalement décidé de caractériser le champ de la cavité à l'issue de la spectroscopie en ajoutant une mesure résonante. Plus précisément, nous induisons des oscillations de Rabi entre l'atome et le champ, puis enregistrons la probabilité P_g de détecter l'atome dans l'état $|g\rangle$ à l'issue d'un temps d'interaction variable. De façon similaire à ce que nous avons abordé dans le chapitre 3, nous pouvons déduire de ce signal temporel la distribution de photons associée au champ en calculant sa transformée de Fourier. Cela peut être fait avec le même atome que celui utilisé pour la spectroscopie conditionnelle. En effet, le signal d'oscillations de Rabi ne sera enregistré que lorsque l'atome est au début de la phase résonante dans l'état $|e\rangle$, c'est-à-dire lorsque la spectroscopie conditionnelle a été effective. Si l'atome est dans l'état $|h\rangle$ alors il n'y aura aucune interaction lors de la phase résonante et cet événement ne sera pas détecté expérimentalement. Dans le cas où la mesure par spectroscopie est parfaite nous nous attendons à recueillir des signaux semblables à ceux introduits sur la figure 1.17, c'est-à-dire une sinusoïde pure à la fréquence $\sqrt{n_0+1}\Omega_0$.

4.3.2 Séquence expérimentale

La séquence expérimentale utilisée pour sonder l'état dans la cavité après la spectroscopie est présentée sur la figure 4.7.

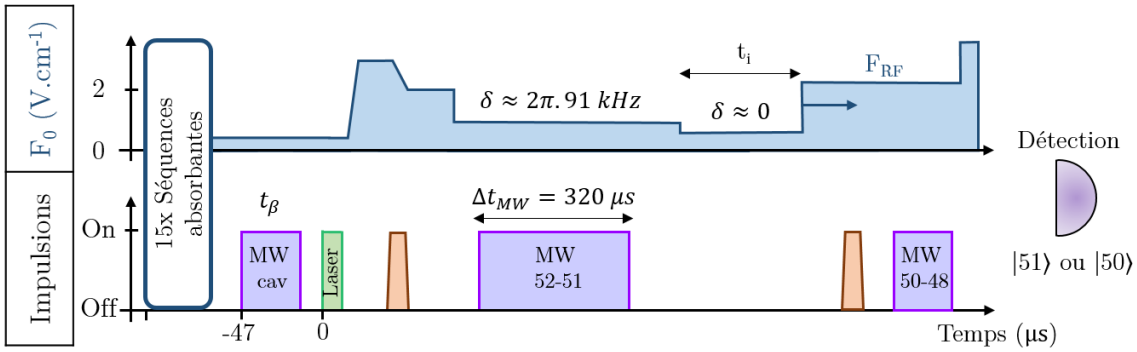


FIGURE 4.7 – Séquence expérimentale utilisée pour caractériser l'état de Fock généré à l'issue de la mesure par spectroscopie. Une fois la longue impulsion micro-onde classique, à résonance avec la transition $\mathcal{T}_{-,n_0}$ réalisée, une phase résonante de durée variable est ajoutée. Les atomes sont alternativement détectés soit dans l'état $|e\rangle$ soit dans l'état $|g\rangle$ afin d'en extraire la probabilité P_g et enregistrer le signal d'oscillation de Rabi $P_g(t_i)$.

La durée t_β de l'injection initiale est choisie afin de préparer un état cohérent tel que sa population $p(n_0)$ associée à $|n_0\rangle$ soit maximale, optimisant la statistique recueillie. L'atome est ensuite préparé dans l'état $|h\rangle$ par circularisation, puis transféré conditionnellement au nombre n_0 dans l'état $|e\rangle$ à l'aide d'une impulsion micro-onde classique à résonance avec la transition $\mathcal{T}_{-,n_0}$ et dans les mêmes conditions que précédemment. Le champ électrique est ensuite rapidement abaissé (en $\approx 100\,\text{ns}$) de $\delta \approx 2\Omega_0$ jusqu'à $\delta = 0$ puis la condition de résonance est maintenue pendant une durée variable t_i afin de mesurer le signal d'oscillations de Rabi entre l'atome initialement dans l'état $|e\rangle$ et le champ électromagnétique de la cavité. Les atomes sont alternativement détectés soit dans l'état $|e\rangle$ soit dans l'état $|g\rangle$ afin d'en extraire la probabilité P_g définie par :

$$P_g = \frac{\#\,|50c\rangle}{\#\,|50c\rangle + \#\,|51c\rangle}\ . \tag{4.13}$$

où $\#\,|51c\rangle$ et $\#\,|50c\rangle$ sont le nombre d'atomes détectés dans l'état $|51c\rangle$ et $|50c\rangle$.

4.3.3 Résultats expérimentaux

Les données expérimentales associées à $n_0 = 0$ jusqu'à $n_0 = 6$ sont regroupées sur la figure 4.8. On y voit clairement des oscillations de fréquence différente selon le nombre de photon sélectionné, sans phénomène de battements apparent, signature d'états dominés par la contribution d'un seul nombre de photon. Par ailleurs, le contraste semble décroître en fonction du temps d'interaction. Cet effet est davantage visible pour les grands nombres de photons : la courbe associée à $n_0 = 6$ n'oscille plus du tout pour t_e proche de $100\,\mu\text{s}$ alors que celle associée à $n_0 = 0$ ne semble pas souffrir de cette baisse de contraste.

Pour faire une analyse davantage quantitative des signaux obtenus nous utilisons à nouveau la transformée de Fourier pour convertir le signal temporel vers le domaine

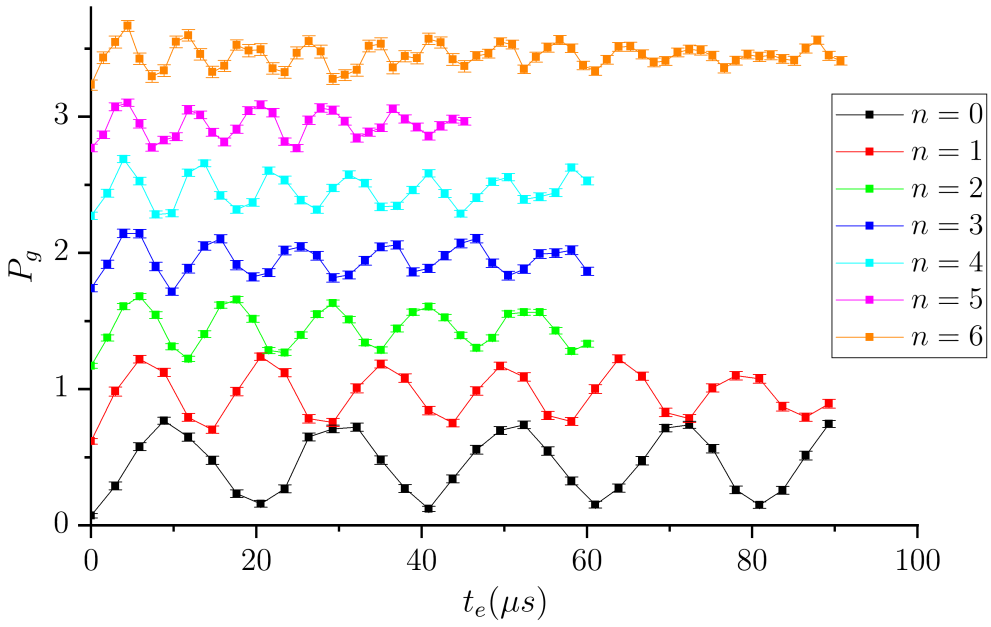


Figure 4.8 – Oscillations de Rabi $P_g(t_e)$ dans les états de Fock $|n\rangle$ obtenus par post-sélection à l'issue d'une spectroscopie conditionnelle sélective en n. Les 7 courbes sont décalées verticalement pour plus de lisibilité mais leur échelle est identique. L'axe des abscisses est le temps effectif calculé à partir du temps d'interaction t_i expérimental.

fréquentiel et obtenir une information sur la distribution de photons. La méthode utilisée est identique à celle décrite dans 3.3.2. Les résultats associés aux signaux temporels pour $n_0 = 0$ jusqu'à $n_0 = 6$ sont présentés sur la figure 4.9. Comme attendu, chaque signal est dominé par une unique composante fréquentielle, que nous estimons par ajustement gaussien. Ces fréquences sont tracées dans l'insert en fonction du nombre de photons puis elles mêmes ajustées par une formule du type $\Omega_n = \sqrt{n+1}\Omega_0$ exprimant la pulsation de Rabi associée à n photons en fonction de la pulsation de Rabi du vide. Cela nous donne une pulsation Ω_0 valant :

$$\Omega_0 = (49.74 \pm 0.09)\,\text{kHz}\ , \tag{4.14}$$

ce qui est consistant avec la mesure faite dans la section 3.2 à partir des oscillations de Rabi dans le vide (3.12).

A partir de la transformée de Fourier nous pouvons estimer pour chaque état de Fock généré dans la cavité sa distribution de photons et donc sa pureté. Pour un n_0 donné nous évaluons ses populations $p(n)$ associées à chaque nombre de photon en notant la valeur de sa transformée de Fourier à la fréquence Ω_n. Les résultats associés pour $n_0 = 0$, $n_0 = 2$ et $n_0 = 4$ sont présentés sur la figure 4.10. La spectroscopie conditionnelle sur la transition associée à $n_0 = 2$ prépare ainsi l'état de Fock $|2\rangle$ avec une pureté de 78.7%, et les principales contaminations s'élèvent à 4.2% dans l'état $|1\rangle$ et 5.0% dans l'état $|5\rangle$. Notons ici que cette évaluation de la pureté est très pessimiste. En effet, l'apparente décroissance exponentielle du signal temporel, pouvant s'expliquer par une contamination des autres états de Fock tout autant que par le temps de vie limité de la cavité et les dispersions spatiales du paquet atomique, ajouté au bruit statistique du signal, entraîne un fond non

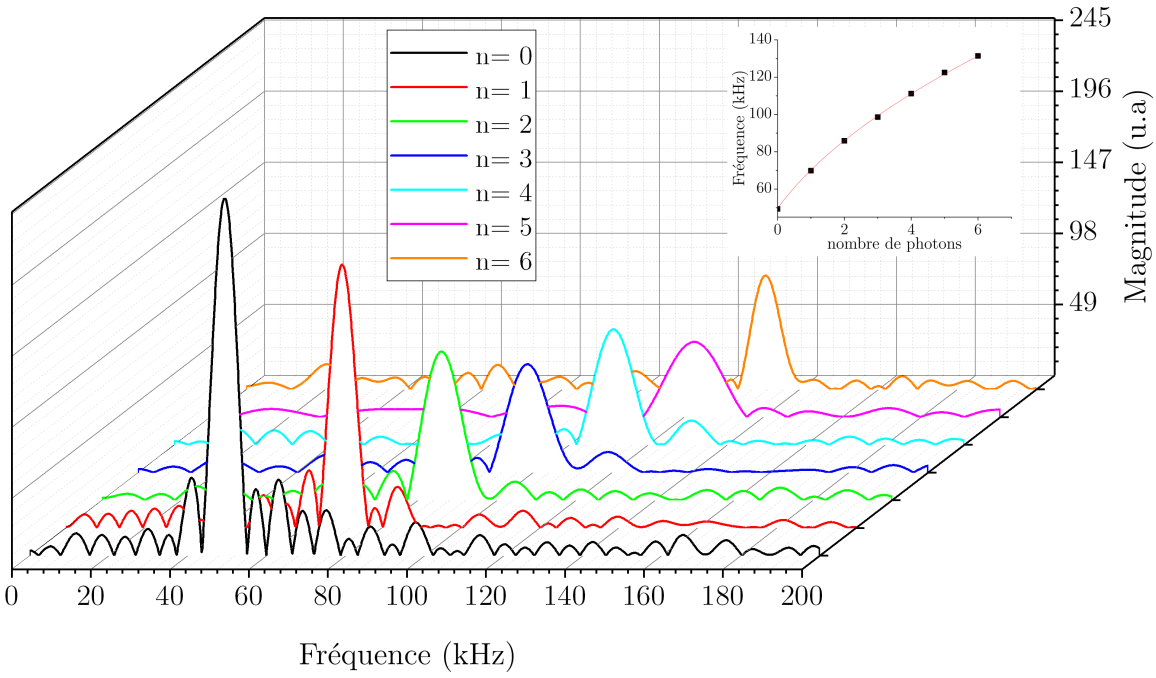


FIGURE 4.9 – Transformée de Fourier des signaux temporels présentés sur la figure 4.9. La fréquence des pics associés aux différents n est représentée dans l'insert (points noirs). Son ajustement par une formule du type $\Omega_n = \sqrt{n+1}\Omega_0$ est tracé en rouge.

négligeable dans la transformée de Fourier. Par exemple, la contribution de l'état $|5\rangle$ dans l'état $|n_0 = 2\rangle$ que l'on ne s'attend pas à trouver ici peut très largement s'expliquer par ce fond.

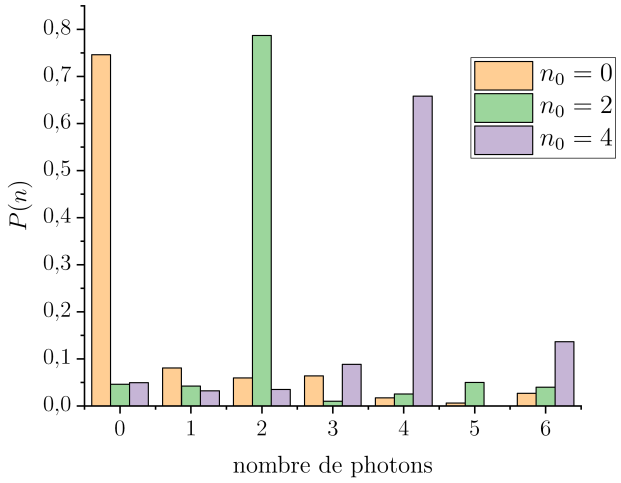
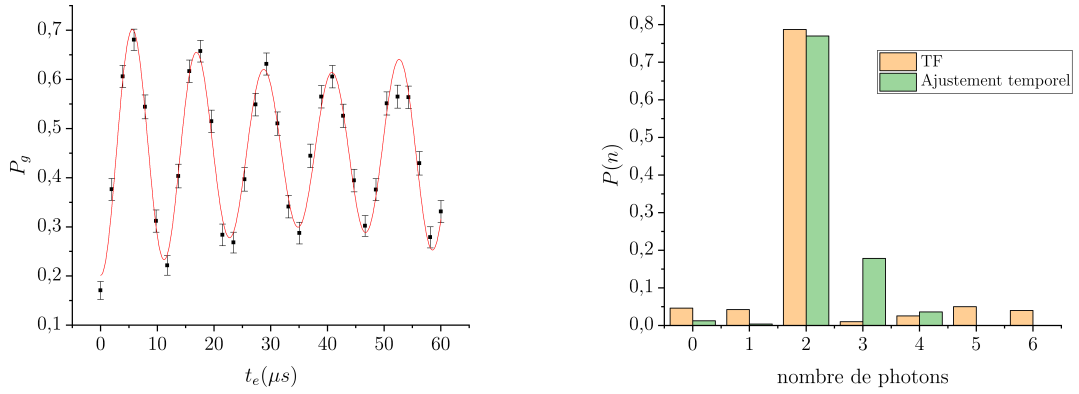


FIGURE 4.10 – Distributions de photon $p(n)$ estimées, à partir des transformées de Fourier, des états de Fock $|n_0\rangle$ générés dans la cavité par post-sélection à l'issue d'une spectroscopie conditionnelle sélective en n_0, pour $n_0 = 0$, $n_0 = 2$ et $n_0 = 4$.



(a) (b)

Figure 4.11 – (a) Oscillations de Rabi $P_g(t_e)$ dans l'état de Fock $|n=2\rangle$ obtenu par post-sélection à l'issue d'une spectroscopie conditionnelle sélective. La courbe rouge est un ajustement par une somme de sinusoïdes nous donnant accès à la distribution de photons de l'état généré. (b) Distribution de photons correspondante (en vert), comparée avec celle obtenue par transformation de Fourier (en orange).

Une autre méthode peut être utilisée afin d'estimer les populations des états générés. Elle repose sur l'ajustement direct du signal temporel par une somme de sinusoïdes aux pulsation de Rabi Ω_n :

$$P_{g,fit}(t_e) = 0.5 \sum_{n \leq n_l} (1 - p_n \cos(\Omega_n t_e)) \ , \tag{4.15}$$

que l'on renormalise par la loi homographique dont les paramètres sont réunis dans l'équation (3.12). L'ajustement a lieu sur les n_l premiers états de Fock. Il mène à l'obtention des p_n qui sont exactement les populations associées à chaque nombre de photons. Un exemple est donné sur la figure 4.11(a) dans le cas de la préparation de l'état $|2\rangle$. L'ajustement, tracé en rouge pour le choix de $n_l = 5$, est en très bon accord avec les données expérimentales. Il mène à la distribution de photons représentée en vert sur la figure 4.11(b). Cette distribution est qualitativement proche de celle obtenue par la transformée de Fourier, avec une pureté estimée de 77% (contre 78.7%). Les contributions secondaires sont cependant différentes : la méthode temporelle mène à une contamination majoritaire venant de l'état $|3\rangle$ (17.8 %).

4.3.4 Effet du désaccord fini

Nous avons jusqu'à présent supposé que le désaccord entre la fréquence du mode de la cavité et la fréquence de la transition atomique $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ était suffisamment important pour considérer $|-,n\rangle_\delta \approx |e,n\rangle$. Cependant, dans les conditions de l'expérience nous sommes dans un régime de désaccord dit « intermédiaire » : δ est de l'ordre de $2\Omega_0$. Il est donc nécessaire pour un traitement rigoureux d'aborder la contribution de l'état $|g,n+1\rangle$ dans l'état $|-,n\rangle_\delta$. La population notée $|c_{|g,n+1\rangle}|^2$ de l'état $|g,n+1\rangle$ au sein de l'état $|-,n\rangle_\delta$ s'écrit (voir eq (1.57)) :

$$|c_{|g,n+1\rangle}|^2 = \left[\sin\left(\frac{1}{2}\arctan\left(\frac{\Omega_n}{\delta}\right)\right)\right]^2 \ . \tag{4.16}$$

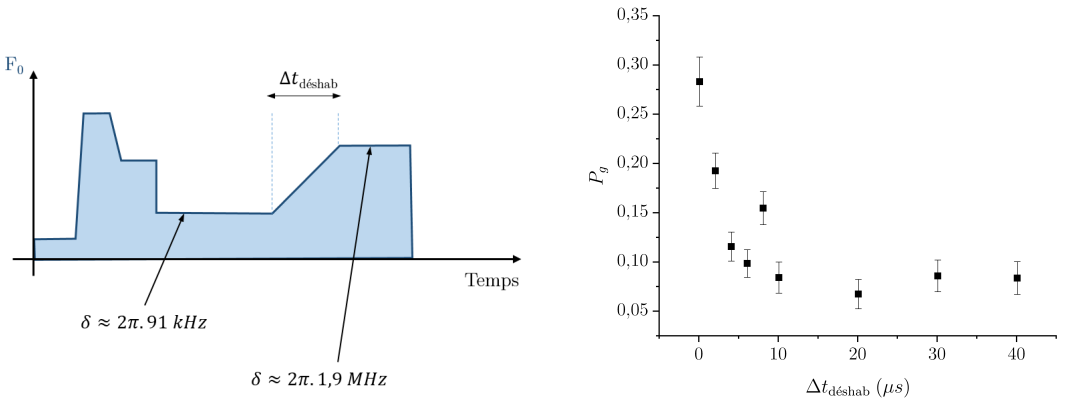
TABLE 4.1 – Populations des états $|-,n\rangle_\delta$ dans la base $\{|g,n+1\rangle, |e,n\rangle\}$.

n	$\lvert c_{\lvert e,n\rangle}\rvert^2$	$\lvert c_{\lvert g,n+1\rangle}\rvert^2$
0	0,94144	0,05856
1	0,89957	0,10043
2	0,86773	0,13227
3	0,84246	0,15754
4	0,82177	0,17823
5	0,80443	0,19557

De façon similaire nous avons

$$|c_{|e,n\rangle}|^2 = 1 - |c_{|g,n+1\rangle}|^2 \ . \tag{4.17}$$

Les populations théoriques calculées dans les conditions de l'expérience sont regroupées dans le tableau 4.1. La contamination du niveau habillé n'est donc pas vraiment négligeable : lorsque nous réalisons la spectroscopie conditionnelle sur $n = 5$, si la mesure est parfaite alors environ 20% de la population se trouve dans l'état $|g,6\rangle$ en raison de l'habillage des états. Cette contamination n'est cependant pas un problème fondamental. En effet, il est en théorie possible de déshabiller l'état généré à la fin de la spectroscopie pour passer adiabatiquement de $|-,n\rangle_\delta$ à l'état $|e,n\rangle$, préparant ainsi une fois l'atome détecté dans l'état $|e\rangle$ l'état de Fock $|n\rangle$ dans la cavité.



(a) (b)

FIGURE 4.12 – (a) Profil du champ électrique de la séquence expérimentale utilisée pour déshabiller l'état du système {atome+champ} à la fin de la spectroscopie conditionnelle. Le désaccord passe continûment d'un régime de désaccord intermédiaire $\delta/2\pi = 91\,\text{kHz}$ dans lequel a lieu la spectroscopie longue durée à un régime fortement désaccordé $\delta_d/2\pi = 1.9\,\text{MHz}$ en un temps de déshabillage noté $\Delta t_{\text{déshab}}$. (b) Probabilité P_g de détecter l'atome dans l'état $|g\rangle$ en fonction du temps de déshabillage $\Delta t_{\text{déshab}}$ après préparation de l'état conditionnel associé à $n = 5$ photons.

Nous vérifions la possibilité de déshabiller adiabatiquement le système {atome+champ} en ajoutant après la spectroscopie une transition de durée $\Delta t_{\text{déshab}}$ entre le régime de

désaccord intermédiaire où a lieu la spectroscopie conditionnelle ($\delta/2\pi = 91\,\text{kHz}$) et un régime fortement désaccordé dans lequel $\delta_d/2\pi = 1.9\,\text{MHz}$, comme représenté sur le profil de la séquence correspondante sur la figure 4.12(a). La fréquence de la source micro-onde S est pour cette expérience fixée sur la fréquence de la transition $\mathcal{T}_{-,5}$ préparant l'état intriqué $|-,5\rangle_\delta$ à la fin de la spectroscopie. Nous enregistrons ensuite la probabilité P_g de détecter l'atome dans l'état $|g\rangle$ en fonction de $\Delta t_{\text{déshab}}$ (figure 4.12(b)). Nous voyons que P_g diminue nettement lorsque $\Delta t_{\text{déshab}}$ augmente : sous l'effet du changement continu du champ électrique directeur l'état du système {atome+champ} passe adiabatiquement de l'état $|-,n\rangle_\delta$ dans lequel $P_g = |c_{|g,n+1\rangle}|^2$ à l'état $|e,n\rangle$ dans lequel $P_g = 0$. Plus précisément nous mesurons expérimentalement $P_g = 0.283 \pm 0.025$ sans déshabillage, ce qui en soustrayant le fond correspond bien à la contamination attendue d'environ 20 %, et $P_g = 0.067 \pm 0.015$ pour $\Delta t_{\text{déshab}} = 20\,\mu\text{s}$, ce qui, à la renormalisation des erreurs expérimentales près, correspond bien à un P_g théorique proche de 0.

A la lumière de ce résultat il apparaît donc consistant d'assimiler l'état intriqué $|-,n\rangle_\delta$ et l'état $|e,n\rangle$. Cela justifie le raisonnement utilisé au paragraphe précédent pour obtenir la distribution de photons de l'état du champ seul par calcul de la transformée de Fourier. Il suffit en effet d'ajouter une séquence de déshabillage d'une durée de quelques dizaines de microsecondes pour corriger la contamination de l'état $|g,n+1\rangle$. En dehors de l'expérience décrite sur la figure 4.12, cette séquence ne sera pas ajoutée afin d'exploiter au mieux tout le temps disponible, limité en raison de la vitesse des atomes.

4.3.5 Vers une reconstruction de l'état du système de l'atome et du champ

Nous souhaitons exploiter la mesure conditionnelle sur un nombre de photon donné afin de générer dans le champ de la cavité des états quantiques comme par exemple une superposition cohérente des deux états de Fock $|0\rangle$ et $|2\rangle$, ce que nous verrons dans la partie 4.4. Pour le caractériser, cet état sera estimé par un algorithme de reconstruction reposant sur l'acquisition de plusieurs données expérimentales.
Nous introduisons ici la méthode de tomographie que nous utiliserons dans la suite sur le cas simple de la reconstruction de la matrice densité du système {atome à deux niveaux + champ} lorsque nous préparons l'état $|-,2\rangle_\delta$ par spectroscopie conditionnelle sur $n = 2$. L'état du système étant intriqué, nous nous plaçons pour cela dans un espace de Hilbert à 2N dimensions, produit tensoriel des deux espaces associés à l'atome et au champ, dont une base possible est : $\{|g,n\rangle, |e,n\rangle\}_{n\leq N}$.

4.3.5.1 Déphasage du dipôle atomique

Dans le cas de la reconstruction d'un état de Fock il n'y a a priori pas de cohérences entre deux états de Fock successifs donc nous ne chercherons pas à les déterminer. Pour décrire l'état du système {atome à deux niveaux + champ} il suffit dans ce cas de trouver les coordonnées du vecteur de Bloch décrivant l'état joint de l'atome et du champ dans chacun des sous-espaces de dimension 2 $\{|e,n\rangle, |g,n+1\rangle\}$, c'est-à-dire déterminer ses composantes selon chaque direction de la sphère de Bloch. L'acquisition d'un unique signal temporel d'oscillations de Rabi comme celui tracé sur la figure 4.11(a) n'est pas suffisante pour reconstruire l'état généré dans la cavité. En effet, il n'est pas possible de

l'utiliser pour différencier la phase relative entre les états $|g, n+1\rangle$ et $|e, n\rangle$ car ces deux états correspondent à la même fréquence de Rabi Ω_n.

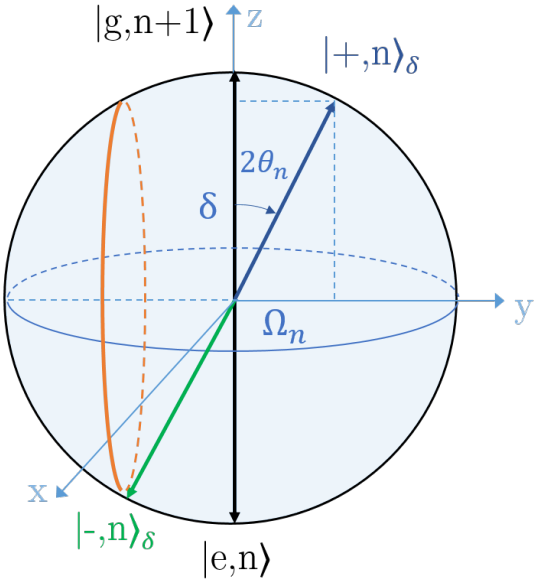


FIGURE 4.13 – Sphère de Bloch associée au sous-espace $\{|e, n\rangle, |g, n+1\rangle\}$. L'ellipse orange représente la trajectoire du vecteur décrivant l'état joint de l'atome et du champ durant les oscillations de Rabi $P_g(t_e)$ faites à résonance. L'état initial est l'état obtenu à l'issue d'une spectroscopie conditionnelle sur n représenté ici par le vecteur vert $|-, n\rangle_\delta$.

Pour illustrer cette limite nous traçons en orange sur la figure 4.13 la trajectoire du vecteur de Bloch décrivant l'état du système dans le sous-espace $\{|e, n\rangle, |g, n+1\rangle\}$ lors de l'interaction résonante menant aux oscillations de Rabi. L'état initial $|-, n\rangle_\delta$ est l'état obtenu à l'issue d'une spectroscopie conditionnelle sur n représenté ici par le vecteur vert, situé dans le plan (yOz). Lorsqu'on se place à résonance les états habillés $|\pm, n\rangle_\delta$ ne sont plus des états propres. Le vecteur de Bloch subit alors une rotation autour d'un vecteur de champ effectif aligné avec l'axe (Oy) (car on a alors $\delta = 0$). Lors de l'interaction résonnante ce sont donc ses composantes selon (Ox) et (Oz) qui sont mesurées lors de la mesure de P_g. En particulier à $t = 0$ nous mesurons la coordonnées du vecteur initial $|-, n\rangle_\delta$ selon (Oz) et au bout d'une impulsion $\pi/2$ nous mesurons la coordonnées de $|-, n\rangle_\delta$ selon (Ox). La rotation ayant lieu autour de l'axe (Oy) nous n'avons jamais accès à l'information selon cette direction.

Nous ajoutons alors une deuxième mesure d'oscillations de Rabi résonante après avoir appliqué un déphasage à l'état du système. Plus précisément nous induisons une rotation du vecteur de Bloch après la spectroscopie en déphasant la population de l'état $|g\rangle$ par rapport à celle de l'état $|e\rangle$. Nous nous plaçons pour cela brusquement loin de la résonance à la fin de la spectroscopie conditionnelle, en choisissant le champ électrique directeur pour avoir $\delta_d/2\pi = 1.9\,\text{MHz}$. Dans cette situation, le désaccord étant grand devant la pulsation de Rabi, l'atome et le champ n'interagissent plus. L'évolution libre de chaque système ne s'effectue plus à la même fréquence et l'état du système subit une rotation dans la sphère de Bloch autour de l'axe (Oz). L'angle de la rotation φ est directement relié au temps

passé hors résonance Δt_{palier} ainsi qu'au désaccord δ_d selon :

$$\varphi = \delta_d . \Delta t_{\text{palier}} \ . \tag{4.18}$$

Dans un régime de grand désaccord le hamiltonien du système s'écrit en effet :

$$H = \frac{\hbar \delta_d}{2} \sigma_z \ , \tag{4.19}$$

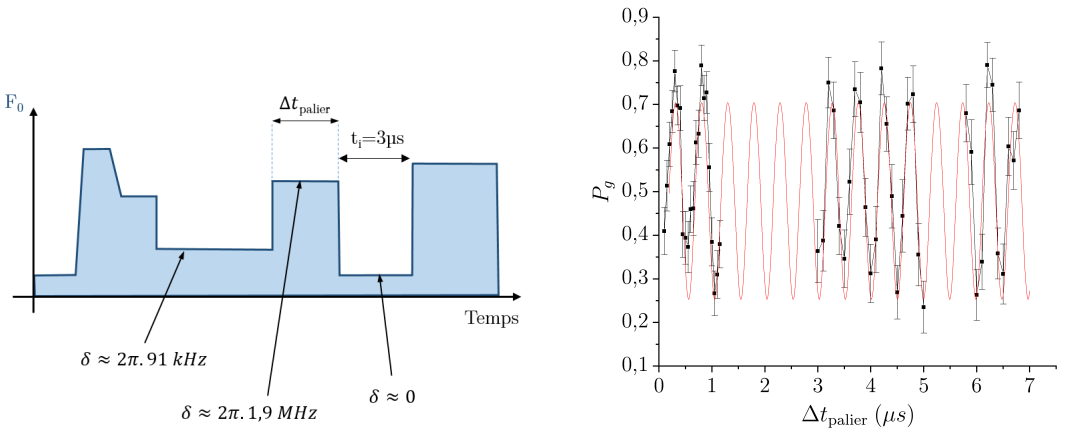
On peut en déduire l'opérateur d'évolution qui s'écrit sous la forme :

$$U(\Delta t_{\text{palier}}) = e^{-i\delta_d . \Delta t_{\text{palier}} \sigma_z} = e^{-\varphi \sigma_z} \ . \tag{4.20}$$

Enfin, on montre en développant l'exponentielle de matrice que :

$$e^{-i\varphi\sigma_z} = P_e + e^{-i\varphi} P_g \ , \tag{4.21}$$

où $P_e = |e\rangle \langle e|$ et $P_g = |g\rangle \langle g|$ sont les projecteurs sur les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$.
Sous l'effet de cette opération l'état $|g\rangle$ se déphase donc par rapport à l'état $|e\rangle$. Plus précisément, l'état $|g, n+1\rangle$ acquiert une phase $-\varphi$ par rapport à l'état $|e, n\rangle$. Lorsque la phase est prise égale à $\pi/2$ cela revient à échanger les directions (Ox) et (Oy) de la sphère de Bloch et donc une mesure des oscillations de Rabi après ce déphasage nous donnera accès à la coordonnée manquante.



(a) (b)

Figure 4.14 – Profil du champ électrique de la séquence expérimentale utilisée pour calibrer le déphasage appliqué au dipôle atomique. A l'issue de la spectroscopie conditionnelle sur la transition associée à $n = 2$ photons, le désaccord est brusquement augmenté à la valeur $\delta_d/2\pi = 1.9\,\text{MHz}$ à laquelle il reste pendant un temps Δt_{palier}. Le système est ensuite mis à résonance pendant une durée $t_i = 3\,\mu\text{s}$ puis la probabilité de détecter l'atome dans l'état $|g\rangle$ est enregistrée. (b) Probabilité P_g correspondante de détecter l'atome dans l'état $|g\rangle$ en fonction du temps de rotation Δt_{palier}. La courbe rouge est le résultat d'une simulation numérique renormalisée avec les paramètres de l'équation (3.12).

Afin de calibrer ce déphasage en fonction du temps Δt_{palier} nous implémentons le profil de champ électrique présenté sur la figure 4.14(a). La fréquence de la source micro-onde S

est pour cette expérience fixée sur la fréquence de la transition $\mathcal{T}_{-,2}$ préparant l'état $|-,2\rangle_\delta$ à la fin de la spectroscopie. Après la phase de rotation à grand désaccord δ_d nous laissons le système évoluer à résonance pendant $t_i = 3\,\mu s$. Nous enregistrons ensuite la probabilité P_g de détecter l'atome dans l'état $|g\rangle$ en fonction de Δt_{palier} (figure 4.14(b)). Le déphasage acquis pendant l'application de l'opérateur σ_z change la direction de rotation du vecteur de Bloch lors de l'interaction résonante, ce qui modifie la valeur de P_g à l'instant $t_i = 3\,\mu s$. Nous superposons aux données expérimentales les valeurs simulées (en rouge) calculées dans le cas simple d'une oscillation de Rabi résonante pendant une durée t_i. Nous prenons dans les simulations comme état initial l'état $|-,2\rangle_\delta$ dont la composante selon $|g\rangle$ est déphasée d'un angle φ et nous lui appliquons la loi de renormalisation homographique dont les paramètres sont réunis dans l'équation (3.12). L'ajustement entre l'axe des abscisses expérimental exprimé en temps et l'axe des abscisses simulé initialement en phase nous permet d'obtenir la loi de calibration suivante :

$$\Delta t_{\text{palier}}\ (\mu s) = 0.493(1)\frac{\varphi}{2\pi} + 0.19(1)\ . \tag{4.22}$$

Le décalage par rapport à l'origine des phases s'explique par le temps de basculement entre les différentes valeurs de champ électrique d'une durée de quelques centaines de nanosecondes.

4.3.5.2 Méthode du maximum de vraisemblance

Pour reconstruire l'état du système nous utilisons un algorithme de reconstruction par la méthode du maximum de vraisemblance. Cette méthode, déjà utilisée dans notre équipe afin de faire la tomographie de l'état du champ généré dans la cavité supraconductrice [73], ne sera pas détaillée dans ce manuscrit. Pour une revue complète sur le sujet ainsi que ses possibilités d'implémentation le lecteur est encouragé à lire la revue de A. I. Lvovsky et M. G. Raymer [74].
L'idée est la suivante : il s'agit de déterminer la matrice densité ρ du système {atome + champ} telle que ρ reproduise au mieux les résultats des mesures expérimentales. Pour cela la méthode du maximum de vraisemblance introduit une fonction de vraisemblance. Chaque mesure faite sur l'état du système donne un résultat probabiliste : si la mesure est répétée un grand nombre de fois alors la probabilité est égale à la fréquence d'occurence du résultat donné. La fonction de vraisemblance est définie comme la probabilité de trouver les mêmes fréquences de résultats que celles de l'expérience lorsque le système est dans l'état ρ. La matrice densité optimale est celle qui maximise la fonction de vraisemblance ainsi définie. Il est possible de la déterminer par une méthode numérique itérative décrite en détail dans [75]. Nous appliquerons dans la suite du manuscrit cette méthode numérique pour reconstruire l'état de notre système expérimental à l'issue de la spectroscopie conditionnelle.

4.3.6 Reconstruction de l'état $|n = 2\rangle$

En exploitant la rotation du dipôle atomique abordée dans la section 4.3.5.1 il est possible de déterminer la phase relative entre les composantes $|g, n+1\rangle$ et $|e, n\rangle$ de l'état du système formé de l'atome et du mode électromagnétique de la cavité. Le signal de Rabi ne dépend cependant pas de la phase relative entre différents états de Fock donc nous n'avons aucune information sur les cohérences de type $|e, n\rangle - |e, n+1\rangle$. Nous pouvons donc uniquement reconstruire une diagonale par blocs 2x2 de la matrice densité de

l'état généré dans la cavité à l'issue de la spectroscopie conditionnelle, où chaque bloc correspond au sous-espace $\{|e,n\rangle, |g,n+1\rangle\}$. Nous fixons à nouveau la fréquence de la source micro-onde S à la fréquence de la transition $\mathcal{T}_{-,2}$ afin de préparer l'état $|-,2\rangle_\delta$, dont nous voulons sonder la pureté. Nous enregistrons alors les oscillations de Rabi en régime résonant pour deux durées Δt_{palier} différentes, c'est-à-dire deux valeurs de φ : $\varphi_1 = 2.38$ et $\varphi_2 = 4.93$, dont la différence est proche de $\pi/2$. Les deux courbes obtenues sont présentées sur la figure 4.15.

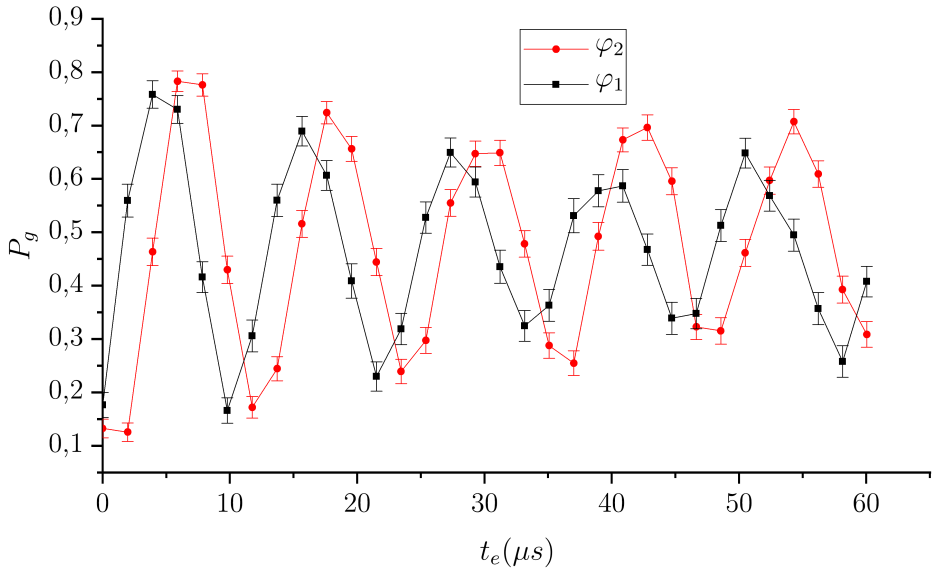


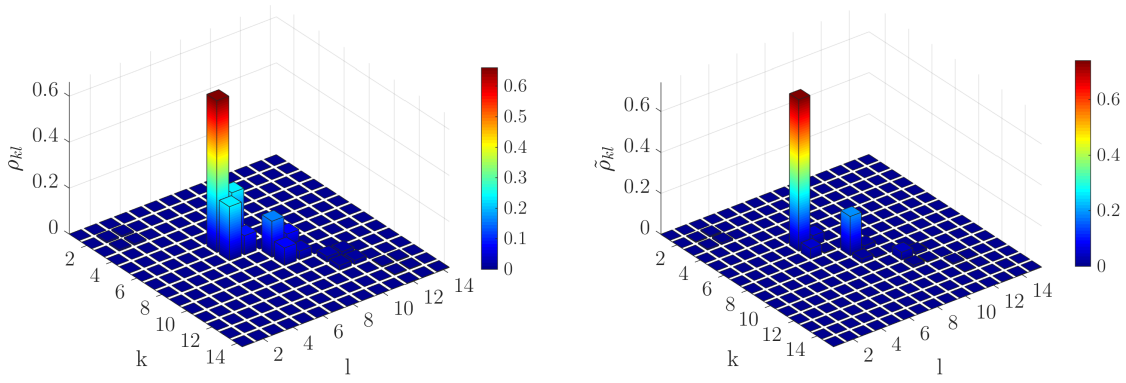
Figure 4.15 – Oscillations de Rabi $P_g(t_e)$ dans l'état obtenu à l'issue d'une spectroscopie conditionnelle sur $n = 2$ puis d'une rotation du dipôle atomique d'une phase φ. La courbe noire correspond à un déphasage $\varphi_1 = 2.38$ et la courbe rouge à un déphasage $\varphi_2 = 4.93$.

Nous intégrons ces données expérimentales à un algorithme de maximum de vraisemblance afin de déterminer la matrice densité ρ_{exp} du système {atome+champ}. Notons que dans la suite du manuscrit tous les résultats de reconstruction d'état sont des résultats préliminaires.
Comme expliqué précédemment, dans le cas de la reconstruction de l'état $|2\rangle$, les données recueillies ne nous donnent aucune information sur les cohérences sauf sur celles entre les composantes $|g,n+1\rangle$ et $|e,n\rangle$. En dehors de la diagonale par blocs à déterminer nous fixons ainsi les autres éléments de matrice à 0 dans l'état utilisé pour initialiser l'algorithme de reconstruction. Nous choisissons $N = 10$ pour la taille de l'espace de Hilbert et nous décrivons l'état du système expérimental dans deux bases différentes pour mettre en évidence l'habillage de l'état généré. L'état est reconstruit dans la base canonique $\{|g,n\rangle, |e,n\rangle\}_{n\leq N}$ dans laquelle nous noterons ses coordonnées ρ_{kl}. Les vecteurs de la base sont organisés selon $\{|g,0\rangle, |e,0\rangle, |g,1\rangle, |e,1\rangle, \ldots\}$. Nous exprimons également la matrice densité reconstruite dans la base des états habillés au désaccord δ par changement de base. Ses coordonnées seront alors notées $\tilde{\rho}_{kl}$. Les vecteurs de base sont organisés de

sorte que ρ s'écrit dans cette dernière base selon :

$$\tilde{\rho} = \begin{array}{c} \\ |g,0\rangle \\ |-,0\rangle_\delta \\ |+,0\rangle_\delta \\ |-,1\rangle_\delta \\ |+,1\rangle_\delta \\ |-,2\rangle_\delta \\ \vdots \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{cccccc} |g,0\rangle & |-,0\rangle_\delta & |+,0\rangle_\delta & |-,1\rangle_\delta & |+,1\rangle_\delta & |-,2\rangle_\delta & \cdots \end{array} \\ \begin{bmatrix} \tilde{\rho}_{11} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \\ \cdot & \tilde{\rho}_{22} & \tilde{\rho}_{23} & \cdot & \cdot & \cdot & \\ \cdot & \tilde{\rho}_{32} & \tilde{\rho}_{33} & \tilde{\rho}_{34} & \cdot & \cdot & \\ \cdot & \cdot & \tilde{\rho}_{43} & \tilde{\rho}_{44} & \tilde{\rho}_{45} & \cdot & \\ \cdot & \cdot & \cdot & \tilde{\rho}_{54} & \tilde{\rho}_{55} & \tilde{\rho}_{56} & \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \tilde{\rho}_{66} & \\ & & & & & & \ddots \end{bmatrix} \end{array}, \tag{4.23}$$

Nous chercherons ainsi à déterminer les coefficients $\tilde{\rho}_{kl}$. L'algorithme prend en compte chaque valeur de P_g pour un temps d'interaction donné t_i et une phase donnée φ_j afin de reconstruire l'état du système le plus susceptible de mener aux résultats des oscillations de Rabi résonnantes enregistrées.



(a) (b)

FIGURE 4.16 – Valeur absolue des coordonnées de la matrice densité de l'état du système reconstruit par maximum de vraisemblance : (a) exprimée dans la base canonique. (b) exprimée dans la base des états habillés au désaccord δ.

L'état obtenu par reconstruction est présenté sur la figure 4.16(a) sous forme d'histogramme, où la hauteur de chaque barre verticale aux coordonnées (k, l) vaut $|\rho_{kl}|$. Sur la figure 4.16(b) est représenté le même état exprimé cette fois dans la base des états habillés au désaccord δ. Nous voyons sur cette dernière que le poids relatif des états $|+, n\rangle_\delta$ est complètement négligeable : la proportion et la phase de la contamination des états $|g, n+1\rangle$ mis en évidence par l'algorithme de maximum de vraisemblance correspond exactement à l'habillage attendu au désaccord δ.

Nous pouvons déduire de la tomographie de l'état exprimé dans la base des états habillés la pureté de l'état ainsi généré en regardant plus attentivement les éléments diagonaux de la matrice densité (figure 4.17(a)). A l'aide de la spectroscopie conditionnelle sur la transition $\mathcal{T}_{-,2}$ nous préparons donc majoritairement (à 74.1%) l'état $|2\rangle$, assimilé à $|-, 2\rangle_\delta$ en admettant la possibilité de le déshabiller.
Nous pouvons estimer la fidélité de l'état généré par rapport à l'état cible $|-, 2\rangle_\delta$ définie par

$$f = \mathrm{Tr}(\rho . |-, 2\rangle_\delta \langle -, 2|_\delta) \ , \tag{4.24}$$

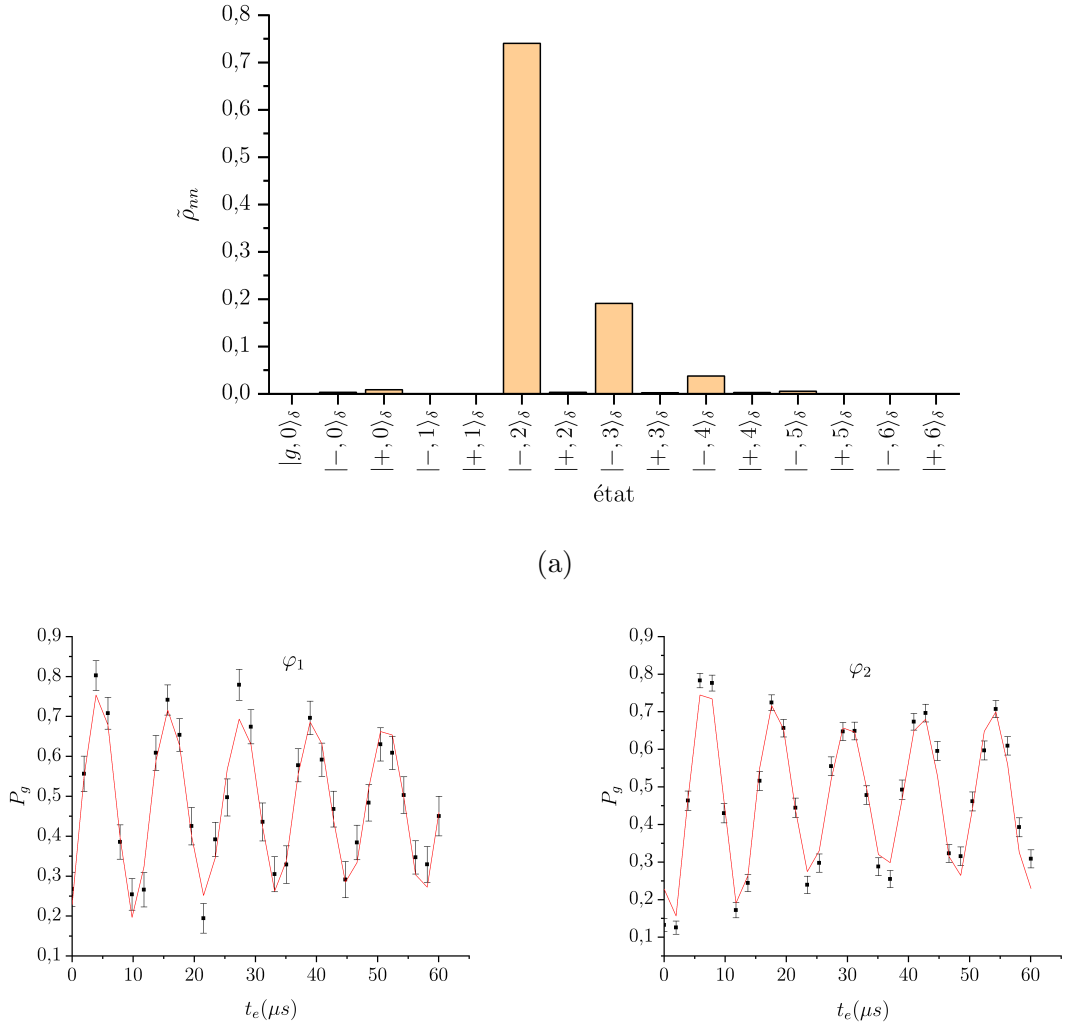


Figure 4.17 – (a) Eléments diagonaux de la matrice densité de l'état du système reconstruit par maximum de vraisemblance. (b) Comparaison des oscillations de Rabi expérimentales obtenues pour φ_1 (points noirs) et des oscillations de Rabi calculées pour l'état ρ_{exp} reconstruit (ligne rouge). (c) Comparaison des oscillations de Rabi expérimentales obtenues pour φ_2 (points noirs) et des oscillations de Rabi calculées pour l'état ρ_{exp} reconstruit(ligne rouge).

qui est ici simplement égale à la population dans l'état habillé $|-,2\rangle_\delta$ c'est à dire 74.1%. Cette valeur est proche de celle obtenue par la simple transformée de Fourier (78.7%), mais apparaît comme plus précise : les principales contaminations pouvant s'expliquer par des raisons physiques et non des limites numériques. Ces contaminations sont en revanche très proches de celles déterminées par l'ajustement temporel du signal qui paraît donc plus fiable. Nous présentons enfin sur les figures 4.17(b) et (c) la comparaison entre les mesures expérimentales utilisées pour la reconstruction et le résultat calculé de ces mesures pour l'état reconstruit, montrant la consistance de l'algorithme utilisé.

4.4 Préparation d'une superposition d'états de Fock 0+2

La reconstruction de l'état $|2\rangle$ présentée au paragraphe précédent démontre la possibilité d'utiliser la mesure par spectroscopie conditionnelle pour générer des états quantiques dans le mode de la cavité par post-sélection sur l'état atomique. Nous étudions ici l'extension de cette méthode à la génération d'une superposition $|0\rangle + |2\rangle$. La fonction de Wigner d'un tel état est tracée sur la figure 4.18. Il est caractérisé par deux symétries par rapport aux axes $x = 0$ et $p = 0$ ainsi que par deux zones négatives disposées sur l'axe $x = 0$ témoignant de la non-classicité de l'état. Sa fonction de Wigner présente des oscillations périodiques, entre des valeurs positives et négatives, de période π quand on parcourt un cercle de rayon 1.

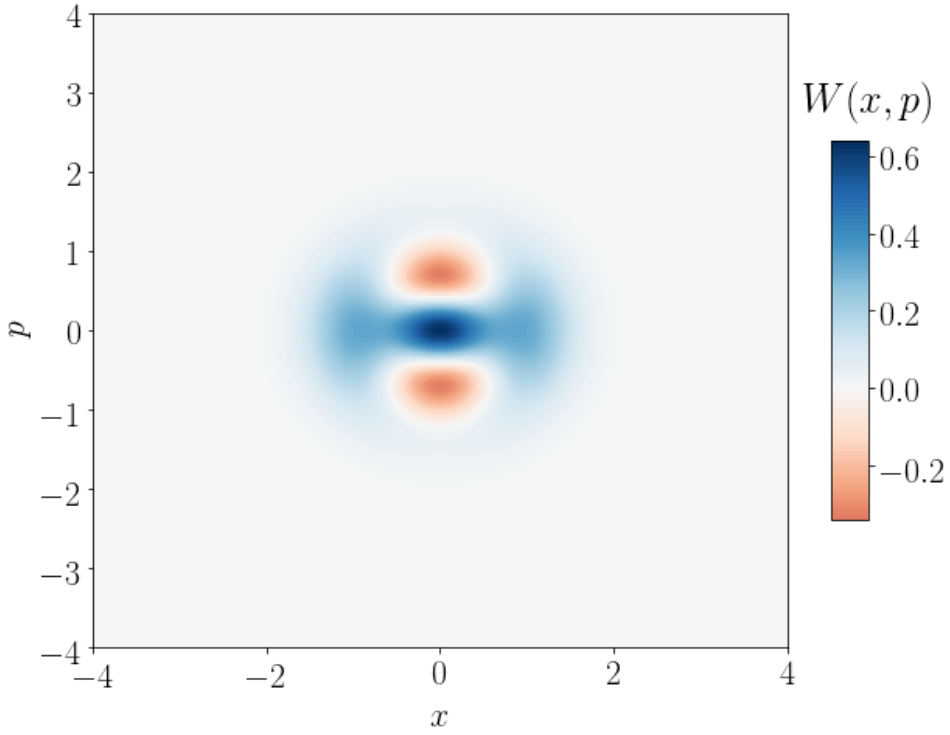


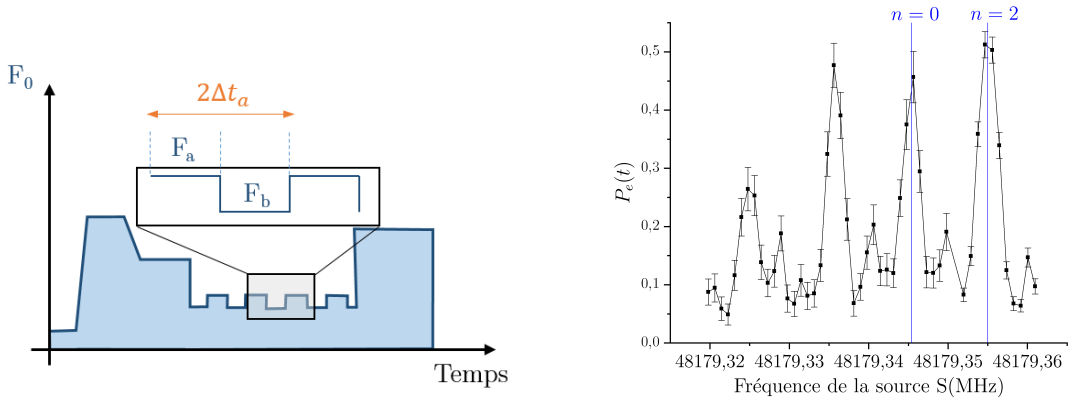
FIGURE 4.18 – Fonction de Wigner de l'état $(|0\rangle + |2\rangle)/\sqrt{2}$.

4.4.1 Principe

Le principe de l'expérience se déduit aisément de ce qui précède. En injectant initialement dans la cavité un état cohérent tel que $p(0) = p(2)$ puis en adressant durant la spectroscopie simultanément les transitions $\mathcal{T}_{-,0}$ et $\mathcal{T}_{-,2}$ nous devrions être capables de générer dans la cavité l'état $|0\rangle + |2\rangle$ une fois l'atome détecté dans l'état $|e\rangle$. Mentionnons que cette idée a également été exploitée récemment dans le domaine des circuits supraconducteurs [32].

Deux approches sont ici possibles. Il est envisageable d'une part de générer simultanément à l'aide de la source S deux fréquences micro-onde différentes, ou bien d'aborder le problème sous un autre angle et moduler directement la fréquence atomique en

gardant une seule fréquence micro-onde d'excitation. Nous avons implémenté dans notre expérience la deuxième approche.



(a) (b)

Figure 4.19 – (a) Profil en champ électrique utilisé pour générer des bandes latérales dans le spectre de la transition $|h\rangle \to |e\rangle$. La modulation est caractérisée par un motif en créneaux entre deux valeurs de champ F_a et F_b périodique de période $2\Delta t_a$. (b) Spectroscopie de la transition $|h\rangle \to |e\rangle$ lorsque la cavité est préparée dans l'état vide, en présence de la modulation précédente. On trace la probabilité P_e en fonction de la fréquence de la source. La modulation fait apparaître plusieurs bandes latérales, donc une coïncide exactement avec la position du pic associé à la transition $\mathcal{T}_{-,2}$ (trait vertical bleu).

Pour mettre en place la modulation en fréquence de la transition atomique $|h\rangle \to |e\rangle$ nous introduisons une modulation du champ électrique. La fréquence de la transition dépendant de la valeur du champ cela revient à faire une modulation de fréquence directement sur la fréquence de la transition. Au lieu du palier fixe correspondant à un désaccord $\delta/2\pi = 91\,\mathrm{kHz}$ utilisé dans les expériences précédentes le champ électrique est modulé sous forme de créneaux entre une valeur F_a et une valeur F_b avec une périodicité de période $2\Delta t_a$. Le profil correspondant est présenté sur la figure 4.19(a). Cette modulation fait apparaître des bandes latérales dans le spectre de la transition atomique $|h\rangle \to |e\rangle$. En modifiant les valeurs relatives de F_a et F_b nous pouvons modifier la hauteur relative de ces bandes latérales par rapport au pic principal et en modifiant la période de répétition du motif nous pouvons modifier l'espacement entre ces bandes latérales.

La figure 4.19(b) représente les données expérimentales associées à la spectroscopie longue de la transition $\mathcal{T}_{-,0}$ en présence de la modulation une fois ses paramètres optimisés. La cavité est initialement dans l'état vide et en dehors de la modulation les conditions expérimentales sont identiques à celles de la spectroscopie de l'état habillé associé au vide présentée sur la figure 4.4. Nous observons de part et d'autre de la fréquence ν_0, marquée par un trait bleu vertical, deux premières bandes latérales, d'amplitude comparable à la transition principale centrale, puis une troisième bande latérale à gauche d'amplitude plus faible (associée à une quatrième symétrique sur la droite que nous ne voyons pas ici). La fréquence de la première bande latérale de droite coïncide exactement avec la fréquence théorique de la transition $\mathcal{T}_{-,2}$. Les paramètres correspondant à cette optimisation sont les suivants : $F_a = 0.85\,\mathrm{V\,cm^{-1}}$, $F_b = 0.76\,\mathrm{V\,cm^{-1}}$, et $\Delta t_a = 52.6\,\mu\mathrm{s}$.

Les deux valeurs F_a et F_b correspondent à des désaccords encadrant $\delta = 91\,\text{kHz}$ de sorte que le désaccord moyen ressenti reste identique : la transition associée à $\mathcal{T}_{-,0}$ est centrée sur la même fréquence qu'en l'absence de la modulation et l'écart entre les différentes transitions $\mathcal{T}_{-,n}$ reste le même que précédemment. Ainsi, si l'état cohérent injecté initialement dans la cavité a une population non nulle dans l'état $|0\rangle$ et dans l'état $|2\rangle$, alors en fixant la source S à la fréquence ν_0 et en réalisant la longue spectroscopie nous adresserons simultanément les deux transitions $\mathcal{T}_{-,0}$ et $\mathcal{T}_{-,2}$, préparant le système expérimental dans une superposition des deux états $|-,0\rangle_\delta + |-,2\rangle_\delta$. Notons que la transition $\mathcal{T}_{-,4}$ est aussi excitée à la fréquence ν_0 mais elle correspond à une bande latérale d'ordre supérieure donc d'amplitude plus faible, et comme nous l'avons déjà mentionnés nous partons initialement d'un état cohérent tel que $p(4) \ll p(0), p(2)$ de sorte qu'elle ne joue aucun rôle.

4.4.2 Reconstruction de l'état $|0\rangle + |2\rangle$

Nous cherchons dans cette partie à reconstruire la matrice densité de l'état ainsi généré à la fin de la spectroscopie. Nous utiliserons une nouvelle fois des mesures résonnantes réalisées à l'aide du même atome conditionnellement à sa préparation dans l'état $|e\rangle$. Nous avons déjà vu, sur le cas de la reconstruction de l'état $|2\rangle$, comment déterminer les populations et la cohérence entre les états d'une même multiplicité $|e,n\rangle$ et $|g,n+1\rangle$. Nous chercherons ici en plus à avoir des informations sur la phase relative entre la composante $|0\rangle$ et la composante $|2\rangle$, et donc plus généralement entre les états $|e,n\rangle$ et $|e,n+k\rangle$. Pour cela il est nécessaire de sonder la phase du champ électromagnétique et donc, comme nous l'avons abordé au chapitre 3 lors de la caractérisation de l'état chat de Schrödinger, d'introduire un déplacement de l'état généré par un état cohérent d'amplitude α, avant de réaliser l'oscillation de Rabi. Ce déplacement correspond à l'action d'un opérateur unitaire parfaitement connu qui modifie la distribution de photons du champ d'une façon qui dépend de la phase du déplacement par rapport aux cohérences entre n et $n+1$.

4.4.2.1 Séquence expérimentale

La séquence expérimentale utilisée pour cette expérience est détaillée sur la figure 4.20.

La durée $t_\beta = 6\,\mu\text{s}$ de l'injection initiale est choisie afin de préparer un état cohérent tel que $p(0) \approx p(2)$, optimisant la statistique recueillie ainsi que la symétrie de l'état généré. L'atome est ensuite préparé dans l'état $|h\rangle$ par circularisation, puis transféré, conditionnellement à la présence de 0 et 2 photons dans le champ, dans $|e\rangle$ à l'aide d'une impulsion micro-onde classique à résonance avec la transition $\mathcal{T}_{-,0}$ en présence de la modulation décrite précédemment. Le champ électrique est ensuite rapidement varié pour mettre l'atome hors résonance. Le champ et l'atome évoluent alors librement. Si l'on souhaite sonder la cohérence de la superposition, alors l'état du champ est déplacé à l'aide d'une deuxième impulsion micro-onde générant un déplacement d'un état cohérent $|\alpha\rangle$. L'atome étant non-résonnant, son état est insensible à cette impulsion. Le système est ensuite mis à résonance pendant une durée variable t_i afin de mesurer le signal d'oscillations de Rabi entre l'atome initialement dans l'état $|e\rangle$ et le champ électromagnétique de la cavité. Les atomes sont alternativement détectés soit dans l'état $|e\rangle$ soit dans l'état $|g\rangle$ afin d'en extraire la probabilité P_g.

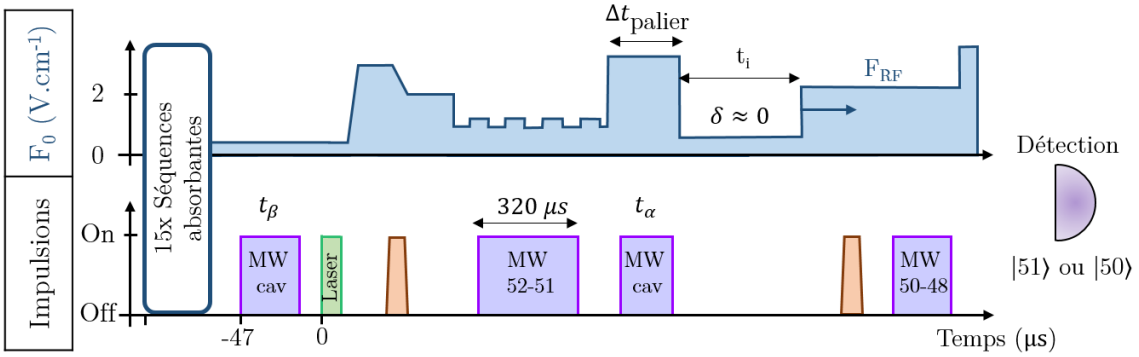


Figure 4.20 – Séquence expérimentale utilisée lors de la génération et de la caractérisation d'une superposition $|0\rangle + |2\rangle$. Le champ électrique est modulé pendant la spectroscopie de la transition $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$ afin d'adresser simultanément les transitions $\mathcal{T}_{-,0}$ et $\mathcal{T}_{-,2}$. Un déplacement éventuel d'amplitude α est ensuite ajouté, ou non, au champ de la cavité dans un régime fortement désaccordé. Enfin, le système suit des oscillations de Rabi résonnantes durant une durée d'interaction variable t_i et les atomes sont détectés soit dans l'état $|e\rangle$ soit dans l'état $|g\rangle$ afin d'en extraire la probabilité P_g.

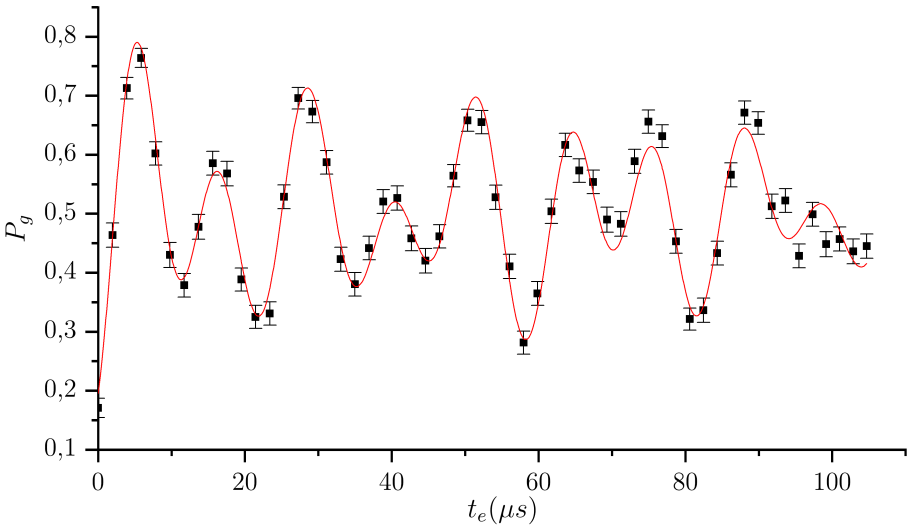
4.4.2.2 Populations

Nous nous plaçons ici dans le cas où $t_\alpha = 0$ de sorte que les oscillations de Rabi donnent directement une information sur les populations de l'état du champ généré.

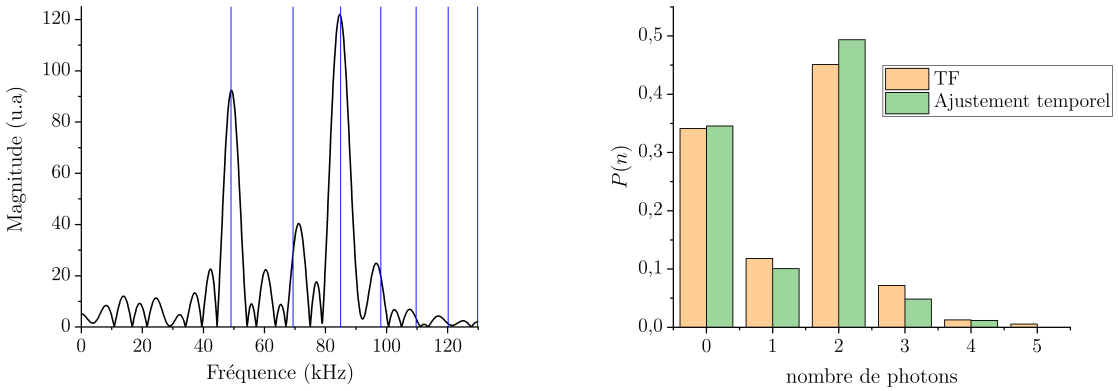
Le signal d'oscillations de Rabi est présenté en fonction du temps effectif sur la figure 4.21(a). Les points noirs sont les points expérimentaux et la courbe rouge est un ajustement selon l'équation (4.15). Nous observons clairement un battement entre deux fréquences principales, ce que la transformée de Fourier 4.21(b) met en évidence. Ce battement est dominé par deux composantes fréquentielles exactement aux fréquences de Rabi associée à $n = 0$ et à $n = 2$. Nous pouvons déduire de l'ajustement temporel et de la transformée de Fourier la distribution de photon de l'état généré. Les deux méthodes donnent ici des distributions comparables : l'état généré est dominé par une superposition légèrement déséquilbrée de $n = 2$ (45.1%) et de $n = 0$ (34.1%). Les principales contaminations sont dues à la présence de $n = 1$ (11.8%) et de $n = 3$ (7.2%), ce qui s'explique par la domination du $n = 1$ dans l'état cohérent initial (afin d'avoir $p(0) \approx p(2)$) et sa double excitation par les rebonds des sinus cardinaux du $n = 2$ et du $n = 0$ voisins.

4.4.2.3 Sonder les cohérences

Nous souhaitons sonder la cohérence de l'état préparé entre deux nombres de photons différents $|e, n\rangle$ et $|e, n+1\rangle$ et donc plus largement la cohérence de la superposition. Nous injectons pour cela, durant le régime largement désaccordé entre la spectroscopie et les oscillations de Rabi, un champ cohérent $|\alpha\rangle$ pour induire un déplacement du champ de la cavité. Nous avons remarqué sur la fonction de Wigner attendue d'une superposition idéale $(|0\rangle + |2\rangle)/\sqrt{2}$ (figure 4.18) que ses variations locales étaient particulièrement importantes sur un cercle de rayon $|\alpha| = 1$. C'est donc en sondant la fonction de Wigner sur ce cercle que nous aurons le plus d'informations sur l'état du système. Nous fixons ainsi dans la suite la durée d'injection $t_\alpha = 4.5\,\mu s$ afin d'avoir $|\alpha| = 1$ et nous varions sa phase θ définie



(a)



(b) (c)

FIGURE 4.21 – (a) Signal d'oscillations de Rabi $P_g(t_e)$ dans une superposition $(|0\rangle + |2\rangle)/\sqrt{2}$ générée par post-sélection à l'issue d'une spectroscopie conditionnelle sélective sur $n = 0$ et $n = 2$. La courbe rouge correspond à l'ajustement par une somme de sinusoïdes. (b) Transformée de Fourier du signal temporel mettant en évidence ses principales composantes fréquentielles. Les traits bleus marquent la position des fréquences de Rabi théoriques $\Omega_n/2\pi$ pour $n = 0$ jusqu'à $n = 6$. (c) Distribution de photons de l'état du champ déduite de la transformée de Fourier en regardant son intersection avec les fréquences théoriques (en orange), ainsi que celle déduite d'un ajustement temporel (en vert).

comme la phase relative par rapport à la première injection $|\beta\rangle$ avec $\beta \in \mathbf{R}$:

$$\alpha = e^{i\theta_\alpha} \ . \tag{4.25}$$

Nous avons déjà vu à travers l'équation (2.12) qu'il suffit de modifier la fréquence de l'injection pour changer la phase relative entre les deux champs cohérents injectés.

Evolution en fonction de θ pour t_i=12 µs

De façon très semblable à ce qui a été décrit en détail lors de la caractérisation de l'état chat de Schrödinger (3.4.1) il est possible d'obtenir des informations sur l'état du champ en regardant la probabilité pour l'atome d'être dans l'état $|g\rangle$, P_g, pour un temps d'interaction de Rabi judicieusement choisi. L'idée est la suivante, lorsque l'on scanne l'état dans une direction où la fonction de Wigner varie notablement, ici un cercle de rayon 1, alors cela équivaut à dire que la parité varie notablement. Par conséquent la distribution de photons varie également, ce qui influence les oscillations de Rabi temporelles.

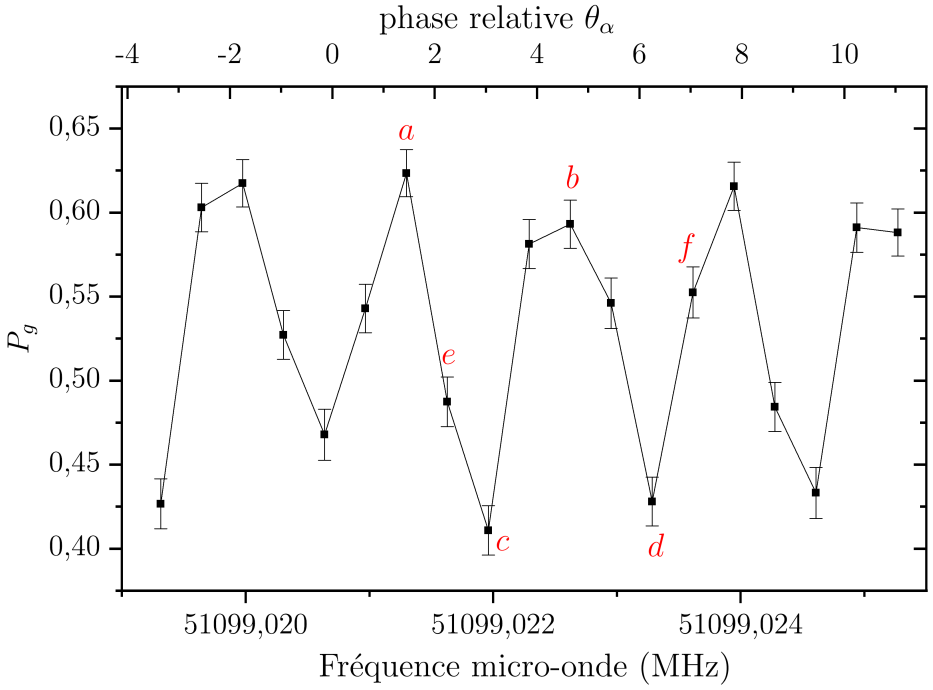


Figure 4.22 – P_g en fonction de la fréquence (axe des abscisses inférieur) des deux injections micro-onde dans le mode de la cavité et de leur phase relative θ_α (axe des abscisses supérieur), pour l'état $|0\rangle + |2\rangle$ généré par spectroscopie conditionnelle puis déplacé d'un état cohérent d'amplitude $\alpha = e^{i\theta_\alpha}$. Le temps d'interaction à résonance est fixé pour avoir $t_i = 12\,\mu s$.

En s'appuyant sur des simulations nous enregistrons ici la probabilité P_g pour un temps d'interaction de Rabi fixe égal à $t_i = 12\,\mu s$ en fonction de la phase relative de la deuxième injection par rapport à la première. Les résultats expérimentaux sont tracés sur la figure 4.22. Le signal présente comme attendu des oscillations, que l'on peut caractériser par une pseudo-période égale à π et une vraie période égale à 2π. Nous avons donc une légère asymétrie par rapport au cas d'une superposition idéale qui serait elle périodique de période π.

Oscillations de Rabi pour différents déplacements d'amplitude $\alpha = e^{i\theta_\alpha}$

Pour compléter les données recueillies en vue de la reconstruction par la méthode du maximum de vraisemblance, nous ajoutons des mesures d'oscillations de Rabi temporelles dans l'état $(|0\rangle + |2\rangle)/\sqrt{2}$ une fois déplacé par des états cohérents d'amplitude $\alpha = e^{i\theta_\alpha}$ pour différentes valeurs de θ_α correspondant à des points remarquables de la

courbe précédente 4.22 notés a, b, c, d, e et f. On a :

$$\theta_a = 1.37 \quad \theta_b = 4.57 \quad \theta_c = 3.1 \quad \theta_d = 6.3 \quad \theta_e = 2.22 \quad \theta_f = 7.01\ . \tag{4.26}$$

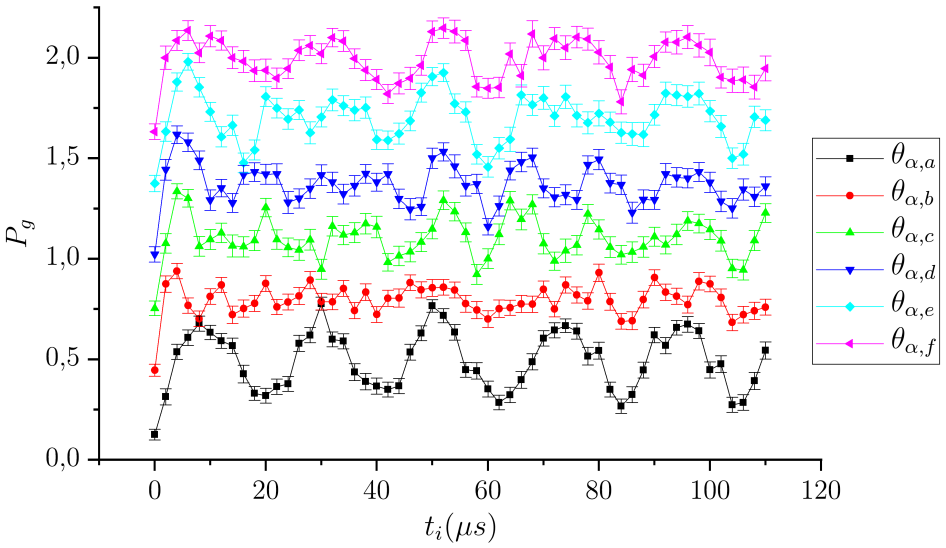


FIGURE 4.23 – Oscillations de Rabi temporelles dans l'état $(|0\rangle + |2\rangle)/\sqrt{2}$ une fois déplacé par des états cohérents d'amplitude $\alpha = e^{i\theta_\alpha}$ pour différentes valeurs de θ_α. Par souci de lisibilité les courbes sont décalées verticalement.

Les données correspondantes sont représentées sur la figure 4.23. Nous voyons en effet un comportement temporel bien distinct pour chaque valeur de θ_α choisie, témoignant des variations de la distribution de photons et donc de la fonction de Wigner sur le cercle de rayon 1.

4.4.2.4 Résultat de l'algorithme de reconstruction de vraisemblance maximale

Nous incorporons toutes les données expérimentales sondant l'état généré dans la cavité, c'est-à-dire les données présentées dans les sections 4.4.2.2 et 4.4.2.3, à un algorithme de vraisemblance maximale pour reconstruire la matrice densité du système {atome + champ} à la fin de la spectroscopie.

Nous notons à nouveau les coordonnées de la matrice densité reconstruite dans la base canonique ρ_{kl} et dans la base des états habillés au désaccord δ $\tilde{\rho}_{kl}$. L'état obtenu par reconstruction est présenté sur la figure 4.24(c) sous forme d'histogramme, où la hauteur de chaque barre verticale aux coordonnées (k, l) vaut $|\rho_{kl}|$, ainsi que sur la figure 4.24(d) où l'histogramme est projeté sur un plan pour plus de lisibilité. Sur les figures 4.16(e) et (f) est représenté le même état exprimé cette fois dans la base des états habillés au désaccord δ. Nous voyons sur la figure (f) que l'algorithme converge une nouvelle fois vers un état dans lequel les populations des états $|+, n\rangle_\delta$ sont très faibles : la proportion des contaminations $|g, n+1\rangle$ s'explique principalement par l'habillage au désaccord δ qu'une séquence de déshabillage suffira à éliminer. Pour quantifier la ressemblance de l'état généré avec l'état idéal représenté sur la figure 4.24(a) et (b), nous nous nous intéressons en particulier aux

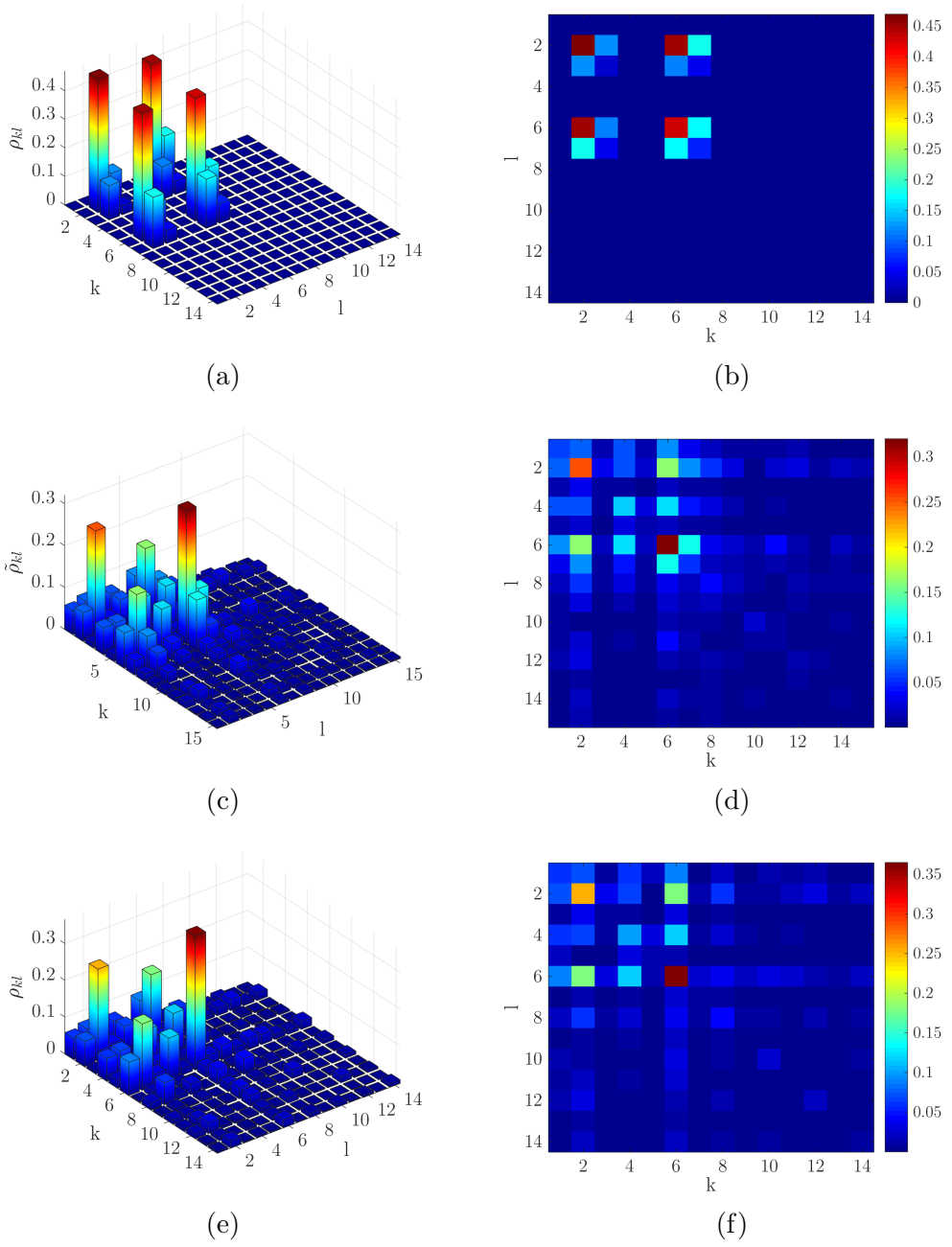


Figure 4.24 – Module des éléments de la matrice densité (a)-(b) de l'état idéal $(|-,0\rangle_\delta + |-,2\rangle_\delta)/\sqrt{2}$ exprimé dans la base canonique. (c)-(d) de l'état du système reconstruit par maximum de vraisemblance exprimé dans la base canonique. (e)-(f) de l'état du système reconstruit par maximum de vraisemblance exprimé dans la base des états habillés au désaccord δ.

éléments caractérisant les populations et la cohérence de la superposition des états $|-,0\rangle_\delta$ et $|-,2\rangle_\delta$. On a :

$$|\tilde{\rho}_{11}| = 0.36 \quad |\tilde{\rho}_{33}| = 0.25 \quad |\tilde{\rho}_{13}| = |\tilde{\rho}_{31}| = 0.16 \ . \tag{4.27}$$

La fidélité avec l'état idéal $(|0\rangle + |2\rangle)\sqrt{2}$ se calcule comme la trace du produit de la matrice

densité reconstruite par la matrice densité cible. On obtient :

$$f = 0.45 \ . \tag{4.28}$$

Le déséquilibre des populations entre l'état de Fock $n = 0$ et l'état $n = 2$ peut être compensé en modifiant les populations de l'état cohérent initial. En revanche les mesures montrent une légère perte de cohérence de la superposition : $|\tilde{\rho}_{31}| < \sqrt{|\tilde{\rho}_{11}|.|\tilde{\rho}_{33}|} = 0.3$ liée à l'environnement expérimental. En particulier il n'est pas exclus que des contributions résiduelles des vibrations diminuent la cohérence de l'état généré. Enfin, notons que l'algorithme tend à faire apparaître des contributions inférieures à 4% des états habillés $|-,7\rangle$ et $|-,8\rangle$ qui ne peuvent être présentes dans la cavité étant donné l'état cohérent initialement injecté, ce qui permet d'évaluer la précision de notre méthode de reconstruction.

Comme lors de la reconstruction de l'état $|2\rangle$ les résultats présentés ici sont des résultats préliminaires qu'il sera nécessaire d'analyser plus en profondeur. En particulier toutes les courbes sont renormalisées en amont de l'algorithme par la même loi homographique, or les paramètres peuvent légèrement changer selon la mesure effectuée, ce qui modifie le contraste des signaux expérimentaux et fait apparaître un fond dans le résultat de l'algorithme. Il est également délicat en l'état d'estimer des barres d'erreur sur le résultat de la reconstruction, ce qui nécessiterait une analyse plus approfondie.

Ceci étant, nous pouvons calculer la fonction de Wigner de l'état du champ à partir de la matrice densité reconstruite. Pour cela nous projetons l'état de l'atome sur l'état $|e\rangle$ pour récupérer une matrice densité du champ seul, correspondant à la post-sélection que nous réalisons dans les faits. Nous tronquons ensuite l'espace de Hilbert sous $N = 6$ et renormalisons l'état : la population non nulle des états avec des grands nombres de photons estimée par l'algorithme de reconstruction est un artefact du calcul. La fonction de Wigner correspondante est représentée sur la figure 4.25. Nous voyons en effet une légère asymétrie responsable de l'absence de périodicité π de la courbe 4.22 mais l'aspect général de la fonction de Wigner est très proche de celle de l'état cible 4.18.

4.5 Conclusion

En conclusion, nous avons dans ce chapitre exploité l'utilisation d'un jet d'atomes lents pour parvenir à résoudre le spectre des états habillés d'un atome et du champ en régime dispersif grâce à une longue spectroscopie de 320 µs. Dans ces conditions il est possible de résoudre les transitions associées à des états de Fock de 0 à 8 photons. Le passage d'un unique atome permet de déterminer si la cavité contient ou non un nombre de photon n_0 donné dans cet intervalle. La sélectivité d'une telle mesure a été démontrée en ajoutant une mesure résonante avec le même atome, donnant une fiabilité de plus de 70 %.

De façon complémentaire cette mesure peut être vue comme un moyen de générer dans la cavité certains états quantiques par post-sélection sur l'état atomique. Nous avons en particulier étudié le cas de l'état de Fock $|2\rangle$ et reconstruit une partie de sa matrice densité, donnant une fidélité de 74 %. Poussant plus loin cette idée, nous avons proposé une méthode pour générer des superpositions d'états de Fock en modulant la fréquence de la transition atomique. Nous avons illustré cette méthode à travers la génération d'une

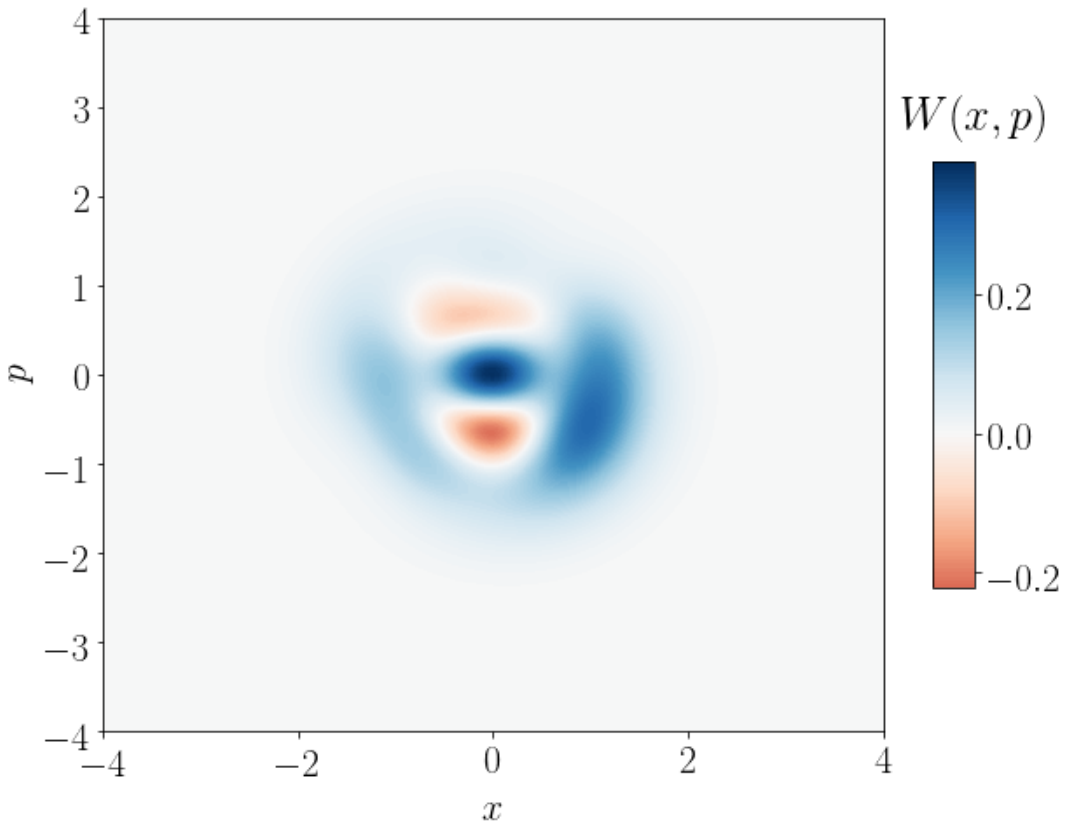


Figure 4.25 – Fonction de Wigner de l'état du champ reconstruit dans la cavité par la méthode du maximum de vraisemblance après déshabillage et projection de l'atome sur l'état $|e\rangle$.

superposition cohérente de 0 et de 2 photons dont la reconstruction de la matrice densité donne une fidélité de 45 %.

5

Conclusion et perspectives

Hagarde, elle sortit de la salle des ventes
Froissant quelques billets, dedans ses main tremblantes
Froissant quelques billets, du bout de ses doigts nus
Quelques billets froissés, pour un passé perdu

— Barbara, *Drouot*

Ce manuscrit présente les premiers résultats d'une toute nouvelle expérience d'électrodynamique quantique en cavité combinant un jet d'atomes froid et le mode électromagnétique d'une cavité supraconductrice. La construction de ce dispositif complexe dit « fontaine » a nécessité le travail de plusieurs générations d'étudiants et la mise en place de nouvelles techniques expérimentales pour s'adapter à la manipulation d'atomes lents. Le travail de thèse réuni ici s'inscrit à la fin de ce long processus, dans une phase où il a suffi de réunir les différents éléments entre eux et de les caractériser pour pouvoir ensuite prendre les toutes premières données.

Lors de l'assemblage du dispositif expérimental décrit au chapitre 2 nous sommes parvenus à régler la fontaine atomique afin de générer un jet vertical d'atomes lents monocinétique à une vitesse d'environ 9 m/s. Ces atomes sont ensuite portés dans un état de Rydberg puis circularisés directement dans la cavité supraconductrice. Le temps d'interaction entre un atome et le mode électromagnétique de la cavité est ainsi augmenté de plus d'un ordre de grandeur par rapport aux dispositifs précédents pour atteindre environ 600 µs. Pour avoir un contrôle optimal sur l'état du champ, nous avons particulièrement insisté sur l'étude de l'environnement thermique et mécanique de la cavité et démontré une importante réduction des vibrations, nécessaire afin de sonder la cohérence d'états quantiques du champ. Enfin nous avons mis au point des stratégies pour limiter les biais induits sur les populations atomiques dus au long temps de vol entre l'interaction et la détection.

Ce nouveau montage expérimental a alors pu donner ses premiers résultats. Le chapitre 3 détaille les résultats obtenus en exploitant le régime d'interaction résonant entre l'atome et le champ. Nous avons enregistré 20 périodes d'oscillations de Rabi entre une cavité vide et un atome excité sans mesurer d'atténuation, témoin d'un échange cohérent d'énergie entre l'atome et le champ sur une durée d'au moins 400 µs. Nous avons ensuite mesuré le phénomène d'effondrement et de résurgence des oscillations de Rabi dans un champ cohérent de plus de 13 photons. En interrompant l'évolution du système au temps de demi-résurgence le champ se trouve alors dans un état de type chat de Schrödinger. La génération d'un tel état d'une taille $D^2 = 43.4 \pm 0.4$ photons a alors été démontrée à travers l'observation d'une résurgence anticipée des oscillations de Rabi d'un chat de parité

bien définie. Nous avons enfin mesuré la décohérence rapide de cet état non-classique.

Dans le chapitre 4 nous avons mis en évidence l'intérêt de ce nouveau dispositif expérimental lorsque nous plaçons le système constitué de l'atome et du champ dans un régime d'interaction dispersif. Le long temps d'interaction nous permet de résoudre par spectroscopie les transitions associées aux états habillés du système pour des nombres de photons allant de $n = 0$ jusqu'à $n = 8$. La structure énergétique quantifiée du champ a ainsi été mise en évidence. En fixant la fréquence de la spectroscopie sur la transition associée à un nombre de photon donné nous avons alors montré que nous réalisons une mesure sélective parmi les états de Fock avec une fidélité de plus de 70 %. En post-sélectionnant sur l'état atomique cette mesure peut à son tour être utilisée pour générer des états quantiques du champ. Cette méthode a été implémentée avec succès comme en témoigne la reconstruction d'une superposition d'états de Fock $(|0\rangle + |2\rangle)/\sqrt{2}$.

Ces différents résultats sont les premiers issus de l'expérience « fontaine », et ils sont pour certains encore préliminaires, mais ils apparaissent comme très encourageants. L'augmentation du temps d'interaction permet d'enchaîner deux mesures avec le même atome, que ce soit des mesures résonante ou dispersive, ce qui permet à la fois de préparer un état quantique du champ à l'aide un atome unique puis de le sonder en utilisant le même atome.

Perspectives

La résolution spectroscopique des états habillés ouvre la voie à l'implémentation de la dynamique Zénon quantique sur le champ de la cavité, décrite dans l'introduction. Pour cela il est nécessaire de répéter à une fréquence importante la mesure sélective sur un nombre de photon. La durée actuelle d'une séquence expérimentale, de 13 ms, est trop longue pour cela. La détection de l'état atomique n'est pas nécessaire pour observer la dynamique Zénon : il est donc possible de se passer du temps de vol de l'atome jusqu'au détecteur. Cependant, cela reste essentiel de ne pas avoir deux atomes simultanément dans le mode de la cavité, et il faudrait donc envisager de détruire l'atome une fois son interaction terminée, par exemple par ionisation, afin d'augmenter le taux de répétition de la mesure.

D'un autre côté la génération d'états quantiques du champ comme un chat de Schrödinger de grande taille ou une superposition de deux états de Fock démontre la possibilité d'utiliser notre dispositif expérimental pour faire de l'ingénierie d'états quantiques. Ces états sont cependant fortement sensibles aux processus de décohérence, et comme nous l'avons vu en détail dans le cas du chat, convergent rapidement vers des mélanges statistiques sans cohérence quantique. L'implémentation d'une méthode de *reservoir engineering* [56, 57] exploitant un jet d'atomes de vitesse intermédiaire atteignable avec l'expérience fontaine pourra permettre de préparer et de maintenir un état chat de Schrödinger dans le mode du champ. Cette méthode peut en principe ensuite se généraliser à d'autres états quantiques.

Sachant qu'il est possible de réaliser des paires de miroirs tel que le temps de vie du mode électrmagnétique est de plus de 100 ms, les expériences décrites dans ce manuscrit ne sont limitées que par le temps d'interaction entre le champ et l'atome. En l'augmentant, nous augmentons la résolution spectrale et pouvons ainsi adresser des transitions

associées à des nombres de photons plus important. Dans le cas idéal nous imaginons la situation d'atomes immobiles au centre de la cavité ce qui peut être approché en utilisant la mélasse à 3 dimensions montée sur la fontaine atomique et pour l'instant non utilisée. L'atome étant statique, l'inhomogénéité du champ électrique et la forme du mode de la cavité ne seraient alors plus sources d'élargissement du signal permettant d'atteindre une résolution en théorie infinie. Cette idée d'atomes de Rydberg immobiles au centre d'une cavité peut être extrapolée au domaine de la simulation quantique. Nous avons ainsi envisagé un nouveau montage expérimental [42] dans lequel des atomes de Rydberg circulaires se retrouvent piégés au sein d'une cavité contrôlant leurs modes de radiation. Le temps de vie des atomes est alors augmenté et la manipulation de son état vibrationnel permet en principe de réaliser des expériences de simulation quantique.

Le champ de l'électrodynamique quantique en cavité a durant les dernières décennies permis d'explorer en profondeur les principes fondateurs de la mécanique quantique. Le dispositif utilisé dans notre groupe a largement participé à cette exploration, atteignant sa limite dans le temps d'interaction limité entre l'atome et le champ. L'augmentation du temps d'interaction obtenu grâce au dispositif fontaine permet de faire un pont vers des enjeux plus actuels davantage tournés vers l'application des principes quantiques comme par exemple l'ingéniérie d'états et leur stabilisation ou encore la simulation quantique.

Bibliographie

[1] E. Schrödinger. *Die Gegenwärtige Situation in Der Quantenmechanik*. Naturwissenschaften **23** (1935), 807-812 (cf. p. 7).

[2] W. H. Zurek. *Pointer Basis of Quantum Apparatus : Into What Mixture Does the Wave Packet Collapse ?* Physical Review D **24.6** (1981), 1516-1525 (cf. p. 8).

[3] D. F. Walls et G. J. Milburn. *Effect of Dissipation on Quantum Coherence*. Physical Review A **31.4** (1985), 2403-2408 (cf. p. 8).

[4] A. J. Leggett, S. Chakravarty, A. T. Dorsey, M. P. A. Fisher, A. Garg et W. Zwerger. *Dynamics of the Dissipative Two-State System*. Reviews of Modern Physics **59.1** (1987), 1-85 (cf. p. 8).

[5] W. H. Zurek. "Decoherence and the Transition from Quantum to Classical — Revisited". *Quantum Decoherence : Poincaré Seminar 2005*. Progress in Mathematical Physics. Basel : Birkhäuser Basel, 2007, p. 1-31 (cf. p. 8).

[6] A. Tonomura, J. Endo, T. Matsuda, T. Kawasaki et H. Ezawa. *Demonstration of Single-electron Buildup of an Interference Pattern*. American Journal of Physics **57.2** (1989), 117-120 (cf. p. 8).

[7] D. W. Keith, M. L. Schattenburg, H. I. Smith et D. E. Pritchard. *Diffraction of Atoms by a Transmission Grating*. Physical Review Letters **61.14** (1988), 1580-1583 (cf. p. 8).

[8] S. Gerlich, S. Eibenberger, M. Tomandl, S. Nimmrichter, K. Hornberger, P. J. Fagan, J. Tüxen, M. Mayor et M. Arndt. *Quantum Interference of Large Organic Molecules*. Nature Communications **2** (2011), 263 (cf. p. 8).

[9] A. Aspect, P. Grangier et G. Roger. *Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem*. Physical Review Letters **47.7** (1981), 460-463 (cf. p. 8).

[10] A. Aspect, P. Grangier et G. Roger. *Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment : A New Violation of Bell's Inequalities*. Physical Review Letters **49.2** (1982), 91-94 (cf. p. 8).

[11] A. Aspect, J. Dalibard et G. Roger. *Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time- Varying Analyzers*. Physical Review Letters **49.25** (1982), 1804-1807 (cf. p. 8).

[12] M. Arndt, O. Nairz, J. Voss-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw et A. Zeilinger. *Wave-Particle Duality of C60 Molecules*. Nature **401** (1999), 680-682 (cf. p. 8).

[13] J. E. Mooij, T. P. Orlando, L. Levitov, L. Tian, C. H. van der Wal et S. Lloyd. *Josephson Persistent-Current Qubit*. Science **285.5430** (1999), 1036-1039 (cf. p. 8).

[14] J. R. Friedman, V. Patel, W. Chen, S. K. Tolpygo et J. E. Lukens. *Quantum Superposition of Distinct Macroscopic States*. Nature **406.6791** (2000), 43 (cf. p. 8).

[15] M. S. Chapman, T. D. Hammond, A. Lenef, J. Schmiedmayer, R. A. Rubenstein, E. Smith et D. E. Pritchard. *Photon Scattering from Atoms in an Atom Interferometer : Coherence Lost and Regained*. Physical Review Letters **75.21** (1995), 3783-3787 (cf. p. 8).

[16] T. Pfau, S. Spälter, C. Kurtsiefer, C. R. Ekstrom et J. Mlynek. *Loss of Spatial Coherence by a Single Spontaneous Emission*. Physical Review Letters **73.9** (1994), 1223-1226 (cf. p. 8).

[17] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King et D. J. Wineland. *A "Schrödinger Cat" Superposition State of an Atom*. Science **272.5265** (1996), 1131-1136 (cf. p. 8).

[18] M. Brune, E Hagley, J Dreyer, X Maitre, A. Maali, C. Wunderlich, J. Raimond et S Haroche. *Observing the Progressive Decoherence of the "Meter" in a Quantum Measurement*. Physical Review Letters **77.24** (1996), 4887-4890 (cf. p. 8, 50).

[19] P. W. Shor. *Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer*. SIAM Journal on Computing **26.5** (1997), 1484-1509. arXiv : quant-ph/9508027 (cf. p. 9).

[20] L. K. Grover. *Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack*. Physical Review Letters **79.2** (1997), 325-328 (cf. p. 9).

[21] M. Hillery, V. Buzek et A. Berthiaume. *Quantum Secret Sharing*. Physical Review A **59.3** (1999), 1829-1834. arXiv : quant-ph/9806063 (cf. p. 9).

[22] O. Morin, K. Huang, J. Liu, H. Le Jeannic, C. Fabre et J. Laurat. *Remote Creation of Hybrid Entanglement between Particle-like and Wave-like Optical Qubits*. Nature Photonics **8.7** (2014), 570-574 (cf. p. 9).

[23] W. Muessel, H. Strobel, D. Linnemann, D. B. Hume et M. K. Oberthaler. *Scalable Spin Squeezing for Quantum-Enhanced Magnetometry with Bose-Einstein Condensates*. Physical Review Letters **113.10** (2014), 103004 (cf. p. 9).

[24] O. Hosten, N. J. Engelsen, R. Krishnakumar et M. A. Kasevich. *Measurement Noise 100 Times Lower than the Quantum-Projection Limit Using Entangled Atoms*. Nature **529.7587** (2016), 505-508 (cf. p. 9).

[25] A. Facon, E.-K. Dietsche, D. Grosso, S. Haroche, J.-M. Raimond, M. Brune et S. Gleyzes. *A Sensitive Electrometer Based on a Rydberg Atom in a Schrödinger-Cat State*. Nature **535.7611** (2016), 262-265 (cf. p. 9).

[26] G. Rempe. *Atoms in an Optical Cavity : Quantum Electrodynamics in Confined Space*. Contemporary Physics **34.3** (1993), 119-129 (cf. p. 9).

[27] L.-M. Duan et H. J. Kimble. *Scalable Photonic Quantum Computation through Cavity-Assisted Interactions*. Physical Review Letters **92.12** (2004), 127902 (cf. p. 9).

[28] G. Rempe. *Optical Cavity Quantum Electrodynamics*. CLEO/Europe - EQEC 2009 - European Conference on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics Conference. 2009, 1-1 (cf. p. 9).

[29] B. Hacker, S. Welte, S. Daiss, A. Shaukat, S. Ritter, L. Li et G. Rempe. *Deterministic Creation of Entangled Atom–Light Schrödinger-Cat States*. Nature Photonics **13.2** (2019), 110 (cf. p. 9).

[30] M. Hofheinz, E. M. Weig, M. Ansmann, R. C. Bialczak, E. Lucero, M. Neeley, A. D. O'Connell, H. Wang, J. M. Martinis et A. N. Cleland. *Generation of Fock States in a Superconducting Quantum Circuit*. Nature **454.7202** (2008), 310-314 (cf. p. 9).

[31] M. Hofheinz, H. Wang, M. Ansmann, R. C. Bialczak, E. Lucero et al. *Synthesizing Arbitrary Quantum States in a Superconducting Resonator*. Nature **459.7246** (2009), 546-549 (cf. p. 9).

[32] W. Wang, L. Hu, Y. Xu, K. Liu, Y. Ma, S.-B. Zheng, R. Vijay, Y. P. Song, L.-M. Duan et L. Sun. *Converting Quasiclassical States into Arbitrary Fock State Superpositions in a Superconducting Circuit*. Physical Review Letters **118.22** (2017), 223604 (cf. p. 9, 147).

[33] G. Kirchmair, B. Vlastakis, Z. Leghtas, S. E. Nigg, H. Paik, E. Ginossar, M. Mirrahimi, L. Frunzio, S. M. Girvin et R. J. Schoelkopf. *Observation of Quantum State Collapse and Revival Due to the Single-Photon Kerr Effect*. Nature **495.7440** (2013), 205-209 (cf. p. 9, 50).

[34] B. Vlastakis, G. Kirchmair, Z. Leghtas, S. E. Nigg, L. Frunzio, S. M. Girvin, M. Mirrahimi, M. H. Devoret et R. J. Schoelkopf. *Deterministically Encoding Quantum Information Using 100-Photon Schrodinger Cat States*. Science **342.6158** (2013), 607-610 (cf. p. 9, 50, 116).

[35] L. Bretheau, P. Campagne-Ibarcq, E. Flurin, F. Mallet et B. Huard. *Quantum Dynamics of an Electromagnetic Mode That Cannot Contain N Photons*. Science **348.6236** (2015), 776-779 (cf. p. 9).

[36] R. Vijay, C. Macklin, D. H. Slichter, S. J. Weber, K. W. Murch, R. Naik, A. N. Korotkov et I. Siddiqi. *Stabilizing Rabi Oscillations in a Superconducting Qubit Using Quantum Feedback*. Nature **490.7418** (2012), 77-80 (cf. p. 9).

[37] P. Campagne-Ibarcq, E. Flurin, N. Roch, D. Darson, P. Morfin, M. Mirrahimi, M. H. Devoret, F. Mallet et B. Huard. *Persistent Control of a Superconducting Qubit by Stroboscopic Measurement Feedback*. Physical Review X **3.2** (2013), 021008 (cf. p. 9).

[38] S. Kuhr, S. Gleyzes, C. Guerlin, J. Bernu, U. B. Hoff et al. *Ultrahigh Finesse Fabry-Pérot Superconducting Resonator*. Applied Physics Letters **90.16** (2007), 164101 (cf. p. 9).

[39] H. Labuhn, D. Barredo, S. Ravets, S. de Léséleuc, T. Macrì, T. Lahaye et A. Browaeys. *Tunable Two-Dimensional Arrays of Single Rydberg Atoms for Realizing Quantum Ising Models*. Nature **534.7609** (2016), 667-670 (cf. p. 9).

[40] H. Bernien, S. Schwartz, A. Keesling, H. Levine, A. Omran et al. *Probing Many-Body Dynamics on a 51-Atom Quantum Simulator*. Nature **551.7682** (2017), 579-584 (cf. p. 9).

[41] H. Levine, A. Keesling, A. Omran, H. Bernien, S. Schwartz, A. S. Zibrov, M. Endres, M. Greiner, V. Vuletić et M. D. Lukin. *High-Fidelity Control and*

Entanglement of Rydberg-Atom Qubits. Physical Review Letters **121**.**12** (2018), 123603 (cf. p. 9).

[42] T. L. Nguyen, J. M. Raimond, C. Sayrin, R. Cortiñas, T. Cantat-Moltrecht et al. *Towards Quantum Simulation with Circular Rydberg Atoms*. Physical Review X **8**.**1** (2018), 011032 (cf. p. 9, 159).

[43] 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*. Physical Review Letters **76**.**11** (1996), 1800-1803 (cf. p. 10, 100).

[44] P. Bertet, S. Osnaghi, A. Rauschenbeutel, G. Nogues, A. Auffeves, M. Brune, J. M. Raimond et S. Haroche. *A Complementarity Experiment with an Interferometer at the Quantum–Classical Boundary*. Nature **411**.**6834** (2001), 166 (cf. p. 10).

[45] G. Nogues, A. Rauschenbeutel, S. Osnaghi, M. Brune, J. M. Raimond et S. Haroche. *Seeing a Single Photon without Destroying It*. Nature **400**.**6741** (1999), 239 (cf. p. 10).

[46] 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*. Physical Review Letters **94**.**11** (2005), 113601 (cf. p. 10).

[47] 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*. Physical Review Letters **112**.**8** (2014), 080401 (cf. p. 10).

[48] 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**.**7156** (2007), 889-893 (cf. p. 10).

[49] C. Sayrin, I. Dotsenko, X. Zhou, B. Peaudecerf, T. Rybarczyk et al. *Real-Time Quantum Feedback Prepares and Stabilizes Photon Number States*. Nature **477**.**7362** (2011), 73-77 (cf. p. 11).

[50] 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*. Physical Review Letters **108**.**24** (2012), 243602 (cf. p. 11).

[51] 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**.**7212** (2008), 510-514 (cf. p. 11, 123).

[52] T. Meunier, S. Gleyzes, P. Maioli, A. Auffeves, G. Nogues, M. Brune, J. M. Raimond et S. Haroche. *Rabi Oscillations Revival Induced by Time Reversal : A Test of Mesoscopic Quantum Coherence*. Physical Review Letters **94**.**1** (2005), 010401 (cf. p. 12).

[53] J. F. Poyatos, J. I. Cirac et P. Zoller. *Quantum Reservoir Engineering with Laser Cooled Trapped Ions*. Physical Review Letters **77**.**23** (1996), 4728-4731 (cf. p. 12).

[54] C. J. Villas Boas, F. R. de Paula, R. M. Serra et M. H. Y. Moussa. *Proposal to Produce Long-Lived Mesoscopic Superpositions through an Atom–Driven Field Interaction*. Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics **5**.**5** (2003), 391-395 (cf. p. 12).

[55] J. H. Lee et H. Seok. *Quantum Reservoir Engineering through Quadratic Optomechanical Interaction in the Reversed Dissipation Regime*. Physical Review A **97**.**1** (2018), 013805 (cf. p. 12).

[56] A. Sarlette, J. M. Raimond, M. Brune et P. Rouchon. *Stabilization of Nonclassical States of the Radiation Field in a Cavity by Reservoir Engineering*. Physical Review Letters **107**.**1** (2011), 010402 (cf. p. 12, 158).

[57] A. Sarlette, Z. Leghtas, M. Brune, J. M. Raimond et P. Rouchon. *Stabilization of Nonclassical States of One- and Two-Mode Radiation Fields by Reservoir Engineering*. Physical Review A **86**.**1** (2012), 012114 (cf. p. 12, 158).

[58] P. Facchi, V. Gorini, G. Marmo, S. Pascazio et E. C. G. Sudarshan. *Quantum Zeno Dynamics*. Physics Letters A **275**.**1** (2000), 12-19 (cf. p. 13).

[59] 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**.**3** (2012), 032120 (cf. p. 13).

[60] D. Grosso. *Des Atomes Froids Pour Sonder et Manipuler Des Photons Piégés*. Thesis. Paris 6, 2017 (cf. p. 14, 53, 89, 129).

[61] S. Haroche et J.-M. Raimond. *Exploring the Quantum*. Oxford University Press, 2006.

[62] R. J. Glauber. *Coherent and Incoherent States of the Radiation Field*. Physical Review **131**.**6** (1963), 2766-2788.

[63] J. Gea-Banacloche. *Collapse and Revival of the State Vector in the Jaynes-Cummings Model : An Example of State Preparation by a Quantum Apparatus*. Physical Review Letters **65**.**27** (1990), 3385-3388.

[64] J. Gea-Banacloche. *A New Look at the Jaynes-Cummings Model for Large Fields : Bloch Sphere Evolution and Detuning Effects*. Optics Communications **88**.**4-6** (1992), 531-550.

[65] T. Meunier. *Oscillations de Rabi induites par un renversement du temps : un test de la cohérence d'une superposition quantique mésoscopique*. thesis. Paris 6, 2004.

[66] V. Bužek, A. Vidiella-Barranco et P. L. Knight. *Superpositions of Coherent States : Squeezing and Dissipation*. Physical Review A **45**.**9** (1992), 6570-6585.

[67] D. Adam Steck. *Rubidium 87 D Line Data* (2003) (cf. p. 59).

[68] A. Signoles, E. K. Dietsche, A. Facon, D. Grosso, S. Haroche, J. M. Raimond, M. Brune et S. Gleyzes. *Coherent Transfer between Low-Angular-Momentum and Circular Rydberg States*. Physical Review Letters **118**.**25** (2017), 253603 (cf. p. 71, 73).

[69] K. W. Taconis, J. J. M. Beenakker, A. O. Nier et L. T. Aldrich. *Measurements Concerning the Vapor-Liquid Equilibrium of Solutions of He 3 in He 4 below 2.19K*. Physical Review **75**.**12** (1949), 1966 (cf. p. 82).

[70] J. D. Fuerst. *An Investigation of Thermally Driven Acoustical Oscillations in Helium Systems*. Low Temperature Engineering and Cryogenics Conference. Southampton, 1990 (cf. p. 82).

[71] M. S. Kim et V. Bužek. *Schrödinger-Cat States at Finite Temperature : Influence of a Finite-Temperature Heat Bath on Quantum Interferences*. Physical Review A **46**.**7** (1992), 4239-4251.

[72] R. Birrittella, K. Cheng et C. C. Gerry. *Photon-Number Parity Oscillations in the Resonant Jaynes–Cummings Model*. Optics Communications **354** (2015), 286-290.

[73] S. Deléglise. *Reconstruction Complète d'états Non-Classiques Du Champ En Électro Dynamique Quantique En Cavité*. Thesis. Paris 6, 2009 (cf. p. 143).

[74] A. I. Lvovsky et M. G. Raymer. *Continuous-Variable Optical Quantum-State Tomography*. Reviews of Modern Physics **81**.**1** (2009), 299-332 (cf. p. 143).

[75] A. I. Lvovsky. *Iterative Maximum-Likelihood Reconstruction in Quantum Homodyne Tomography*. Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics **6**.**6** (2004), S556-S559 (cf. p. 143).