



HAL
open science

ATOMES ET CAVITÉ : PRÉPARATION ET MANIPULATION D'ÉTATS INTRIQUÉS COMPLEXES

Arno Rauschenbeutel

► **To cite this version:**

Arno Rauschenbeutel. ATOMES ET CAVITÉ : PRÉPARATION ET MANIPULATION D'ÉTATS INTRIQUÉS COMPLEXES. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2001. Français. NNT : . tel-00000826

HAL Id: tel-00000826

<https://theses.hal.science/tel-00000826>

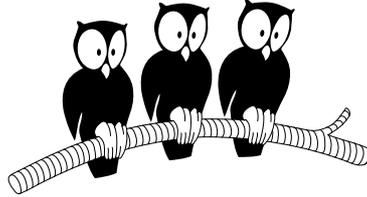
Submitted on 16 Oct 2001

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.

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

LABORATOIRE KASTLER BROSEL



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
spécialité : Physique Quantique

présentée par
Arno RAUSCHENBEUTEL

pour obtenir le grade de Docteur
de l'Université Paris VI

Sujet de la thèse :
**ATOMES ET CAVITÉ : PRÉPARATION ET MANIPULATION
D'ÉTATS INTRIQUÉS COMPLEXES**

Soutenue le 2 mai 2001 devant le jury composé de :

Pr. A. ASPECT	Rapporteur
Pr. R. BLATT	
Pr. B. GIRARD	Président, Rapporteur
Pr. J.-M. RAIMOND	Directeur de thèse

Remerciements

Je suis heureux de pouvoir dire que les travaux présentés dans ce mémoire constituent «ma thèse». En même temps, je suis bien conscient du fait que ces travaux n'ont pu être réalisés que parce qu'un grand nombre de personnes y ont contribué. Il m'est donc important d'exprimer ma gratitude envers chacune d'entre elles et de les assurer que leur contribution, directe ou indirecte, a été d'un grand secours.

Les expériences de ma thèse ont été réalisées au Laboratoire Kastler Brossel durant la période 1997–2000. Je remercie vivement Michèle Leduc et Elisabeth Giacobino de m'y avoir accueilli et de m'avoir fait bénéficier d'excellentes conditions de recherche.

Je remercie Alain Aspect et Bertrand Girard d'avoir accepté la charge de rapporteur malgré les très courts délais qui leur ont été imposés. Je remercie Rainer Blatt de l'intérêt qu'il a porté à ce travail en acceptant de faire partie du jury de thèse.

J'ai eu la chance de travailler dans le groupe de recherche sur l'«Électrodynamique quantique des systèmes simples», dirigé par Serge Haroche. Etre son étudiant m'a apporté bien plus que l'occasion de pouvoir participer à une expérience extraordinaire et de pouvoir bénéficier de ses excellentes qualités de pédagogue. J'ai aussi pu voir qu'il est possible de mener une recherche de très haut niveau tout en faisant preuve d'autocritique et de modestie. Faire de la recherche dans une telle atmosphère m'a permis d'acquérir plus de maturité—en tant que physicien aussi bien que personne.

Jean-Michel Raimond a dirigé cette thèse. Sa disponibilité constante, son enthousiasme, son incroyable imagination scientifique ainsi que sa bonne humeur ont été un vrai moteur pour ce travail. Merci aussi, Jean-Michel, pour les nombreuses fois où tu m'a prêté une oreille attentive.

Michel Brune était toujours disponible quand notre dispositif expérimental ne voulait plus obéir aux apprentis physiciens et réclamait «son maître». C'est à peine croyable, mais j'affirme qu'il connaît vraiment tous les boutons de cette machine... Ce qui est encore plus impressionnant est sa connaissance profonde de la physique qui se cache derrière les effets et paramètres expérimentaux. Je le remercie de m'avoir communiqué une partie de ses connaissances. Finalement, je lui dois, ainsi qu'à Jean-Michel, un grand nombre de corrections et d'améliorations du présent texte. Je les en remercie également vivement.

Pendant toute ma période «active» en salle de manip, j'ai eu un combattant fidèle dans la lutte de tous les jours contre Murphy : Gilles Nogues. Nous avons partagé les expériences frustrantes («Ça marche mieux quand on branche...»), le suspense («Jusqu'ici tout va bien...») et la joie («Ça marche!!!»). Je ne pourrais pas imaginer un collègue plus convivial et plus compétent. Je suis d'autant plus heureux que nous avons pu établir une amitié qui, j'espère, durera.

J'ai également eu le plaisir de travailler avec Stefano Osnaghi et Patrice Bertet, les thésards qui m'ont suivi sur l'expérience. Ils m'ont accompagné pendant les nuits de manip les plus dures ainsi que dans la forêt des géants. Je les en remercie. Les rencontres entre les autres thésards de «S15» et moi étaient moins longues mais aussi enrichissantes. J'en remercie Xavier Maître, Sébastien Bize, Alexia Auffèves et Paolo Maioli.

Merci aussi à Philippe Goy et Michel Gross pour leur disponibilité et leur gentillesse.

Sans les nombreux prêts de matériel micro-onde, mais surtout sans leur aide constante en électronique et technique micro-onde les expérience n'auraient jamais pu avancer de cette façon.

Je tiens aussi à remercier tous les membres de l'équipe «Microsphères» qui constitue l'autre moitié de notre groupe de recherche : Valérie Lefèvre-Seguin et Jean Hare pour leur gentillesse et leur intérêt ainsi que Pierre Desbiolles, Wolf von Klitzing, Romain Long et Sébastien Steiner pour les nombreuses discussions intéressantes et divertissantes lors des pauses café de midi.

Je remercie aussi les services techniques du laboratoire et du département de physique. Merci en particulier à Lionel Pérennes et André Clouqueur, ainsi qu'à Patrick Giron pour l'électronique. Merci encore à Bruno Fabre, Jean Outrequin, Pascal Travers, Xavier Dollat, Benoît Lemaire, Jean-Claude Guillaume, Jean Lagadec, Michel Quidu, Jean-Claude Paindorge, Rémi Fert, Jack Olejnik, Denis Douillet, Jean-François Point et Didier Courtiade.

Depuis sa dernière fermeture, notre dispositif expérimental a consommé plus de dix mille litres d'hélium liquide et une quantité encore plus impressionnante d'azote liquide. Il a donc demandé une attention permanente du service cryogénie. Merci à Samir Ben Youssef et Sébastien Chavin pour leur extrême disponibilité et leur bonne humeur. Merci beaucoup également à Zohra Ouyassoun et Geneviève Piard pour leur énorme travail au secrétariat du laboratoire.

La rédaction d'un mémoire de thèse ainsi que la vie en général ne se déroulent pas toujours d'une façon tout à fait prévisible. En conséquence, je me trouvais dans la situation gênante d'avoir accepté une position d'assistant dans le groupe de recherche de Dieter Meschede à Bonn sans avoir soutenu ma thèse. Je le remercie énormément de m'avoir quand même accueilli dans son équipe et de m'avoir accordé le temps qu'il me fallait pour finir cette étape.

Düsseldorf, avril 2001.

Table des matières

Table des matières	i
Table des Figures	iv
Liste des tableaux	viii
Introduction	1
1 Rappels théoriques	15
1.1 Le Hamiltonien de Jaynes-Cummings	15
1.2 Le Hamiltonien en représentation d'interaction	16
1.3 L'évolution temporelle du système	18
1.3.1 Le cas résonnant	19
1.3.2 Le cas «très désaccordé»	20
1.3.3 Des temps d'interaction remarquables	21
$\Omega_0 t_{\text{eff}} = \pi$: échange cohérent d'un quantum d'énergie	21
$\Omega_0 t_{\text{eff}} = \pi/2$: intrication atome–champ	22
$\Omega_0 t_{\text{eff}} = 2\pi$: déphasage d'un état quantique	22
1.4 L'impulsion 2π de Rabi : les effets physiques	23
1.4.1 Une expérience de pensée sensible à l'impulsion 2π de Rabi	23
1.4.2 Réalisation de l'expérience de pensée dans notre dispositif expérimental	24
1.4.3 Interprétation en termes de la logique quantique	25
1.5 L'interféromètre de Ramsey	26
1.5.1 Le signal interférométrique	27
1.5.2 Effet d'un déphasage cohérent de l'état atomique	28
1.5.3 Effet d'un déphasage incohérent de l'état atomique	29

2	Le dispositif expérimental	31
2.1	Description générale	31
2.1.1	Motivation	31
2.1.2	Schéma du système expérimental	31
2.2	Les atomes de Rydberg circulaires	36
2.2.1	Propriétés	37
	Les états utilisés et les fréquences de transition	37
	Un moment dipolaire électrique exceptionnellement grand	38
	Une longue durée de vie	38
	Propriétés des états de Rydberg circulaires dans un champ statique électrique ou magnétique	39
	Des transitions à deux niveaux	41
	Choix des niveaux	41
	Résumé	41
2.2.2	La préparation	43
2.2.3	La sélection de vitesse	45
	Les lasers de pompage optique	45
	La sélection de vitesse par temps de vol	47
	Le contrôle du nombre moyen d'atomes par échantillon atomique	49
2.2.4	La détection	50
2.3	La cavité supraconductrice	52
2.3.1	Propriétés générales	53
2.3.2	La dissipation du champ dans la cavité	55
2.3.3	La fermeture de la cavité par l'anneau	57
3	Expériences préliminaires	61
3.1	Les oscillations de Rabi quantiques	61
3.1.1	L'accord de la fréquence de la cavité sur la transition atomique	62
3.1.2	Le contrôle du temps d'interaction atome-champ par effet Stark	63
3.1.3	Le signal expérimental	65
3.2	L'interféromètre de Ramsey	67
3.2.1	Réalisation dans notre expérience	67
	Réglage de l'interféromètre pour la transition à un photon	68
	Réglage de l'interféromètre pour la transition à deux photons	74
3.3	Le refroidissement du champ dans la cavité	80

3.3.1	Motivation	80
3.3.2	Réalisation	83
	Principe	83
	La séquence expérimentale	84
	L'atome sonde	85
3.3.3	Résultats	85
	La performance de la méthode de refroidissement	85
	La relaxation vers l'équilibre thermique	86
4	Réalisation expérimentale d'une dynamique quantique conditionnelle	89
4.1	Définition d'une «porte de phase quantique conditionnelle»	89
4.2	Principe du déphasage accordable	90
4.3	Expériences	91
4.3.1	Déphasage d'une cohérence atomique	91
	La séquence expérimentale	92
	Analyse des résultats	93
4.3.2	Déphasage d'une cohérence du champ	97
4.3.3	L'absorption résiduelle comme limitation de notre PP	100
4.4	Conclusions	101
5	Préparation d'un état intriqué à trois systèmes quantiques	105
5.1	La classe des états équivalents à l'état GHZ	106
5.2	La séquence expérimentale de préparation de l'état GHZ	107
5.2.1	Quelques détails techniques	108
5.3	La séquence expérimentale de détection de l'état GHZ	109
5.3.1	Détection des corrélations longitudinales : l'expérience I	110
5.3.2	Résultat de l'expérience I	111
5.3.3	Détection des corrélations transversales : l'expérience II	113
	Quelques détails techniques	115
5.3.4	Résultat de l'expérience II	115
5.4	Fidélité, séparabilité et distillabilité de l'état préparé	118
5.4.1	Estimation de la fidélité	119
5.4.2	Une première approche de la question de l'intrication	121
5.4.3	Une analyse plus profonde	122

Séparabilité et partitions de trois systèmes en deux et trois sous-ensembles	122
Propriétés d'un ensemble particulier d'états à trois spin-1/2	122
Un critère pour la séparabilité et la distillabilité de l'état préparé	124
Estimation pessimiste	124
5.5 Conclusions	127
5.6 Perspectives	128
5.6.1 Téléportation inconditionnelle d'un état quantique	128
Schéma théorique	128
Quelques remarques	130
5.6.2 Un test de la mécanique quantique	131
L'argument GHZ	131
Quelques remarques concernant l'interprétation de l'argument GHZ	133
Application de l'argument au cas de notre expérience	133
5.6.3 Préparation d'un état de Mermin à N systèmes quantiques	136
Principe de la séquence expérimentale	137
Quelques remarques	137
A Détails de la préparation et de la détection de l'état GHZ	141
A.1 Les impulsions micro-ondes	141
A.1.1 La préparation	141
A.1.2 Les impulsions d'analyse	143
L'expérience I	143
L'expérience II	143
A.2 Déphasage de l'état atomique par effet Stark	146
A.2.1 Le problème	146
A.2.2 Idée de la solution	146
A.2.3 Réalisation expérimentale : l'impulsion de champ Stark	148
A.2.4 Une analyse plus détaillée de la dynamique de l'état du système A_1 - A_2 - C après l'impulsion de champ Stark	149
A.2.5 L'atome sonde	150
Bibliographie	153

Table des figures

1	Oscillations de Rabi quantiques d'un atome excité dans une cavité vide . . .	9
1.1	Définition des axes géométriques de l'expérience	18
1.2	Expérience de pensée pour mesurer le déphasage lors d'une impulsion 2π de Rabi	24
1.3	Principe de l'interféromètre de Ramsey	27
2.1	Schéma du dispositif expérimental dans son ensemble.	32
2.2	Schéma des niveaux de Rydberg circulaires utilisés pour nos expériences. . .	37
2.3	Diagramme d'énergie Stark des deux niveaux de Rydberg $n=50$ et $n=51$ de l'atome d'hydrogène pour $m \geq 0$	42
2.4	Circularisation des états de Rydberg	44
2.5	Disposition des lasers de sélection de vitesse	46
2.6	Mesure de la distribution de vitesse des atomes avec sélection de vitesse par effet Doppler	47
2.7	Principe de la sélection de vitesse par temps de vol	48
2.8	Résultat de la sélection de vitesse par temps de vol.	49
2.9	Zone de détection des atomes	51
2.10	Signal d'ionisation des atomes en fonction de la tension appliquée sur la cathode du condensateur de détection	51
2.11	Géométrie de la cavité.	53
2.12	Comparaison entre une cavité fermée par un anneau et une cavité ouverte .	57
2.13	Photo de l'anneau qui ferme la cavité	58
2.14	Principe des passages pour les atomes à travers l'anneau	59
3.1	Probabilité P_g pour un atome de subir une transition du niveau e vers le niveau g en fonction de la fréquence de la cavité	63
3.2	Variation de la fréquence atomique au cours du temps en fonction du champ électrique \mathbf{E} dans la cavité	64
3.3	Signal théorique et expérimental des oscillations de Rabi	66

3.4	Principe de fonctionnement du nouvel interféromètre de Ramsey.	68
3.5	Amplitude du champ Ramsey en fonction de la position dans la structure cavité–anneau	69
3.6	Localisation précise des ventres du champ Ramsey	71
3.7	Transfert du niveau g vers le niveau i en fonction de l’amplitude du champ micro-onde	72
3.8	Franges de Ramsey obtenues sur la transition $g \leftrightarrow i$	73
3.9	Intensité du champ Ramsey $e \leftrightarrow i$ en fonction de la position dans la struc- ture cavité–anneau	75
3.10	Potentiels électriques appliqués aux miroirs et à l’anneau.	76
3.11	Mesure du transfert du niveau e vers i en fonction de la position et de la fréquence	77
3.12	Mesure de la fréquence de la transition $e \leftrightarrow i$ en fonction du potentiel central appliqué à l’anneau	78
3.13	Franges de Ramsey obtenues en réglant l’interféromètre sur la transition $e \leftrightarrow i$	79
3.14	Expérience de franges de Ramsey préparant et analysant une superposition des états $ e\rangle$ et $ g\rangle$	81
3.15	Franges de Ramsey à six photons	82
3.16	Signal atomique en fonction du temps d’arrivée sur le détecteur	84
3.17	Absorption du champ résiduel par l’atome sonde en fonction du nombre d’échantillons absorbants.	86
3.18	Absorption du champ résiduel par l’atome sonde en fonction du délai après la procédure de refroidissement	87
4.1	Taux d’absorption théorique en fonction du désaccord atome–cavité δ	91
4.2	Diagramme spatio-temporel représentant la mesure du déphasage d’une cohérence atomique lors de l’interaction avec un photon	92
4.3	Probabilité P_g pour la détection de l’atome PP dans le niveau g en fonction de la fréquence des impulsions de Ramsey	94
4.4	Franges de Ramsey sans imperfections expérimentales pour différents nom- bres de photons dans C	95
4.5	Déphasage conditionnel de la cohérence atomique en fonction du désaccord $\delta/2\pi$	96
4.6	Diagramme spatio-temporel représentant la mesure du déphasage d’une cohérence du champ lors de l’interaction avec un atome	97
4.7	Déphasage d’un petit champ cohérent	99

4.8	Absorption résiduelle de la porte de phase quantique conditionnelle en fonction du désaccord $\delta/2\pi$.	100
4.9	Séquence temporelle du refroidissement du mode de la cavité	102
5.1	Diagramme spatio-temporel représentant la préparation d'un état GHZ	108
5.2	Diagramme spatio-temporel représentant la détection des corrélations longitudinales	111
5.3	Résultat expérimental de la détection des corrélations longitudinales	112
5.4	Diagramme spatio-temporel représentant la détection des corrélations transversales	114
5.5	Résultat expérimental de la détection des corrélations transversales	116
5.6	Diagramme spatio-temporel représentant la téléportation inconditionnelle d'un état quantique	128
5.7	Diagramme spatio-temporel représentant la préparation d'un état de Mermin à six systèmes quantiques	138
A.1	L'expérience I : déroulement temporel des impulsions micro-onde	142
A.2	L'expérience II : déroulement temporel des impulsions micro-onde	144
A.3	L'expérience II : couplage atome-cavité et accord par méthode Stark	147
A.4	Résultats d'un calcul numérique de la dynamique du système A_1-A_2-C	151

Liste des tableaux

2.1	Distances entre les différents éléments de l'expérience	34
2.2	Probabilité $P(n_{\text{at}})$, d'avoir n_{at} atomes dans un paquet atomique en fonction du nombre moyen d'atomes préparés \bar{n}_{at}	50
2.3	Rugosité de la surface des miroirs maximale tolérée pour un facteur de qualité donné	55
3.1	Probabilité de trouver n_{ph} photons dans la cavité en fonction du nombre moyen de photons thermiques, \bar{n}_{ph}	85

Introduction

Selon la mécanique quantique, après une interaction mutuelle, l'état de deux systèmes quantiques n'est en général pas séparable. Cela signifie que la représentation quantique des degrés de liberté des deux sous-systèmes qui ont participé à l'interaction nécessite en général un état qui ne peut pas être exprimé comme un produit tensoriel de deux états, chacun représentant les degrés de liberté d'un seul sous-système. Par contre, l'état du système composé est une superposition de tels états produits : on dit alors que les degrés de liberté qui ont interagi sont intriqués. D'un point de vue expérimental cela implique que les deux sous-systèmes ne peuvent plus être considérés comme indépendants : une mesure effectuée sur les degrés de liberté d'un des deux systèmes détermine aussi l'état de l'autre—quelles que soient la mesure et la distance entre les systèmes.

Ce seul fait ne semble pas étonnant. Prenons pour exemple une partie de billard et supposons les conditions initiales suivantes : les positions de la boule blanche et de la boule rouge ainsi que l'impulsion de la boule rouge (qui est immobile) sont connues. Par contre (et c'est malheureusement souvent le cas), l'impulsion de la blanche n'est contrôlée qu'avec incertitude. Il est donc impossible de prédire l'état de la boule blanche ou de la rouge après la collision. Tout ce que l'on sait est qu'un état final donné de la blanche (ou de la rouge) implique un et un seul état final de l'autre boule, c'est-à-dire que les états finaux des deux boules sont parfaitement corrélés. Une description de l'état des deux boules après la collision est donc donnée par une distribution probabiliste d'états corrélés à deux boules. Il est important d'insister sur le fait que, bien que l'état d'une seule boule après la collision soit inconnu, il est néanmoins possible de le déterminer par l'intermédiaire de l'autre boule. On peut alors connaître avec certitude l'état (position et impulsion) de la boule rouge—par exemple—après la collision sans la perturber, car la mesure correspondante s'effectue sur la blanche.

On trouve donc une corrélation parfaite entre les résultats d'une mesure d'une quantité physique effectuée sur deux systèmes après leur interaction non seulement dans la théorie quantique mais aussi dans le monde dit «classique». Mais, bien qu'une telle corrélation parfaite n'ait rien de choquant d'un point de vue «classique», elle pose, comme nous allons le voir, des problèmes importants dans la théorie quantique. Ces problèmes ont conduit Einstein, Podolsky et Rosen (EPR) en 1935 à la conclusion qu'une description quantique de la réalité physique ne peut pas être complète [EPR35]. Ils arrivent à cette conclusion en analysant les prédictions de la mécanique quantique pour un état intriqué à deux particules qu'ils proposent. Cet état est construit de façon à ce qu'il implique, d'après les prédictions de la mécanique quantique, les corrélations suivantes : une mesure de la position (ou de l'impulsion) de chacune des deux particules détermine la position

(ou l'impulsion) de l'autre.

Les corrélations entre les deux particules de cet état EPR sont même encore plus fortes : la mécanique quantique prédit en fait que l'état EPR n'est pas seulement corrélé quand nous effectuons une mesure sur les deux particules dans les bases $\{|x^1\rangle, |x^2\rangle\}$ et $\{|p_x^1\rangle, -|p_x^2\rangle\}$, x^i et p_x^i dénotant respectivement la position et l'impulsion de la particule i . Nous trouvons également des corrélations parfaites dans un nombre infini d'autres bases conjuguées, comme, par exemple, $\{(1/\sqrt{2})(|x^1\rangle + |p_x^1\rangle), (1/\sqrt{2})(|x^2\rangle - |p_x^2\rangle)\}$ et $\{(1/\sqrt{2})(|x^1\rangle - |p_x^1\rangle), (1/\sqrt{2})(|x^2\rangle + |p_x^2\rangle)\}$. Nous allons voir que les corrélations fortes dans une multitude de bases ont, dans la suite, joué un rôle important concernant l'interprétation de l'argument de EPR et de ses conséquences. Par contre, EPR eux-mêmes ne les utilisaient pas dans leur raisonnement.

Ce raisonnement et les hypothèses, que EPR employaient, peuvent être résumés comme suit : selon la mécanique quantique, on peut déterminer la position ou l'impulsion de la seconde particule en faisant une mesure sur la première particule. A l'instant de cette mesure les deux particules peuvent être arbitrairement éloignées et n'interagissent plus. La mesure réalisée sur la première particule ne peut alors pas changer l'état de la deuxième (hypothèse de la localité). La position et l'impulsion de la seconde particule sont donc des éléments de réalité physique car il est possible de prédire leurs valeurs avec certitude sans perturber la seconde particule (hypothèse de la réalité). Mais, dans la théorie quantique, les observables position et impulsion ne commutent pas. Il est donc impossible d'écrire un état quantique qui représente un système possédant des valeurs bien définies pour les deux observables position et impulsion à la fois—un fait qui s'exprime d'une façon quantitative dans l'inégalité de Heisenberg. Selon EPR, la mécanique quantique ne peut alors pas être complète car il existe des éléments de réalité physique que la mécanique quantique ne peut pas décrire (hypothèse de la complétude théorique). Les hypothèses de la localité et de la réalité devraient être suffisamment claires dans leur contexte. L'hypothèse de la complétude théorique dit que, pour chaque élément de la réalité physique, il doit se trouver un élément correspondant dans la théorie physique si cette théorie est considérée comme complète. L'ensemble des trois hypothèses (localité, réalité et complétude théorique) peut être appelé «le programme EPR».

Il faut insister sur le fait que, malgré leur conclusion, EPR ne prétendaient pas que la mécanique quantique était incorrecte. Ils considéraient plutôt qu'un état quantique est une description incomplète qui permet des prédictions statistiques sur des systèmes qui sont toutefois intrinsèquement différents. De plus, ils suggéraient l'idée d'un état complet—plus riche que l'état quantique—qui fournirait une explication plus satisfaisante intuitivement pour les corrélations fortes prédites par la mécanique quantique.

Dans la suite, plusieurs propositions visèrent à introduire des théories à «variables cachées» comme alternatives à la mécanique quantique [Boh51, Boh52, BH93]. Mais, en 1964, Bell démontre que le programme EPR contredit en soi les prédictions de la mécanique quantique pour un système composé de deux sous-systèmes [Bel64]. Ces deux sous-systèmes peuvent être très simples—Bell utilisait dans son raisonnement des particules de spin-1/2.¹ La contradiction se manifeste dans le théorème de Bell qui déduit à partir

¹ C'est Bohm qui introduisit en 1951 l'utilisation de deux particules de spin-1/2 pour une expérience de pensée à la EPR en partant de l'état $(|\uparrow_1, \downarrow_2\rangle - |\downarrow_1, \uparrow_2\rangle)/\sqrt{2}$, (les indices représentent les deux particules

du programme EPR une inégalité qui est violée par certaines prédictions statistiques de la mécanique quantique. «Statistique» dans ce contexte veut dire que les prédictions concernent des corrélations imparfaites ou statistiques ; c'est-à-dire qu'une mesure sur un système ne détermine pas le résultat d'une mesure sur l'autre système mais permet plutôt de connaître les probabilités de plusieurs résultats.

L'importance du théorème de Bell ne peut pas être surestimée : il met des hypothèses philosophiques sous une forme qui permet de les comparer de façon quantitative avec une théorie physique—et en déduit une contradiction. Grâce à cette contradiction, il devint possible de concevoir des expériences dont les résultats ne peuvent pas être à la fois en accord avec la mécanique quantique et le programme EPR (le théorème a été généralisé pour l'adapter à ces situations expérimentales [KS67, CHSH69, CS78, HR83, BS90, Har92a]). Plus d'une douzaine de tests ont été réalisés et les résultats confirment les prédictions de la mécanique quantique de manière éclatante [FC72, KUW75, Cla76, FT76, WLB76, LRM76, BDM77, AGR81, AGR82, ADR82, OM88, KMWZ95, BBMH97].

Deux développements récents doivent être ajoutés pour compléter ce petit récapitulatif historique (qui restera tout de même incomplet). En 1989, Greenberger, Horne et Zeilinger (GHZ) ont démontré le théorème de Bell dans une nouvelle variante en analysant un système composé de trois (ou plus) particules de spin-1/2 [GHZ89, GHZ90]. Contrairement au théorème dans sa version originale et aux généralisations dérivées de celui-ci, la démonstration de GHZ de l'incompatibilité de la mécanique quantique avec le programme EPR se sert de corrélations parfaites au lieu de corrélations statistiques. En conséquence, l'argument GHZ n'est pas basé sur une inégalité : c'est l'existence-même des corrélations parfaites qui contredit le programme EPR. Je donnerai une variante de cet argument dans la section 5.6.2 de ce mémoire. Dans la même section, nous verrons que l'analyse d'une expérience qui vise à tester l'argument GHZ ne peut pas se passer d'inégalités, malgré le fait que l'argument GHZ n'en utilise pas.

La démonstration du théorème de Bell «à la GHZ» a certains avantages. Tout d'abord le raisonnement, surtout dans la version de Mermin ([Mer90b], voir la section 5.6.2), est concis et facile à retenir. De plus, l'argument suggère directement une expérience de pensée et peut même être testé expérimentalement. Un tel test a été réalisé récemment au moyen d'un état intriqué à quatre photons [BPD+99, PBD+00]. Dans cette expérience, les corrélations désirées ont été trouvées en post-sélectionnant un sous-ensemble des événements de détection de quatre photons. En général, on peut dire que la course à la réalisation de la situation GHZ dans les laboratoires a initié un nouveau type d'expériences de corrélation à plusieurs particules.

Dans un but plus appliqué, le principe de la superposition et le phénomène de l'intrication ont mené à l'émergence d'une théorie de traitement quantique de données [BD00]. Dans le traitement de données conventionnel, l'information est codée par des «bits» classiques, c'est-à-dire dans des unités physiques auxquelles on peut attribuer deux états booléens, 0 et 1 , et qui se trouvent, à tout instant, dans un de ces deux états. L'idée de la théorie du traitement quantique de données est maintenant d'utiliser à la place de ces bits classiques des systèmes quantiques à deux niveaux (des «qubits») comme porteurs d'information.

et $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ sont les deux états du spin-1/2 relatif à un axe de quantification arbitraire) [Boh51]. C'est cet état qui est plutôt connu aujourd'hui comme «l'état EPR».

Les états booléens classiques sont représentés par deux états orthogonaux du qubit, $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Contrairement à un bit classique un qubit peut donc aussi exister dans des superpositions cohérentes, comme par exemple $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ ou $(|0\rangle - |1\rangle)/\sqrt{2}$. De plus, deux ou plusieurs qubits peuvent exister dans un état intriqué comme $(|0_1, 1_2\rangle - |1_1, 0_2\rangle)/\sqrt{2}$. Dans ce cas, les qubits individuels ne sont alors plus dans un état défini.

Le traitement d'information sous cette forme ouvre des nouvelles possibilités. Quelques-unes de ces possibilités ont déjà été éprouvées au cours d'expériences : dans la téléportation quantique, un état quantique inconnu est transféré entre deux qubits dont l'un n'a jamais été dans la proximité de l'autre [BBC⁺93, BPM⁺97, BBM⁺98, FSB⁺98]. Pour cela, les deux parties, \mathcal{A} et \mathcal{B} , qui veulent réaliser la téléportation, doivent «partager» les deux qubits d'une paire EPR. La partie \mathcal{A} , qui tient en plus le qubit dont l'état inconnu est à téléporter, mesure l'état de ses deux qubits dans la base de Bell, c'est-à-dire dans une base d'états intriqués à deux qubits. Cette mesure projette, à une transformation unitaire $U(R)$ près, l'état du qubit de la partie \mathcal{B} sur l'état inconnu. Cette transformation $U(R)$ dépend en fait du résultat R de la mesure que \mathcal{A} a effectuée. \mathcal{A} peut donc communiquer ce résultat R par des moyens classiques à \mathcal{B} , afin que \mathcal{B} transforme, en effectuant $U(R)$, l'état de son qubit dans l'état à téléporter.

Une deuxième application, qui a déjà été réalisée dans l'expérience, est la distribution quantique des clés cryptographiques [BBE92, ROT94, JSW⁺00, NPW⁺00, TBZG00]. Elle repose sur le fait qu'il n'est possible ni de dupliquer un état quantique inconnu [WZ82] (ce fait est communément appelé le théorème de non-clonage) ni, selon l'axiome de la mesure quantique, de l'observer sans le perturber. Ces deux points combinés avec les corrélations EPR rendent possible la génération et la distribution de clés cryptographiques par des moyens quantiques en étant presque parfaitement sûr que la distribution n'a pas été «écoutée» clandestinement par une troisième partie. Il est intéressant de mentionner que la téléportation quantique est tout à fait en accord avec le théorème de non-clonage ci-dessus : l'état du qubit initial n'a pas été dupliqué mais transféré d'un qubit à l'autre. Et l'état du qubit n'a pas été observé sans être perturbé non plus, car l'information classique qui a été acquise par \mathcal{A} et transférée à \mathcal{B} concerne une mesure dans une base intriquée à deux qubits qui ne nous renseigne pas sur l'état d'un des deux qubits individuels.

Il a même été suggéré d'effectuer des calculs avec des qubits [Llo95, EJ96, BEZ00]. Les opérations booléennes, comme NON et NON-contrôlé, utilisées pour un calcul classique seraient, dans ce cas, remplacées par des «portes logiques quantiques», c'est-à-dire par des transformations unitaires qui agissent sur les états des qubits. L'avantage d'un tel calcul quantique serait que l'évaluation d'une fonction pourrait être effectuée sur plusieurs valeurs d'entrée à la fois en préparant, comme état d'entrée, une superposition cohérente d'états correspondant à ces valeurs. L'algorithme d'évaluation se composerait de transformations unitaires et respecterait donc cette superposition. L'état de sortie serait alors une superposition cohérente des valeurs de la fonction à calculer.

Il n'est toutefois pas évident de tirer un avantage de ce calcul quantique «parallèle» : une mesure sur l'état de sortie ne peut donner qu'une de ces valeurs de fonction. Une approche naïve reviendrait alors finalement à n'effectuer l'évaluation que sur une des valeurs d'entrée.² Une approche moins naïve profiterait de l'interférence quantique entre

²En plus, on ne saurait pas a priori laquelle des valeurs d'entrée sera évaluée dans une réalisation

les différents «chemins» parallèles du calcul pour changer les amplitudes des états dans la superposition de sortie. Avec cette méthode, la probabilité d'extraire une information pertinente peut être «amplifiée» par interférence constructive.

Cette astuce est le secret de l'algorithme de Shor qui permet de factoriser de très grands nombres entiers [Sho94]. Pour ce problème, le temps de calcul des algorithmes classiques connus à ce jour augmente de manière exponentielle avec la taille (en bits) du nombre à factoriser. La sécurité des schémas de cryptographie utilisés dans le monde entier repose en effet sur l'énorme difficulté de la factorisation. Shor a découvert que son algorithme quantique résout le même problème en un temps qui augmente seulement de manière polynomiale. L'algorithme de Shor serait alors exponentiellement plus rapide que les meilleures algorithmes classiques connus et rendrait les schémas actuels de cryptographie obsolètes.

Seulement deux autres problèmes ont été découverts qui seraient résolus plus rapidement par un algorithme quantique que par les algorithmes classiques : le problème du logarithme discret (trouver x tel que $b^x \bmod m = y$, où b , m et y sont des nombres entiers ; ce problème est essentiellement équivalent au problème de la factorisation des nombres entiers) et la recherche d'un élément parmi les N éléments d'une liste désordonnée (les algorithmes classiques mettent un temps proportionnel à N tandis que l'algorithme quantique de Grover [Gro97] résout le problème dans un temps $\propto \sqrt{N}$).

Nous pouvons donc constater, déjà avant même toute discussion sur la faisabilité, que l'utilité d'un «ordinateur quantique» serait très restreinte. Pourtant, toute une discipline «d'informatique quantique» s'est formée autour de ce concept théorique. Dans le cadre de ce mémoire, les commentaires sur ce développement doivent se concentrer sur le point de vue physique. Et, de ce point de vue, la probabilité qu'un algorithme quantique soit un jour implémenté dans un ordinateur quantique et résolve en plus un vrai problème plus rapidement que les ordinateurs ordinaires est pour des raisons fondamentales très faible.

Le fait est qu'un tel ordinateur quantique devrait manipuler une superposition géante d'états de qubits d'entrée et respecter la cohérence entre les différents termes pour pouvoir tirer un avantage des effets d'interférence quantique. Lors du calcul, l'état des qubits deviendrait intriqué. Mais la cohérence d'un tel état intriqué serait extrêmement sensible au couplage à l'environnement : la relaxation d'un seul qubit peut déjà détruire cette cohérence, indispensable pour le calcul. Cet effet, connu comme la décohérence [Zur91], est plus qu'un détail technique : on peut dire qu'il marque la frontière entre le monde quantique (où des superpositions d'états existent) et le monde classique (où les superpositions ne sont jamais observées). C'est Erwin Schrödinger en 1935 qui mit son doigt sur le problème de cette frontière classique/quantique en concevant, dans un esprit provocateur, une expérience de pensée préparant un chat dans une superposition cohérente des états mort et vivant [Sch35]. Grâce à un travail important de recherche, qui a été effectué depuis, nous comprenons mieux aujourd'hui les mécanismes qui mènent à la décohérence d'une telle superposition d'états macro- ou mésoscopiques (et qui transforment donc le chat de Schrödinger en un chat qui est soit mort, soit vivant). En exploitant ce savoir, on peut certainement, avec un effort technique, réussir à réduire le taux de décohérence d'un système donné ou corriger les erreurs introduites par la décohérence [Sho95, Ste96, Sho97]. Mais il y a des limites fixées par la physique. Et si cette physique ne change pas, un or-

dinateur quantique à grande échelle sera très vraisemblablement, avant qu'il n'ait fait le moindre calcul, marqué par le même destin que le chat de Schrödinger [Lan95, Unr95].

Malgré ces objections, il faut reconnaître que la recherche fondamentale en mécanique quantique profite beaucoup des concepts introduits par les spécialistes de l'informatique quantique. Tout d'abord—et ceci est déjà un point de grande importance—un langage commode et concis a été établi autour de ces concepts. Cela nous permet de décrire, en utilisant la même terminologie, des expériences qui sont a priori très différentes au niveau des systèmes physiques qu'elles utilisent. Ce langage commun rend plus facile l'identification des points communs et des différences entre ces branches de recherche de la physique fondamentale et renforce une fertilisation mutuelle. Deuxièmement, étant donné que l'intrication est au coeur du concept théorique d'un ordinateur quantique et que la décohérence est sa principale ennemie, un travail théorique important a été consacré à la compréhension et au contrôle de ces effets. En particulier, la question de la caractérisation d'états «partiellement intriqués» a été entamée, c'est-à-dire des mélanges statistiques qui contiennent aussi, à côté de l'état intriqué désiré, une partie non-corrélée. On peut alors espérer que l'étude de simples portes logiques quantiques et de l'intrication entre quelques qubits aidera les physiciens à mieux comprendre, en se reposant sur de «vraies» expériences, les problèmes les plus profonds de la mécanique quantique qui, au niveau conceptuel et théorique, ont déjà été mis en évidence par ses fondateurs : la non-localité et la décohérence.

Il y a deux conditions principales pour la réalisation de telles expériences : premièrement, pour pouvoir détecter un effet d'intrication, il faut préparer un ensemble de systèmes suffisamment large dans exactement le même état quantique intriqué. Cela demande un contrôle parfait des conditions expérimentales d'une préparation à l'autre. Deuxièmement, une fois que le système est préparé dans l'état intriqué, il doit être extrêmement bien isolé. Cela est nécessaire, parce qu'un couplage des degrés de liberté intriqués à un environnement fluctuant incontrôlable causerait une décohérence qui finalement transformerait l'état intriqué en un mélange statistique [Zur91, Lan95, Unr95].

Il existe plusieurs systèmes physiques qui permettent de remplir ces conditions. Dans le premier type d'expérience, le système entier ainsi que l'intrication sont créés dans un processus spontané. De cette façon, des paires et récemment même des quadruplets de photons, intriqués au niveau de leur polarisation, ont été créés dans des cascades radiatives [FC72, KUW75, Cla76, FT76, WLB76, LRM76, BDM77, AGR81, AGR82, ADR82] où par la conversion paramétrique dans des cristaux non-linéaires [OM88, KMWZ95, BBMH97, PBD⁺00]. Une fois créés, les photons se propagent dans l'espace libre (ou dans un milieu transparent comme dans des fibres optiques) et sont donc presque parfaitement isolés de l'environnement. De plus, en utilisant des éléments d'optique réfractive, la polarisation des photons peut être mesurée avec une très bonne précision et il existe des détecteurs qui permettent de détecter des photons uniques avec une efficacité importante. Ainsi, ces expériences permettent de préparer et d'observer des états fortement intriqués et de tester les prédictions de la mécanique quantique avec une très haute précision (cf. les références ci-dessus).

Concernant le traitement quantique de l'information, la téléportation quantique [BBC⁺93, BPM⁺97, BBM⁺98] et la distribution de clés cryptographiques [BBE92, ROT94, JSW⁺00,

[NPW⁺00, TBZG00] ont été effectuées avec des paires de photons intriqués. Pourtant, à ce jour, une porte quantique, un ingrédient essentiel pour la préparation et la manipulation d'états intriqués «sur mesure», n'a pas encore été réalisée. Le problème est qu'il serait très difficile, expérimentalement, de provoquer une interaction forte entre deux photons.

L'autre branche d'expériences repose sur une interaction mutuelle entre des systèmes quantiques préexistant (comme des noyaux atomiques, des ions piégés ou des atomes neutre dans une cavité). Ces expériences cherchent donc à préparer des états intriqués par des opérations réversibles et contrôlés. Pour cela, la dynamique due au couplage entre les systèmes doit dominer tous les processus dissipatifs. Autrement dit, le temps que le système met à devenir intriqué doit être beaucoup plus court que le temps de relaxation du système. C'est en fait cette condition, qui pose le plus de problèmes expérimentalement, car des systèmes qui sont fortement couplés entre eux sont en général aussi fortement couplés à leur environnement.

De ce point de vue, la résonance magnétique nucléaire (RMN) a l'avantage d'avoir un temps de relaxation de l'état de spin des noyaux qui est relativement long. Le système a donc été proposé pour effectuer des opérations logiques quantiques [GC97, CFH97]. Dans cette direction, des démonstrations simples ont été réalisées [JMH98, CPM⁺98]. Cependant, à ce jour, ces expériences de RMN fonctionnent avec des échantillons macroscopiques et les systèmes manipulés sont des spins effectifs qui sont portés chacun par tout un ensemble de particules de spin près de l'équilibre thermique. En conséquence, les résultats de ces expériences peuvent être interprétés sans supposer de l'intrication [BCJ⁺99]. De plus, une détection de l'état d'un spin (effectif) individuel n'a pas encore été réalisée et la méthode ne peut pas, même en principe, être généralisée à un grand nombre de spins.

Dans le cas d'ions piégés dans un piège radio-fréquence de Paul, le couplage entre les particules est assuré par leurs modes de vibration collectifs (et donc par leur interaction de Coulomb). De l'intrication entre les sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental a été réalisée pour une pair d'ions [TWK⁺98] et, plus récemment, pour quatre ions [SKK⁺00]. Dans ces expériences, le couplage fort a été obtenu en fixant la distance entre les ions à quelques micromètres. Il a aussi été proposé de réaliser des algorithmes quantiques avec des ions dans un piège linéaire [CZ95]. Le fonctionnement d'une porte logique quantique de type «NON-contrôlé» agissant sur deux qubits, portés respectivement par deux sous-niveaux hyperfins et deux états vibrationnels d'un seul ion, a été démontré [MMK⁺95a], mais il n'a pas été vérifié que cette porte produisait des états de sortie intriqués.

Le fait que les ions interagissent par la force de Coulomb les rend aussi sensibles aux champs électriques parasites. En conséquence, des potentiels fluctuants sur les électrodes du piège chauffent les degrés de liberté vibrationnels [TKK⁺00] et causent de la décohérence. Pour cette raison, les expériences mentionnées ci-dessus se servent de modes vibrationnels autres que celui du centre de masse, car ces modes sont moins fortement chauffés [TWK⁺98, SKK⁺00]. En revanche, ces modes sont aussi moins bien adaptés concernant la généralisation des schémas expérimentaux à des plus grands nombres d'ions.

Un deuxième problème vient de la petite distance entre les ions, requise pour le couplage fort : elle rend difficile le fait d'adresser les ions individuellement avec des faisceaux laser. Cependant, cela est nécessaire pour la préparation d'états intriqués sans restrictions. Concernant ce problème, des progrès importants ont été faits [NLR⁺99, NRR⁺00]. Mais

jusqu'à maintenant, l'intrication a été obtenue dans des processus collectifs agissant à la fois sur les deux ou quatre ions.

C'est dans ce contexte que se présente ce travail de thèse qui porte sur la préparation et la manipulation cohérente d'états intriqués dans le cadre d'une expérience d'électrodynamique quantique en cavité. Je décrirai deux expériences qui ont pour sujet la démonstration du fonctionnement cohérent d'une porte logique quantique [RNO⁺99] et l'application de cette porte pour la préparation d'un état intriqué à trois systèmes quantiques du type GHZ [RNO⁺00]. Dans mon mémoire, je mettrai l'accent sur les différents outils expérimentaux qui sont à notre disposition pour préparer des états intriqués matière–lumière, pour manipuler de manière cohérente ces états intriqués et, finalement, pour analyser l'intrication. Ces outils nous mettent dans la situation remarquable de pouvoir préparer et analyser des états intriqués «sur mesure» : les séquences expérimentales correspondantes se composent d'opérations successives. Ces opérations unitaires (et donc réversibles) agissent individuellement sur les sous-systèmes qui sont initialement indépendants. Elles peuvent donc en principe être adaptées pour effectuer n'importe quelle transformation de l'état du système composé.

Comme l'électrodynamique quantique en général, l'électrodynamique quantique en cavité s'intéresse à l'interaction entre la matière et le rayonnement électromagnétique. Plus particulièrement en électrodynamique quantique en cavité, la matière comme par exemple un ou quelques atomes, interagit avec un ou quelques modes isolés du champ électromagnétique qui sont définis par les conditions aux limites d'un résonateur [Har92b]. De nombreuses approches expérimentales ont été utilisées pour explorer ce champ de la physique, surtout dans les domaines optique [TRK92, THL⁺95, TSH⁺96, HLD⁺00, PFMR00] et micro-onde [MWM85, BRG⁺87, BNSK⁺94, BSKM⁺96, BHD⁺96, HMN⁺97, MHN⁺97, NRO⁺99, RNO⁺99, NRO⁺00, RNO⁺00], où la matière a été couplée à ce rayonnement sous forme de particules élémentaires [PG99], ions, atomes neutres, molécules [NKG97] et excitons dans des semi-conducteurs [TVD⁺95].

Nous utilisons, à Paris, des atomes neutres qui sont préparés dans un état très particulier : les atomes sont excités au voisinage du seuil d'ionisation dans un état de moment cinétique orbital maximal [HK83]. Un atome dans un tel «état de Rydberg circulaire» peut être vu comme un atome «classique» avec un électron qui se propage, loin du cœur ionique, sur une orbite circulaire. Je donnerai des détails sur les caractéristiques des états de Rydberg circulaires dans la partie expérimentale de ce mémoire. Pour l'instant, il est seulement important de savoir qu'ils possèdent une durée de vie exceptionnellement longue (de l'ordre de 30 ms dans notre cas) et qu'ils sont très fortement couplés au champ électromagnétique par leur énorme moment dipolaire (de l'ordre de $1700 \cdot |q|a_0$ dans notre cas). La fréquence de transition entre les niveaux de Rydberg circulaires que nous utilisons est de l'ordre de 50 GHz, c'est-à-dire dans le spectre millimétrique.

Comme résonateur, nous utilisons une cavité micro-onde supraconductrice de très haute surtension (le temps d'amortissement de l'énergie dans le mode à 50 GHz est de 1 ms). Cette cavité a une géométrie Fabry-Perot et confine le champ dans un très petit volume, moins de quatre fois le cube de la longueur d'onde. Ce confinement assure que l'amplitude du champ d'un seul photon a une valeur inhabituellement grande de 1.5 mV/m. Les atomes sont excités dans l'état de Rydberg circulaire à partir d'un jet atomique thermique et

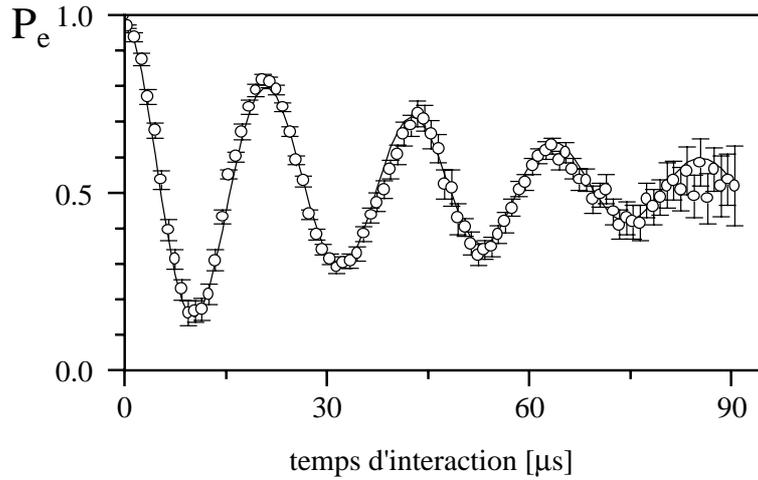


FIG. 1: Oscillations de Rabi quantiques d'un atome excité dans une cavité vide (source : [BSKM⁺96])

traversent le mode de la cavité avant d'être détectés par une méthode d'ionisation qui permet d'identifier leurs états électroniques.

L'interaction résonnante entre ces atomes et un mode résonnant de la cavité donne lieu au phénomène d'oscillation de Rabi quantique, c'est-à-dire à l'échange cohérent et réversible d'énergie entre atome et champ avec seulement un quantum d'excitation présent dans le système. Notre groupe a pu observer la signature expérimentale de cet effet—le comportement oscillatoire de l'inversion atomique en fonction du temps d'interaction entre l'atome et le mode de la cavité—dans le cadre du travail de thèse de Abdelhamid Maali [BSKM⁺96, Maa96] (voir figure 1). Cette observation met en évidence le régime de couplage fort entre atome et champ qui est réalisé dans notre dispositif expérimental : l'échange d'énergie se passe à une échelle de temps beaucoup plus courte que la relaxation du système due à l'émission spontanée atomique ou à la dissipation du champ dans la cavité.

On peut dire que les oscillations de Rabi sont l'«ingrédient» fondamental pour intriquer les atomes avec le champ de la cavité dans notre expérience. Pour préciser ce point, appelons $|e\rangle$ et $|g\rangle$ respectivement les états atomiques de plus grande et de plus basse énergie dont la fréquence de transition est résonnante avec la fréquence du résonateur. Supposons maintenant que l'atome entre dans l'état $|e\rangle$ dans le mode qui se trouve initialement dans l'état vide. Le fait que l'échange d'énergie entre l'atome et le champ se passe de manière cohérente et réversible veut dire que l'état atome–champ, par exemple après un quart de période d'oscillation de Rabi («impulsion $\pi/2$ de Rabi» dans le langage de spin-1/2), n'est pas simplement décrit en disant que, dans 50 % des cas, l'atome a émis un photon dans le mode de la cavité. Au contraire, il y a une relation de phase bien définie entre les deux parties de la fonction d'onde : l'état atome–champ, en l'absence de toute dissipation et imperfection expérimentale, serait $(|e, 0\rangle - i|g, 1\rangle)/\sqrt{2}$, où $|0\rangle$ et $|1\rangle$ signifient respectivement zéro et un photon dans le mode de la cavité. Cet état ne peut pas être factorisé ; l'état de l'atome est intriqué avec l'état du champ. L'état est en effet, comme je le montrerai dans la section 1.3.3 du chapitre 1, équivalent à un état EPR à

deux spins-1/2, tel que Bohm l'avait introduit (cf. note 1 page 2). On peut donc s'attendre aux fortes corrélations quantiques décrites au début de cette introduction.

Pour observer ces corrélations, nous pouvons mesurer l'état du champ dans la cavité par l'intermédiaire d'un atome sonde qui absorbe le champ stocké. Cette procédure est plus qu'une simple mesure de l'énergie du mode. Dans le travail de thèse de Xavier Maître, notre groupe a démontré que l'atome copie même la cohérence du champ [MHN⁺97, Maï98]. Si l'atome sonde passe alors dans la cavité avant que l'atome, qui est intriqué avec le champ, ne soit détecté, l'intrication atome–champ se transforme en intrication atome–atome. L'observation des corrélations correspondant à une telle paire EPR d'atomes est décrite dans la thèse de Xavier Maître [HMN⁺97, Maï98]. Même si le contraste de ces corrélations n'était pas suffisant pour atteindre le domaine exclusivement quantique que délimite l'inégalité de Bell, cette expérience a ouvert la voie aux expériences présentées dans ce mémoire. De plus, le schéma expérimental était déjà un exemple de la préparation et de l'analyse d'un état intriqué par une succession d'opérations discrètes.

L'intrication atome–champ dans cette expérience a été obtenue en fixant le temps d'interaction entre l'atome et le mode de la cavité à une impulsion $\pi/2$ de Rabi. Mais il existe un autre temps d'interaction remarquable qui peut aussi mener à des états intriqués et qui nous a permis, dans le travail présenté ici, de réaliser la dynamique quantique conditionnelle requise pour le fonctionnement d'une porte logique quantique à deux qubits. Ce temps d'interaction correspond à un cycle complet d'oscillation de Rabi, c'est-à-dire à une impulsion 2π de Rabi. Les deux systèmes physiques qui portent les qubits sont donc les deux états électroniques d'un atome de Rydberg circulaire et le champ de zéro ou un photon stocké dans la cavité.

Le fonctionnement de notre porte quantique repose sur un aspect important de l'impulsion 2π de Rabi. Avec les notations ci-dessus, supposons que le système soit initialement dans l'état $|g, 1\rangle$. Après un cycle complet d'échange d'énergie, le système composé atome–champ retourne d'un point de vue énergétique dans son état initial. Mais la mécanique quantique prédit que ce cycle d'oscillation de Rabi a laissé une trace subtile : la phase globale quantique du système a changé et $|g, 1\rangle$ est devenu $-|g, 1\rangle$ (ce changement de signe est un effet purement quantique qui est formellement équivalent au signe moins qui apparaît devant l'état d'un spin-1/2 lors d'une rotation complète dans l'espace réel). Si, par contre, l'atome se trouve dans un état qui n'est pas couplé au mode de la cavité ou si ce mode ne contient pas de photon, l'oscillation de Rabi n'a pas lieu et la phase quantique de l'état atome–champ n'est pas changée. Cette dynamique correspond au fonctionnement d'une porte logique quantique de type «porte de phase quantique conditionnelle» [Llo95]. De plus, comme je vais le montrer dans la section 4.2 de mon mémoire, le changement de phase que subit l'état $|g, 1\rangle$ peut en principe varier de 0 à 2π en fonction du désaccord atome–cavité.

Supposons maintenant que l'atome soit préparé dans une superposition cohérente de l'état $|g\rangle$ et d'un état non-couplé. La phase du dipôle atomique après l'interaction avec la cavité dépend de la phase quantique de l'état $|g\rangle$. Elle n'est donc pas la même quand un photon est présent dans le mode de la cavité ou quand le mode se trouve dans l'état vide. Cet effet peut être détecté à l'aide d'un interféromètre atomique de type Ramsey qui est combiné avec le montage d'électrodynamique quantique en cavité dans notre dispositif

expérimental. L'interféromètre prépare et analyse la superposition atomique en appliquant aux atomes, avant et après l'interaction avec le mode de la cavité, des impulsions micro-ondes classiques («impulsions $\pi/2$ de Ramsey»). En fonction de la phase relative des deux impulsions de Ramsey, on observe une modulation sinusoïdale de l'inversion atomique, connue comme les «franges de Ramsey». Le changement de la phase du dipôle atomique lorsqu'un photon est présent dans le mode de la cavité se traduit directement par un changement de la phase des franges de Ramsey. Dans le cas de la résonance exacte entre atome et cavité, le changement de la phase du dipôle atomique de π a donc pour résultat que les franges de Ramsey, observées avec un photon présent dans le mode de la cavité, sont en opposition de phase avec les franges sans photon dans le mode. D'autres valeurs de déphasage se traduisent, de la même manière, par une phase relative correspondante entre les deux systèmes de franges.

Nous avons réalisé cette expérience qui sera présentée dans le chapitre 4 de ce mémoire. La gamme des déphasages que nous avons pu réaliser est beaucoup plus grande que dans des expériences plus anciennes qui exhibaient une phase conditionnelle [THL⁺95]. De plus, nous avons testé l'effet complémentaire : une superposition de zéro et un photon dans le mode de la cavité doit changer sa phase lors de l'interaction avec un atome dans l'état $|g\rangle$ par rapport au cas où l'atome traverse le mode dans l'état non-couplé. Cet effet a été mis en évidence par une méthode d'homodynage du champ stocké dans la cavité après l'opération de la porte. Les résultats combinés des deux expériences confirment le fonctionnement de notre porte et suggèrent des applications dont deux ont été réalisées à ce jour.

La première application est la détection d'un seul photon sans le détruire, le travail de thèse de Gilles Nogues [NRO⁺99, Nog99]. Cette expérience repose sur le principe suivant : étant donné que les franges de Ramsey observées sont en opposition de phase quand notre porte de phase quantique est réglée à un déphasage de π (cas de résonance exacte entre atome et cavité), nous pouvons fixer la phase relative des deux impulsions de Ramsey de telle manière que la probabilité de détecter l'atome dans le niveau g soit idéalement égale à 1 quand la cavité contient un photon alors qu'elle serait idéalement égale à zéro (l'atome est donc détecté avec certitude dans le niveau non-couplé) quand la cavité se trouve dans l'état vide. L'état atomique final devient donc corrélé au nombre de photon (0 ou 1) dans le mode de la cavité et sa détection nous permet de repérer la présence d'un photon dans la cavité. Cette détection se fait de manière non-destructive car, à la fin de l'impulsion 2π de Rabi, l'atome réémet le photon dans le mode de la cavité. Ce fait nous a permis de «voir» (c. à. d. détecter) le même photon deux fois.

Les résultats des expériences concernant la porte de phase quantique présentés dans ce mémoire montrent aussi qu'elle préserve la cohérence de la superposition atomique et de la superposition du champ. En conséquence, l'état final après l'opération de la porte est un état intriqué si l'atome et le champ sont initialement préparés dans des superpositions d'états. Dans le langage de l'informatique quantique, la porte de phase conditionnelle est en fait universelle : tous les algorithmes peuvent être implémentés en combinant cette opération de porte avec des rotations de qubits individuels [Llo95]. Traduit dans le langage de notre expérience, cela veut dire qu'avec notre porte logique nous disposons d'un outil qui nous permet—en combinaison avec des impulsions micro-ondes classiques—de préparer des états atome–champ intriqués «sur mesure».

Pour démontrer cette capacité de façon expérimentale, nous avons décidé de préparer un état intriqué à trois systèmes quantiques—deux atomes et le mode de la cavité. Nous avons choisi de préparer un état tel que l’ont proposé GHZ. D’une part cet état fait partie d’une classe d’états équivalents (cf. la section 5.1 de ce mémoire) pour lesquels la mécanique quantique prédit les corrélations les plus fortes. On pouvait donc espérer trouver un signal de corrélation suffisamment contrasté pour prouver que l’état expérimental est en effet intriqué. D’autre part, selon l’argument GHZ, cet état permet en principe de tester des théories à variables cachées face à la mécanique quantique.

Effectuer ce test avec des particules massives au lieu de photons est particulièrement intéressant. Récemment, une telle expérience, qui démontre la non-localité en violant l’inégalité de Bell, a été réalisé en intriquant une paire d’ions piégés [RKM+01]. Dans cette expérience, la distance entre les ions était de quelques micromètres. Dans notre expérience, la distance typique entre deux atomes est de l’ordre du centimètre. Un test de la non-localité dans ces conditions aurait l’avantage de pouvoir considérer sans restriction les atomes comme indépendants l’un de l’autre.

Le principe de la préparation expérimentale de l’état GHZ et de son analyse peut être résumé de manière très concise : nous faisons fonctionner la porte quantique avec le qubit atomique préparé dans une superposition cohérente d’états et le qubit encodé dans le champ préparé dans un état EPR avec un deuxième atome. Nous obtenons donc un état intriqué à trois systèmes quantiques, qui corréle la phase d’un état EPR atome–champ avec l’état d’énergie du qubit atomique. Je donnerai la forme explicite de cet état et la démonstration de son équivalence avec l’état proposé par GHZ dans la section 5.2. Pour analyser cet état, nous transférons d’abord la cohérence du champ sur un troisième atome. L’intrication est ensuite démontrée en détectant deux ensembles complets d’observables des états électroniques des trois atomes qui ne commutent pas.

Cette explication raccourcit beaucoup une procédure qui, dans sa réalisation expérimentale, est assez complexe et nous a confronté à un nombre considérable de problèmes techniques. Nos efforts pour résoudre et contourner ces problèmes nous ont mené à une meilleure compréhension du fonctionnement de notre dispositif expérimental. De plus, et ceci s’ajoute a posteriori aux motivations de cette expérience, ces efforts ont abouti à de nouvelles techniques expérimentales, ouvrant la voie à une série d’expériences.

Au vu de l’effort technique qui a été nécessaire pour la réalisation des expériences présentées dans ce mémoire, on peut dire que nous forçons la nature dans un état fortement artificiel. Le but de notre recherche ne peut alors pas être d’examiner et d’expliquer directement des effets physiques, tels qu’on les observe «tous les jours». Nous ne pouvons pas prétendre non plus que les résultats de notre recherche trouveront une application immédiate ou qu’ils feront avancer la technologie quotidienne. Par contre, on peut dire, de manière très simple, que nos expériences nous permettent de mettre la mécanique quantique à l’œuvre. Cela veut dire que notre dispositif expérimental nous place dans la situation particulière de pouvoir réaliser des «expériences de pensée», c’est-à-dire des expériences qui sont directement inspirées par les prédictions les plus fondamentales de la mécanique quantique et qui cherchent à «distiller», en réduisant le plus possible la complexité du système, le fond de ces prédictions pour révéler certains points importants ou contre-intuitifs.

La motivation pour la réalisation d'une telle expérience de pensée est en premier lieu de nature intellectuelle. Il ne s'agit pas de tester à proprement parler l'exactitude des prédictions concernant les résultats de l'expérience. On peut alors faire l'objection que, tant qu'on ne doute pas de l'exactitude des prédictions sur le résultat d'une expérience, on pourrait se contenter directement de ces prédictions et de la version «sur le papier» de l'expérience de pensée.

Plusieurs points contredisent cette objection. Tout d'abord, même si la probabilité de trouver un résultat inattendu semble faible, on ne croit jamais réellement à l'exactitude d'une prédiction avant qu'on n'en ait fait l'expérience. Et même si, en réalisant l'expérience, on trouve un résultat qui est conforme aux prédictions, on ne peut pas dire que cette réalisation ne nous apporte rien. Sur le plan intellectuel, le degré d'abstraction se réduit énormément du moment qu'on peut discuter des conséquences des résultats en s'appuyant sur une «vraie» expérience : on risque moins d'erreurs car on peut raisonner en termes d'un système réel dans des conditions bien déterminées. De plus, c'est surtout lors de la réalisation d'une expérience que notre compréhension des principes, qui en sont la base, passe au banc d'essai. De manière caricaturale, on pourrait donc dire qu'une expérience de pensée teste moins ses principes d'origine que notre compréhension de ces derniers. Et finalement, sur le plan expérimental, ces expériences nécessitent de pouvoir contrôler et manipuler des systèmes quantiques à l'échelle d'un seul quantum d'excitation. Grâce aux capacités expérimentales et à l'intuition sur la théorie, que nous acquérons lors de ces manipulations, nous pouvons envisager de concevoir et d'effectuer des expériences plus complexes (avec plus de degrés de liberté ou plus de sous-systèmes), tout en gardant un contrôle parfait de l'état quantique du système global. Ainsi, nous espérons pouvoir préparer des états quantiques de plus en plus «exotiques». Les prédictions de la mécanique quantique dans ces situations de plus en plus extrêmes peuvent différer très fortement des théories alternatives et contredire tout raisonnement classique. Elles méritent donc certainement d'être testées. L'expérience présentée dans le chapitre 5 était un premier pas dans cette direction.

Ce mémoire est organisé de la façon suivante : je commencerai, dans le chapitre 1, par donner quelques éléments de théorie qui seront nécessaires pour la compréhension et l'analyse des expériences présentées par la suite. Je me baserai sur le modèle de Jaynes-Cummings qui décrit la dynamique d'un atome à deux niveaux couplé à un seul mode du champ électromagnétique en l'absence de toute dissipation. Bien entendu, notre expérience ne réalise pas tout à fait ces conditions idéales. Mais le modèle nous permet de décrire, d'une façon très intuitive, l'interaction cohérente entre l'atome et le mode de la cavité dans notre expérience. Ainsi, il nous permet de voir comment l'échange résonnant d'énergie entre l'atome et le mode de la cavité permet de préparer des états intriqués atome–champ, de transférer une cohérence entre l'atome et le mode de la cavité (et vice versa) et de réaliser une dynamique conditionnelle de l'état atome–champ. Dans le chapitre 1, je ferai aussi un survol de la théorie de l'interféromètre atomique de Ramsey, car cet interféromètre nous permet de préparer et d'analyser des superpositions d'états atomiques—un ingrédient essentiel des expériences présentées par la suite.

Dans le chapitre 2, j'introduirai notre dispositif expérimental. En particulier, je donnerai les propriétés des atomes de Rydberg circulaires et j'expliquerai comment nous préparons cet état atomique. Je donnerai aussi les caractéristiques de notre résonateur micro-onde.

Au chapitre 3, je présenterai le signal expérimental des oscillations de Rabi que nous observons. Je préciserai aussi comment nous réussissons à contrôler précisément le temps d'interaction atome–champ. Dans la suite, je détaillerai le principe de notre interféromètre de Ramsey ainsi que les signaux expérimentaux que nous obtenons grâce à lui. Finalement, j'expliquerai comment nous préparons le champ dans notre résonateur micro-onde à une bonne approximation dans l'état vide.

Le chapitre suivant est consacré à la réalisation expérimentale de la porte de phase quantique conditionnelle. Après une discussion des principes, nous démontrons expérimentalement le déphasage cohérent d'une cohérence atomique et d'une cohérence du champ micro-onde. J'analyserai les résultats expérimentaux et je discuterai aussi les limitations actuelles dues aux imperfections de notre dispositif expérimental.

Le cinquième et dernier chapitre de ce mémoire parlera de la préparation d'un état intriqué à trois systèmes quantiques. Dans ce chapitre, je présenterai d'abord quelques propriétés de l'état GHZ que nous visons à préparer. Ensuite, je montrerai la séquence expérimentale qui nous permet d'obtenir un tel état dans notre expérience. Afin de rendre ma présentation la plus claire possible, j'insisterai sur les idées principales de l'expérience sans donner trop de détails techniques. Une présentation beaucoup plus détaillée pourra être trouvée dans l'annexe A. Le lecteur pourra soit consulter cet annexe pendant la lecture du chapitre 5, pour trouver des réponses à des questions peut-être en suspens dans le cadre de la présentation simple, ou il pourra d'abord lire entièrement le chapitre 5 et se familiariser avec les idées et principes, pour ensuite passer à l'annexe A : il est en fait rédigé de telle sorte qu'on puisse aussi le considérer comme un chapitre supplémentaire de ce mémoire. Après la séquence de préparation, j'expliquerai (toujours sans donner trop de détails techniques : on pourra au besoin consulter l'annexe A) comment nous avons détecté les corrélations de notre état GHZ. Comme je vais le montrer, nous avons besoin de deux expériences pour identifier l'état sans ambiguïté. Je présenterai les résultats de ces deux expériences et je ferai ensuite une discussion de ces résultats en termes de fidélité de préparation de notre état et de son degré d'intrication. Après les conclusions, je finirai le chapitre en présentant, comme perspectives, un schéma théorique pour la téléportation de l'état électronique d'un atome à un autre qui pourrait être réalisé dans notre expérience, ainsi que les principes d'un test du caractère non-local de la mécanique quantique qui se servirait de l'état GHZ que nous avons préparé.

Chapitre 1

Rappels théoriques

Le but de ce chapitre est de donner les principaux éléments qui permettent de comprendre l'interaction cohérente atome–champ. La section 1.1 fait un bref rappel théorique sur le Hamiltonien de Jaynes-Cummings décrivant l'évolution de l'atome et du champ au cours du temps [JC63]. Les sections suivantes donnent les états du système atome–champ à des temps d'interaction remarquables et suggèrent comment ces temps d'interaction peuvent être utilisés expérimentalement. Finalement, j'introduirai quelques détails théoriques concernant l'interféromètre de Ramsey.

1.1 Le Hamiltonien de Jaynes-Cummings

Nous considérons un atome à deux niveaux, $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Son Hamiltonien s'écrit

$$\hat{H}_{\text{at}} = \frac{\hbar\omega_{eg}}{2} (|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|) . \quad (1.1)$$

L'origine des énergies a été prise entre les deux niveaux et ω_{eg} est la fréquence de la transition atomique $e \leftrightarrow g$. L'opérateur dipôle atomique, $\hat{\mathbf{d}}$, quant à lui, peut être écrit sous la forme

$$\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{d}_{eg} |e\rangle\langle g| + \mathbf{d}_{eg}^* |g\rangle\langle e| , \quad (1.2)$$

où $\mathbf{d}_{eg} = \langle e|q\hat{\mathbf{r}}|g\rangle$ est l'élément de matrice dipolaire (q représente la charge électrique de l'électron et $\hat{\mathbf{r}}$ est l'opérateur position).

On ne considère qu'un seul mode du champ dans la cavité. Son Hamiltonien s'écrit

$$\hat{H}_C = \hbar\omega_C (\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2}) , \quad (1.3)$$

où \hat{a}^\dagger et \hat{a} sont respectivement les opérateurs de création et d'annihilation et ω_C est la fréquence du mode. L'opérateur champ électrique $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r})$ s'exprime en fonction de \hat{a} et \hat{a}^\dagger suivant l'équation

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = E_0 [\mathbf{f}(\mathbf{r}) \hat{a} + \mathbf{f}^*(\mathbf{r}) \hat{a}^\dagger] , \quad (1.4)$$

où $\mathbf{f}(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r}) \cdot \boldsymbol{\epsilon}$ est une fonction vectorielle qui traduit la structure spatiale $f(\mathbf{r})$ et la polarisation $\boldsymbol{\epsilon}$ du mode. Nous prenons $f(\mathbf{r})$ comme réelle et positive. Cependant, $\boldsymbol{\epsilon}$ est en

général une quantité complexe. Finalement, $E_0 = \sqrt{\hbar\omega_C/2\epsilon_0 V_{\text{mode}}}$ est le champ électrique associé à un photon, où $V_{\text{mode}} = \iiint |f(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r}$ est communément appelé le volume du mode.

Si la longueur d'onde est grande devant l'extension spatiale de la fonction d'onde atomique et si l'élément de matrice dipolaire est non-nul, $|\mathbf{d}_{eg}| \neq 0$, le terme prédominant dans l'interaction entre l'atome et le champ est le couplage dipolaire électrique. Ce couplage est décrit par le Hamiltonien $\hat{H}_{\text{dip}} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}$. En utilisant les équations (1.2) et (1.4), on déduit

$$\hat{H}_{\text{dip}} = -E_0 f(\mathbf{r}) (\mathbf{d}_{eg} \cdot \boldsymbol{\epsilon} |e\rangle\langle g| \hat{a} + \mathbf{d}_{eg} \cdot \boldsymbol{\epsilon}^* |e\rangle\langle g| \hat{a}^\dagger + \text{c. c.}) \quad (1.5)$$

L'approximation de l'onde tournante consiste maintenant à négliger les termes non-résonnants de ce Hamiltonien. On obtient le Hamiltonien de couplage atome-champ \hat{H}_{coupl} :

$$\hat{H}_{\text{coupl}} = \hbar G(\mathbf{r}) (|e\rangle\langle g| \hat{a} + |g\rangle\langle e| \hat{a}^\dagger) \quad (1.6)$$

Le paramètre $G(\mathbf{r})$, que nous avons introduit ici, caractérise la force de l'interaction entre les deux sous-systèmes au point \mathbf{r} . Nous l'avons choisi réel et positif. Ce choix revient à dire que nous définissons les états atomiques $|e\rangle$ et $|g\rangle$ de telle façon que $-\mathbf{d}_{eg} \cdot \boldsymbol{\epsilon}$ soit réel et positif.

La dépendance spatiale de $G(\mathbf{r})$ n'est fonction que de la structure du mode. On peut donc écrire

$$G(\mathbf{r}) = \frac{\Omega_0}{2} f(\mathbf{r}) , \quad (1.7)$$

où $\Omega_0 = -2E_0 \mathbf{d}_{eg} \cdot \boldsymbol{\epsilon} / \hbar$ est appelé la fréquence de Rabi du vide. Elle est également réelle et positive.

Le Hamiltonien total du système est $\hat{H}_{\text{JC}} = \hat{H}_{\text{at}} + \hat{H}_C + \hat{H}_{\text{coupl}}$. Il est couramment appelé Hamiltonien de Jaynes-Cummings [JC63] :

$$\hat{H}_{\text{JC}} = \frac{\hbar\omega_{eg}}{2} (|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|) + \hbar\omega_C (\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2}) + \hbar G(\mathbf{r}) (|e\rangle\langle g| \hat{a} + |g\rangle\langle e| \hat{a}^\dagger) . \quad (1.8)$$

1.2 Le Hamiltonien en représentation d'interaction

Les états stationnaires du système sans couplage ($G(\mathbf{r}) = 0$) sont $|e, n\rangle = |e\rangle \otimes |n\rangle$ et $|g, n\rangle = |g\rangle \otimes |n\rangle$. Ils représentent l'atome dans l'état e (resp. g) en présence de n photons. Le Hamiltonien de couplage H_{coupl} couple ces états deux par deux, $|e, n\rangle$ avec $|g, n+1\rangle$. Seul le niveau fondamental $|g, 0\rangle$ n'est couplé à aucun autre état. A l'intérieur d'une telle multiplicité $\varepsilon_n := \{|e, n\rangle, |g, n+1\rangle\}$ le Hamiltonien (1.8) s'écrit

$$\begin{aligned} \hat{H}_n &= \hbar \begin{pmatrix} \omega_{eg}/2 + \omega_C(n+1/2) & G(\mathbf{r})\sqrt{n+1} \\ G(\mathbf{r})\sqrt{n+1} & -\omega_{eg}/2 + \omega_C(n+3/2) \end{pmatrix} \\ &= \hbar \begin{pmatrix} \omega_C(n+1) - \delta/2 & G(\mathbf{r})\sqrt{n+1} \\ G(\mathbf{r})\sqrt{n+1} & \omega_C(n+1) + \delta/2 \end{pmatrix} , \end{aligned} \quad (1.9)$$

où $\delta := \omega_C - \omega_{eg}$ est le désaccord entre l'atome et le champ.

Les états stationnaires du système atome–champ dans chaque multiplicité ε_n sont les états «habillés», $|1(n)\rangle$ et $|2(n)\rangle$. Leur forme explicite peut être trouvée par exemple dans [CTDRG88]. Sauf dans le cas d'un très grand désaccord atome–champ, $\delta \gg \Omega_0$ (cf. la section 1.3.2), ces états ne sont pas identiques aux états stationnaires du système non-couplé, $|e, n\rangle$ et $|g, n+1\rangle$. Ils correspondent en fait à des superpositions linéaires de ces derniers. En conséquence, nous nous attendons à un comportement oscillatoire du système atome–champ, si le système est initialement préparé par exemple dans l'état $|e, n\rangle$ où $|g, n+1\rangle$.

C'est cette dynamique, due au couplage entre les états de chaque multiplicité ε_n , qui nous intéresse dans la suite. Il serait donc désirable de se placer dans une représentation où, en l'absence du couplage, $G(\mathbf{r}) \equiv 0$, ces états n'évoluent pas. Dans cette représentation, communément appelée la représentation d'interaction, la partie de la dynamique qui vient du Hamiltonien sans couplage, $\hat{H}_{\text{sc}} = \hat{H}_{\text{at}} + \hat{H}_C$, disparaît pour $\delta = 0$. Supposons maintenant que, initialement, le système soit dans un état $|\psi_n(0)\rangle$ à l'intérieur de la multiplicité ε_n . L'état du système à l'instant t dans la représentation d'interaction est défini comme

$$|\widetilde{\psi}_n(t)\rangle = \hat{U}_{\text{sc}}^\dagger(t, 0) |\psi_n(t)\rangle, \quad (1.10)$$

où $|\psi_n(t)\rangle$ est l'état du système à l'instant t dans la représentation de Schrödinger et $\hat{U}_{\text{sc}}(t, 0)$ est l'opérateur de l'évolution temporelle en l'absence de couplage, qui est donné par

$$\hat{U}_{\text{sc}}(t, 0) = \exp(-i\omega_C(n+1)t) \begin{pmatrix} e^{i\delta t/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta t/2} \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Avec ces notations le Hamiltonien en représentation d'interaction est défini comme l'opérateur qui donne

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\widetilde{\psi}_n(t)\rangle = \hat{H}_{\text{int}}^n |\widetilde{\psi}_n(t)\rangle. \quad (1.12)$$

On en trouve la forme explicite

$$\hat{H}_{\text{int}}^n = \hat{U}_{\text{sc}}^\dagger(t, 0) \hat{H}_{\text{coupl}} \hat{U}_{\text{sc}}(t, 0) = \hbar G(\mathbf{r}) \sqrt{n+1} \begin{pmatrix} 0 & e^{-i\delta t} \\ e^{i\delta t} & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$

L'équation (1.12), qui a exactement la forme de l'équation de Schrödinger, nous permet de calculer l'évolution temporelle de l'état du système dans la représentation d'interaction. Cette équation, en combinaison avec (1.10), suggère d'interpréter la représentation d'interaction comme représentation de Schrödinger par rapport à un référentiel qui tourne aux fréquences de Bohr du système non-couplé. L'avantage est que, si le couplage est plus petit que les fréquences de Bohr qui apparaissent dans l'équation (1.11), l'état en représentation d'interaction évolue plus lentement que dans le référentiel fixe. En particulier, en l'absence de couplage, nous avons $\hat{H}_{\text{int}}^n \equiv 0$ et, comme nous le désirons, l'état du système en représentation d'interaction n'évolue pas.

Dans la suite de ce mémoire, tous les états seront donnés en représentation d'interaction.

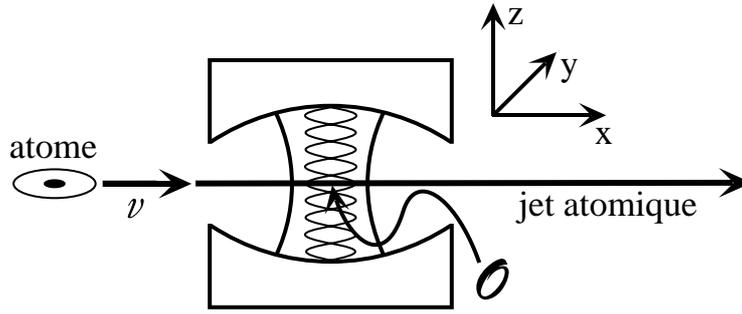


FIG. 1.1: Les atomes forment un jet atomique monocinétique (vitesse atomique v) et interagissent avec un seul mode du champ électromagnétique stocké dans un résonateur de type Fabry-Pérot. Nous définissons l'axe x comme la direction du jet atomique et l'axe z comme l'axe de symétrie cylindrique du mode Gaussien. L'origine de l'espace est définie comme le centre du mode.

1.3 L'évolution temporelle du système

Jusqu'ici, nous avons tenu compte de la structure spatiale du mode de champ de façon implicite, en gardant un couplage $G(\mathbf{r})$ dans les expressions, qui dépend de la fonction $\mathbf{f}(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r}) \cdot \boldsymbol{\epsilon}$ (cf. éq. 1.7). Considérons maintenant la géométrie explicite du mode du champ stocké dans notre résonateur.

Nous utilisons un résonateur de type Fabry-Pérot avec deux miroirs sphériques, face à face (voir fig. 1.1). Le mode soutenu par ce résonateur est dans l'approximation paraxiale un mode Gaussien de type $\text{TEM}_{0,0,0}$. Les atomes traversent le centre de ce mode avec une vitesse v le long d'un axe (qu'on définit comme l'axe x) perpendiculaire à l'axe de symétrie cylindrique du mode Gaussien (qu'on définit comme l'axe z). Si on choisit comme origine \mathcal{O} de l'espace le centre du mode et comme origine des temps l'instant auquel l'atome passe en ce point, le couplage atome-champ varie suivant la relation (cf. équation (2.9), page 54) :

$$\begin{aligned} G(t) &= \frac{\Omega_0}{2} f(vt) \\ &= \frac{\Omega_0}{2} \exp\left(-\frac{(vt)^2}{w_0^2}\right), \end{aligned} \quad (1.14)$$

où w_0 est le col du mode (cf. éq. 2.10, page 54). La dépendance temporelle du Hamiltonien en représentation d'interaction est donc

$$\hat{H}_{\text{int}}^n(t) = \frac{\hbar\Omega_0}{2} \sqrt{n+1} \exp\left(-\frac{(vt)^2}{w_0^2}\right) \begin{pmatrix} 0 & e^{-i\delta t} \\ e^{i\delta t} & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

Avec ce Hamiltonien dans sa forme générale, l'équation (1.12) n'a pas de solution analytique. Si nous voulons avoir une idée de l'évolution temporelle du système, nous sommes donc obligés d'intégrer cette équation de façon numérique ou bien de regarder des cas particuliers qui permettent de la résoudre de façon analytique. Nous suivons pour l'instant cette deuxième approche.

1.3.1 Le cas résonnant

L'opérateur de l'évolution temporelle, $\hat{U}(t, t')$ avec $|\widetilde{\psi}_n(t)\rangle = \hat{U}(t, t')|\widetilde{\psi}_n(t')\rangle$, satisfait

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{U}(t, t') = \hat{H}_{\text{int}}^n(t) \hat{U}(t, t') . \quad (1.16)$$

Dans le cas de résonance exacte où $\delta = 0$, cette équation peut être intégrée comme une équation scalaire (dans ce cas, le Hamiltonien satisfait la condition suffisante pour cette intégration : $[\hat{H}_{\text{int}}^n(t), \hat{H}_{\text{int}}^n(t')] = 0$ pour tous t, t'). On trouve

$$\begin{aligned} \hat{U}^n(t, t') &= \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{t'}^t \hat{H}_{\text{int}}^n(u) du\right) \\ &= \begin{pmatrix} \cos(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}/2) & -i \sin(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}/2) \\ -i \sin(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}/2) & \cos(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}/2) \end{pmatrix} , \end{aligned} \quad (1.17)$$

où $t_{\text{eff}} = \int_{t'}^t \exp(-(vu)^2/w_0^2) du$ est le temps effectif d'interaction. Il correspondrait à la durée du couplage atome–champ si la force de ce dernier était constante, égale à $\Omega_0/2$. Dans le cas où l'atome traverse le mode entièrement, ($t' \rightarrow -\infty$ et $t \rightarrow +\infty$), le couplage tend vers 0 et le système n'évolue plus. Le temps effectif d'interaction associé à ce transit est :

$$\begin{aligned} t_{\text{eff,transit}} &\simeq \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(vu)^2}{w_0^2}\right) du \\ &\simeq \frac{\sqrt{\pi} w_0}{v} . \end{aligned} \quad (1.18)$$

Supposons maintenant que l'atome soit préparé dans l'état $|e\rangle$, à l'instant t' , avec n photons dans le mode de la cavité. A l'aide de l'équation (1.17) nous connaissons son état, qui évolue en fonction du temps effectif d'interaction selon

$$|e, n\rangle \rightarrow \cos(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}/2) |e, n\rangle - i \sin(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}/2) |g, n+1\rangle . \quad (1.19)$$

De cette évolution on tire les probabilités de détecter l'atome dans $|e\rangle$ (resp. $|g\rangle$) en fonction du temps effectif d'interaction, qui valent

$$\begin{aligned} P_e(t_{\text{eff}}) &= \cos^2\left(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}/2\right) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos\left(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}\right)\right] \\ P_g(t_{\text{eff}}) &= \sin^2\left(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}/2\right) = \frac{1}{2} \left[1 - \cos\left(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}\right)\right] . \end{aligned} \quad (1.20)$$

Ces probabilités oscillent en fonction de t_{eff} à la fréquence $\Omega_0 \sqrt{n+1}$. Il s'agit des oscillations de Rabi quantiques [BSKM⁺96, Maa96].

On obtient le même genre d'évolution si l'état initial du système à l'instant t' est $|g, n+1\rangle$:

$$|g, n+1\rangle \rightarrow \cos(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}/2) |g, n+1\rangle - i \sin(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}/2) |e, n\rangle , \quad (1.21)$$

avec les probabilités de détecter l'atome dans $|e\rangle$ (resp. $|g\rangle$)

$$\begin{aligned} P_e(t_{\text{eff}}) &= \sin^2\left(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}/2\right) = \frac{1}{2} \left[1 - \cos\left(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}\right)\right] \\ P_g(t_{\text{eff}}) &= \cos^2\left(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}/2\right) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos\left(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}\right)\right] . \end{aligned} \quad (1.22)$$

1.3.2 Le cas «très désaccordé»

Si le désaccord δ entre la fréquence de la transition atomique et la fréquence de la cavité est non-nul, les deux états d'une multiplicité $\varepsilon_n = \{|e, n\rangle, |g, n+1\rangle\}$ possèdent des énergies différentes de $\hbar\delta$. L'inégalité de Heisenberg nous dit que, dans ce cas, un échange d'énergie entre atome et champ est uniquement possible à une échelle de temps plus courte que $\Delta t \approx 1/|\delta|$. La réponse à la question de savoir si, pendant ce temps Δt , l'atome et le champ échangent effectivement de l'énergie, dépend de la variation temporelle du couplage. Si le couplage varie à une échelle de temps beaucoup plus lente que Δt , l'état du système atome–champ peut suivre le couplage adiabatiquement et, à la fin de son interaction, il n'y a pas d'échange net d'énergie.

Supposons que, au début, le couplage soit nul et que le système atome–champ se trouve dans un des deux états propres, $|e, n\rangle$ ou $|g, n+1\rangle$, du Hamiltonien non-couplé. Dans ces conditions, lors d'une variation adiabatique du couplage, le système reste toujours dans un état quasi stationnaire. Plus précisément, le système évolue de façon adiabatique si, pendant Δt , le couplage atome–champ varie de beaucoup moins que $\hbar\delta$, la différence d'énergie des deux états $|e, n\rangle$ et $|g, n+1\rangle$. Cette condition s'écrit donc

$$\hbar|\dot{G}(t)|\sqrt{n+1}\Delta t \ll \hbar|\delta| \quad \text{ou} \quad |\dot{G}(t)|\sqrt{n+1}/\delta^2 \ll 1. \quad (1.23)$$

On peut dire que, en général, avec la forme explicite (1.14) pour $G(t)$, cette inégalité est satisfaite si $|\delta| \gg \Omega_0$, c'est-à-dire, si le désaccord est beaucoup plus grand que la fréquence de Rabi.

Pour une discussion plus quantitative, il faut tenir compte du nombre n de photons dans le mode de la cavité et de la vitesse des atomes qui est donnée par la condition (2.1). Avec un faible nombre de photons, $n \approx 1$, on constate que, dans le cas de notre expérience, l'approximation adiabatique est justifiée jusqu'à des désaccords qui sont de l'ordre de quelques fois la fréquence de Rabi.

Dans la section 1.2, j'ai mentionné que les états stationnaires du système atome–champ dans chaque multiplicité ε_n sont les états «habillés», $|1(n)\rangle$ et $|2(n)\rangle$. Dans le cas très désaccordé, $|\delta| \gg \Omega_0$, ces états sont, à des corrections d'ordre supérieur en Ω_0/δ près, identiques aux états propres du Hamiltonien non-couplé, $|e, n\rangle$ et $|g, n+1\rangle$. Si nous négligeons ces corrections, nous pouvons décrire l'évolution temporelle du système dans l'approximation adiabatique avec un Hamiltonien effectif, qui est diagonal dans la base des états non-couplés, $\{|e, n\rangle, |g, n+1\rangle\}$. Les éléments diagonaux correspondent, dans la représentation d'interaction, aux différences d'énergies des états avec et sans couplage : les déplacements lumineux.

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{adiab}}^n(t) &= \hbar \begin{pmatrix} -G^2(t)(n+1)/\delta & 0 \\ 0 & G^2(t)(n+1)/\delta \end{pmatrix} \\ &= -\frac{\hbar\Omega_0^2 f^2(vt)}{4\delta} (n+1) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Avec ce Hamiltonien, l'équation de Schrödinger pour l'opérateur de l'évolution (1.16) peut

être intégrée et on obtient

$$\hat{U}_{\text{adiab}}^n(t, t') = \begin{pmatrix} \exp\left(i\frac{\Omega_0^2}{4\delta}(n+1)\tilde{t}_{\text{eff}}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-i\frac{\Omega_0^2}{4\delta}(n+1)\tilde{t}_{\text{eff}}\right) \end{pmatrix}, \quad (1.25)$$

où $\tilde{t}_{\text{eff}} = \int_{t'}^t \exp(-2(vu)^2/w_0^2) du$ est de nouveau un temps d'interaction effectif.¹

L'effet du couplage atome–champ dans le cas très désaccordé est donc un déphasage des états par rapport au cas non-couplé. Si l'atome traverse le mode entièrement, ce déphasage vaut

$$|e, n\rangle \xrightarrow{\text{transit}} \exp\left(i\frac{\Omega_0^2}{4\sqrt{2}\delta}(n+1)t_{\text{eff,transit}}\right) |e, n\rangle \quad (1.26)$$

$$|g, n+1\rangle \xrightarrow{\text{transit}} \exp\left(-i\frac{\Omega_0^2}{4\sqrt{2}\delta}(n+1)t_{\text{eff,transit}}\right) |g, n+1\rangle. \quad (1.27)$$

1.3.3 Des temps d'interaction remarquables

Nous nous limiterons dorénavant à la multiplicité $\varepsilon_0 = \{|e, 0\rangle, |g, 1\rangle\}$. Elle correspond au système atome–champ avec un seul quantum d'excitation. On parle alors d'oscillation de Rabi dans le vide. De plus, dans cette section, on considère le cas résonnant, $\delta = 0$. En conséquence, le système évolue à la fréquence de Rabi, Ω_0 , selon les équations (1.19)–(1.22). Plusieurs temps effectifs sont remarquables.

$\Omega_0 t_{\text{eff}} = \pi$: échange cohérent d'un quantum d'énergie

Si on règle le temps d'interaction de telle manière que $\Omega_0 t_{\text{eff}} = \pi$ (impulsion π de Rabi), on obtient les évolutions suivantes :

$$\begin{aligned} |e, 0\rangle &\xrightarrow{\pi} -i |g, 1\rangle \\ |g, 1\rangle &\xrightarrow{\pi} -i |e, 0\rangle. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Un atome dans l'état $|e\rangle$ émet donc avec certitude un photon dans le mode de la cavité qui est initialement vide, et un atome dans l'état $|g\rangle$ absorbe avec certitude un photon qui est initialement présent dans le mode. L'impulsion π de Rabi nous permet alors «d'écrire» et de «lire» un état de Fock à un photon, $|1\rangle$, dans le mode de la cavité. De plus, comme nous l'avons démontré dans le travail de thèse de Xavier Maître [MHN⁺97, Maî98], ce processus préserve la cohérence du système. Nous pouvons donc «transférer» (à une phase près) une cohérence de l'atome au champ et vice versa :

$$\begin{aligned} (c_g |g\rangle + c_e |e\rangle) \otimes |0\rangle &\xrightarrow{\pi} |g\rangle \otimes (c_g |0\rangle - ic_e |1\rangle) \\ |g\rangle \otimes (c_0 |0\rangle + c_1 |1\rangle) &\xrightarrow{\pi} (c_0 |g\rangle - ic_1 |e\rangle) \otimes |0\rangle. \end{aligned} \quad (1.29)$$

¹N. B. : Ce temps d'interaction effectif n'est pas identique au temps d'interaction effectif introduit dans la section 1.3.1. En particulier, nous avons, avec les notations de section 1.3.1, $\tilde{t}_{\text{eff,transit}} = t_{\text{eff,transit}}/\sqrt{2}$

$\Omega_0 t_{\text{eff}} = \pi/2$: intrication atome–champ

Dans le cas d’une impulsion de Rabi $\pi/2$, l’état atome–champ, initialement dans $|e, 0\rangle$, évolue selon

$$|e, 0\rangle \xrightarrow{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{2}} (|e, 0\rangle - i |g, 1\rangle) . \quad (1.30)$$

Après cette évolution, le système est donc dans un état intriqué et les deux sous-systèmes, atome et champ, ne peuvent plus être considérés comme indépendants. On peut qualifier cette intrication de «maximale», dans le sens où l’état de chaque sous-système est entièrement inconnu (les probabilités de trouver l’atome dans l’état $|g\rangle$ ou $|e\rangle$ aussi bien que de trouver le mode de la cavité dans l’état $|0\rangle$ ou $|1\rangle$ valent toutes $1/2$), mais que, une fois mesuré l’état d’un des deux sous-systèmes, on connaît avec certitude l’état de l’autre.

Puisque l’état (1.30) comprend deux niveaux orthogonaux pour chacun des deux sous-systèmes, il est formellement équivalent à un état intriqué de deux particules de spin-1/2. Définissons les états de ces spins fictifs, $|+\rangle$ et $|-\rangle$, comme $|+_{\text{at}}\rangle := |e\rangle$ ($|-_{\text{at}}\rangle := |g\rangle$) et $|+_{\text{c}}\rangle := i|1\rangle$ ($|-_{\text{c}}\rangle := |0\rangle$), où les indices dénotent l’atome et le mode de la cavité, respectivement. Avec ces notations, l’état (1.30) a la forme d’une paire EPR atome–champ :

$$|\Psi_{\text{EPR}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+_{\text{at}}, -_{\text{c}}\rangle - |-_{\text{at}}, +_{\text{c}}\rangle) . \quad (1.31)$$

Dans le travail de thèse de Xavier Maître, $|\Psi_{\text{EPR}}\rangle$ était le point de départ qui nous a permis, en combinaison avec l’impulsion π de Rabi décrite dans le paragraphe précédent, de créer des paires d’atomes exhibant des corrélations EPR [HMN⁺97, Maï98]. L’état de ces paires atomiques, préparé idéalement dans cette expérience, s’écrit

$$|\Psi_{2\text{atomes}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|e, g\rangle - |g, e\rangle) . \quad (1.32)$$

Avec les notations ci-dessus, cet état est également équivalent à une paire EPR. Dans le chapitre 5, j’expliquerai en détail, comment les corrélations qui correspondent à cet état peuvent être observées dans notre dispositif expérimental.

$\Omega_0 t_{\text{eff}} = 2\pi$: déphasage d’un état quantique

Dans le cas d’une impulsion 2π de Rabi dans le champ d’un photon, $\Omega_0 t_{\text{eff}} = 2\pi$, le système, initialement dans l’état $|e, 0\rangle$, $|g, 1\rangle$ ou $|g, 0\rangle$, est transformé selon

$$\begin{aligned} |e, 0\rangle &\xrightarrow{2\pi} e^{-i\pi} |e, 0\rangle = - |e, 0\rangle \\ |g, 1\rangle &\xrightarrow{2\pi} e^{-i\pi} |g, 1\rangle = - |g, 1\rangle \\ |g, 0\rangle &\xrightarrow{2\pi} |g, 0\rangle . \end{aligned} \quad (1.33)$$

Quand il y a une seule excitation présent, le système revient donc finalement dans son état initial, à une phase quantique globale de π près. Formellement, ce changement de π de la phase est analogue au changement de π de la phase de la fonction d’onde d’une particule de spin-1/2 après une rotation de 2π dans l’espace cartésien. La section suivante est consacrée à une discussion des conséquences physiques de ce changement de la phase globale et explique, au niveau formel, comment cet effet peut être utilisé pour implémenter une dynamique quantique conditionnelle dans notre expérience.

1.4 L'impulsion 2π de Rabi : les effets physiques

1.4.1 Une expérience de pensée sensible à l'impulsion 2π de Rabi

La question se pose de savoir si les phases globales dans les membres de droite des équations (1.33) sont juste une convention formelle ou si elles peuvent, dans certaines conditions, avoir un effet physique observable. Pour cela, rappelons que ces phases sont, en un sens, des phases relatives : elles sont relatives aux phases des états initiaux.² C'est au niveau de ces états initiaux que le choix libre de la phase globale se fait.

On peut donc concevoir l'expérience suivante pour mettre en évidence le changement de phase (cf. figure 1.2) : dans un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder nous séparons, de manière cohérente, le paquet d'ondes d'un atome dans l'état $|g\rangle$ qui rentre dans l'entrée E_1 de l'interféromètre. Après avoir parcouru les deux bras de l'interféromètre, les paquets d'ondes sont recombinaés. En fonction de la différence des «longueurs» des deux bras, on s'attend à des franges d'interférence, c'est-à-dire à une modulation sinusoïdale de la probabilité de détecter l'atome dans une des deux sorties de l'interféromètre. En fait, pour obtenir cette modulation sinusoïdale, il ne faut pas nécessairement varier la longueur géométrique des deux bras : nous pouvons également varier l'énergie potentielle de l'atome dans un des deux bras.

Maintenant nous introduisons, dans un des deux bras de l'interféromètre, une cavité résonnante avec la transition atomique $e \leftrightarrow g$. Si cette cavité contient un photon, l'atome subit une impulsion 2π de Rabi et, selon équation (1.33), la fonction d'onde dans le bras avec cavité est déphasée de π . Par contre, si la cavité ne contient pas de photon, la fonction d'onde reste inchangée. En conséquence, les franges d'interférence avec un photon dans la cavité sont déphasées de π par rapport au franges sans photon dans la cavité.

Une expérience qui ressemble à cette expérience de pensée a été réalisée avec un interféromètre à neutrons [RZBW75] : le déphasage de la fonction d'onde dans un des deux bras de l'interféromètre est réalisé en appliquant aux neutrons dans ce bras un champ magnétique. La précession du spin dans ce champ change, de façon cohérente, la phase de sa fonction d'onde. Ce changement de phase se traduit ensuite par un déphasage des franges d'interférence. Le champ qui induit le déphasage cohérent dans cette expérience est un champ macroscopique classique. Dans le cas de l'expérience de pensée de la figure 1.2, la situation est différente : c'est l'oscillation de Rabi de l'atome dans le champ d'un seul photon qui change la phase de la fonction d'onde atomique.

Examinons maintenant le cas où l'on n'introduit pas de déphasage dans le bras gauche de notre interféromètre de la figure 1.2, $\varphi = 0$. Alors si la cavité ne contient pas de photon, l'atome quitte l'interféromètre toujours par la sortie D_1 . Cependant, en présence d'un photon, l'atome est toujours détecté dans l'autre voie (D_2 dans la figure 1.2). L'état de l'atome après la recombinaison est donc parfaitement corrélé avec l'état de la cavité. Une détection de l'atome dans une des deux voies représente donc une mesure de l'état de la cavité à l'échelle d'un seul photon.

²Dans la représentation d'interaction, les états n'évoluent pas en l'absence de couplage. Il est donc équivalent de dire que les phases globales des états à droite se comprennent par rapport aux phases des états qu'on obtiendrait si le système évoluait sans couplage.

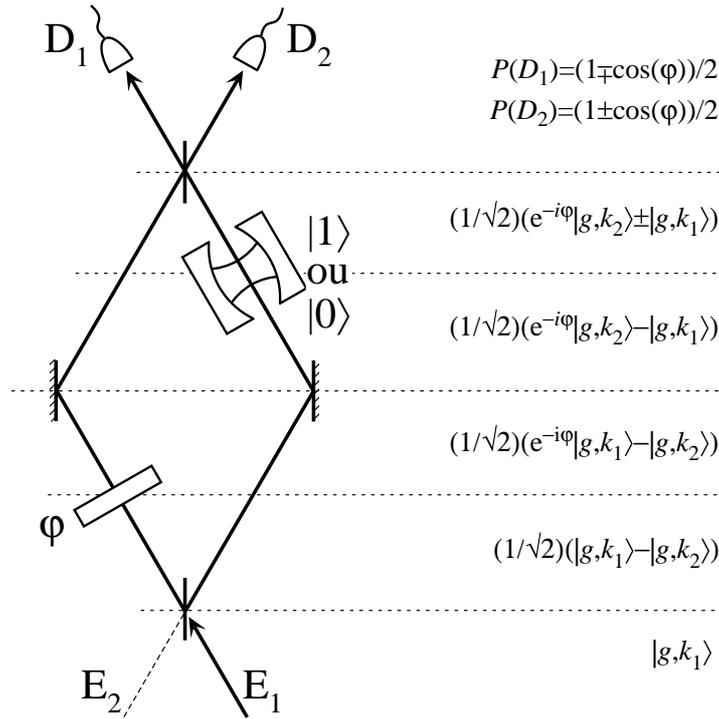


FIG. 1.2: Expérience de pensée pour mesurer le déphasage de l'état quantique $|g, 1\rangle$ lors d'une impulsion 2π de Rabi (k_1 et k_2 dénotent, respectivement, les deux directions de propagation).

Ce résultat est d'autant plus remarquable que, selon (1.33), l'interaction entre l'atome et le champ ne change pas l'énergie de ce dernier (lors de l'impulsion 2π de Rabi, l'atome absorbe le photon du mode de la cavité, puis le réémet de manière cohérente dans le mode). Cette expérience de pensée suggère donc une façon de détecter un seul photon «sans le détruire».

1.4.2 Réalisation de l'expérience de pensée dans notre dispositif expérimental

Nous avons réalisé une telle mesure quantique non-destructive dans le travail de thèse de Gilles Nogues [NRO⁺99, Nog99]. Cette expérience peut être entièrement comprise dans les termes de l'expérience de pensée présentée ci-dessus. La seule différence est que nous ne séparons pas spatialement le paquet atomique pour lui faire parcourir un chemin avec et un chemin sans couplage à la cavité. Par contre, nous préparons l'atome dans une superposition cohérente d'états électroniques : l'un est l'état $|g\rangle$, qui est couplé au mode de la cavité, et l'autre, que nous appellerons $|i\rangle$ dans la suite, est un état qui n'est pas couplé au mode de la cavité.

Bien que l'atome passe entièrement à travers le mode de la cavité, c'est donc uniquement la partie $|g\rangle$ de la fonction d'onde qui est déphasée par l'interaction avec le mode, si ce dernier contient un photon. La partie $|i\rangle$ de la fonction d'onde, par contre, reste inchangée et joue un rôle analogue à celui du bras gauche de l'interféromètre dans la figure

1.2 : elle sert de référence pour mesurer le déphasage. Lors de la recombinaison des deux états électroniques, ce déphasage provoque, comme ci-dessus, une modification des probabilités de détecter l'atome dans les états $|g\rangle$ ou $|i\rangle$ (cf. section 1.5.2). Dans la section 1.5, j'expliquerai le principe de l'interféromètre de Ramsey qui nous permet d'effectuer les transformations des états électroniques nécessaires. Les détails expérimentaux sur cet interféromètre seront donnés dans la section 3.2.

1.4.3 Interprétation en termes de la logique quantique

Un autre aspect est également important dans cette discussion : aussi bien dans l'expérience de pensée que dans sa réalisation, nous rencontrons une dynamique quantique conditionnelle. L'état atomique final dépend en effet de l'état du champ dans la cavité. Cette dynamique conditionnelle provient de l'impulsion 2π de Rabi qui, selon le fait que la cavité contient un photon ou non, introduit un déphasage de la fonction d'onde atomique.

L'interaction entre l'atome et le champ dans la cavité peut, en fait, être interprétée comme l'opération d'une porte logique agissant sur les états de l'atome et du champ. Dans cette interprétation, nous considérons l'état atomique électronique ainsi que l'état du champ comme des réalisations physiques de deux qubits et nous attribuons aux états $|i\rangle$ et $|g\rangle$ de l'atome et aux états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ de la cavité respectivement les valeurs logiques zéro et un.

Dans la suite, je vais montrer que cette porte logique est plus qu'une porte logique classique : sa dynamique conditionnelle préserve la cohérence des états des qubits d'entrée. Pour voir cela, considérons d'abord les quatre possibilités d'évolution qui existent classiquement : l'atome peut se trouver dans l'état qui n'est pas couplé à la cavité (l'état $|i\rangle$ dans notre expérience) ou être dans l'état $|g\rangle$ qui est couplé à la cavité. En même temps, la cavité peut contenir zéro ou un photon.

Dans trois des quatre cas (si l'atome se trouve dans l'état non-couplé et/ou si la cavité ne contient pas de photon), l'atome et le champ ne sont pas couplés et l'état du système reste inchangé. Si, par contre, l'atome est dans l'état couplé et la cavité contient un photon, le système subit une impulsion 2π de Rabi et sa phase quantique change de π . Mais ce changement de phase correspond à une évolution unitaire du système qui préserve la cohérence (ou, autrement dit, un rapport de phase bien déterminé) avec les états non-couplés.

Nous pouvons donc affirmer que l'impulsion 2π de Rabi réalise une dynamique conditionnelle cohérente. Dans les termes de notre expérience, cette dynamique s'écrit de la façon suivante, pour différents états initiaux de l'atome et du champ :

$$\begin{aligned} (c_i |i\rangle + c_g |g\rangle) \otimes |0\rangle &\xrightarrow{2\pi} (c_i |i\rangle + c_g |g\rangle) \otimes |0\rangle \\ (c_i |i\rangle + c_g |g\rangle) \otimes |1\rangle &\xrightarrow{2\pi} (c_i |i\rangle - c_g |g\rangle) \otimes |1\rangle \end{aligned} \quad (1.34)$$

et

$$\begin{aligned} (c_0 |0\rangle + c_1 |1\rangle) \otimes |i\rangle &\xrightarrow{2\pi} (c_0 |0\rangle + c_1 |1\rangle) \otimes |i\rangle \\ (c_0 |0\rangle + c_1 |1\rangle) \otimes |g\rangle &\xrightarrow{2\pi} (c_0 |0\rangle - c_1 |1\rangle) \otimes |g\rangle, \end{aligned} \quad (1.35)$$

où c_i , c_g , c_0 et c_1 sont des amplitudes de probabilité arbitraires.

Le processus est entièrement symétrique : dans le cas des équations (1.34), la cohérence atomique est déphasée en fonction de l'état de la cavité ; dans les équations (1.35), c'est l'état atomique qui a un effet sur la cohérence du champ. De plus, en combinant (1.34) et (1.35), nous nous attendons à un état final intriqué, si l'atome et le champ sont initialement préparés dans des superpositions cohérentes. Pour illustrer ce fait, considérons l'exemple suivant :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(|i\rangle + |g\rangle) \otimes (|0\rangle + |1\rangle) &\xrightarrow{2\pi} \frac{1}{2}[(|i\rangle + |g\rangle) \otimes |0\rangle + (|i\rangle - |g\rangle) \otimes |1\rangle] \\ &= \frac{1}{2}[|i\rangle \otimes (|0\rangle + |1\rangle) + |g\rangle \otimes (|0\rangle - |1\rangle)] . \end{aligned} \quad (1.36)$$

Les deux formes équivalentes à droite décrivent un état non-factorisable qui est en effet équivalent à une paire EPR atome–champ. Outre l'impulsion $\pi/2$, l'impulsion 2π de Rabi représente donc une deuxième manière de préparer des états intriqués dans notre expérience.

Cependant, les deux méthodes se distinguent sur un point important : lors de l'impulsion $\pi/2$ de Rabi, aussi bien l'énergie atomique que l'énergie du champ dans la cavité changent. Cela n'est pas le cas lors de l'impulsion 2π de Rabi où, à la fin de l'évolution, aucune énergie n'est transférée entre l'atome et le champ. Nous pouvons considérer que, dans ce dernier cas, la phase de la cohérence atomique «s'intrique» avec l'état d'énergie de la cavité (cf. éq. (1.34)). En conséquence, un deuxième atome (ou même plusieurs) peut, en principe, «s'intriquer» avec le champ dans la cavité en subissant une impulsion 2π de Rabi. Je discuterai ce cas plus en détails dans la section 5.6.3.

1.5 L'interféromètre de Ramsey

Dans la dernière section, nous avons vu que l'impulsion 2π de Rabi réalise une dynamique quantique conditionnelle cohérente. Pour pouvoir mettre en évidence cette dynamique dans notre expérience, nous devons préparer des atomes dans une superposition cohérente des états électroniques $|i\rangle$ et $|g\rangle$ et, après l'interaction atome–champ, nous devons analyser la phase de cette superposition.

Ces deux tâches sont accomplies avec un interféromètre atomique de type interféromètre de Ramsey. Il est réalisé en couplant les atomes, dans deux zones d'interaction, avant et après l'interaction avec le mode de la cavité, à une source micro-onde «classique».³ Cette source micro-onde est quasi-résonnante avec la transition atomique entre les deux niveaux en question. Les principes de l'interféromètre de Ramsey sont illustrés dans la figure 1.3.

³Le terme «classique» dans ce contexte veut dire qu'il s'agit d'une source cohérente de statistique Poissonnienne. Strictement, cela n'est pas une condition suffisante pour pouvoir traiter le champ rayonné par cette source d'une façon classique dans la description de l'interaction atome–champ. Dans la limite d'un faible nombre moyen de photons, il faut en plus assurer que le champ se «renouvelle» suffisamment rapidement (voir [KFH⁺99] pour plus de détails).

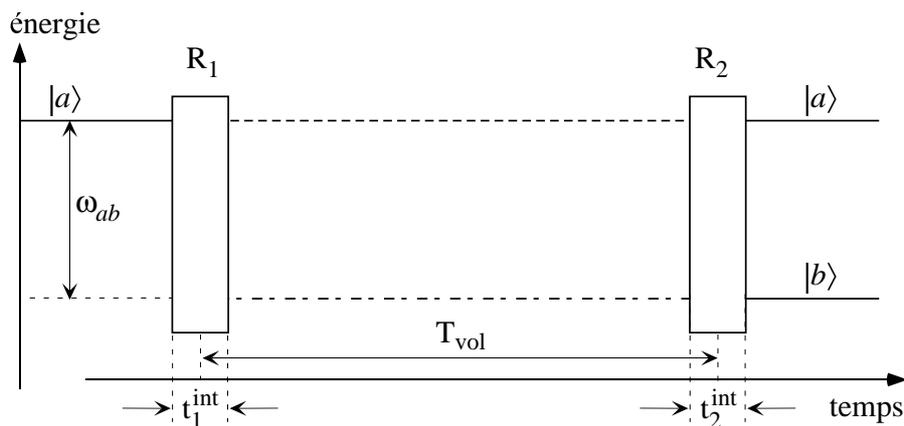


FIG. 1.3: Principe de l'interféromètre de Ramsey. Dans deux zones d'interaction, R_1 et R_2 (les «zones de Ramsey»), l'atome interagit avec un champ classique, quasi-résonnant avec la transition atomique. Dans chaque zone, l'atome subit une impulsion $\pi/2$, dite «de Ramsey». La probabilité de trouver l'atome, à la sortie de R_2 , dans l'état $|a\rangle$ ou $|b\rangle$ est modulée en fonction de la phase relative entre le champ en R_2 et le dipôle atomique, induit en R_1 . Ce signal interférométrique est appelée «les franges de Ramsey».

1.5.1 Le signal interférométrique

Examinons l'interaction d'un atome à deux niveaux, $|a\rangle$ et $|b\rangle$, avec un champ classique $\mathbf{E}_R \sin(\omega_R t + \varphi_0)$. L'amplitude du champ classique est supposée constante; le couplage atome–champ, caractérisé par la fréquence de Rabi $\Omega_R = -2\mathbf{d}_{ab} \cdot \mathbf{E}_R/\hbar$, ne varie donc pas au cours du temps. De plus, nous nous limitons au cas où le champ classique est quasi-résonnant avec la transition atomique. Nous nous trouvons dans ce cas quasi-résonnant, si le temps d'interaction t_i^{int} entre l'atome et le champ dans la zone R_i vérifie la relation $t_i^{\text{int}} \ll 2\pi/\delta_R$, où $\delta_R = \omega_R - \omega_{ab}$ est le désaccord atome–champ. Finalement, nous supposons que les temps d'interaction sont beaucoup plus courts que T_{vol} , le temps de vol entre les deux zones R_1 et R_2 , $t_i^{\text{int}} \ll T_{\text{vol}}$.⁴

Dans ces conditions, l'évolution des états atomiques au cours des interactions dans chaque zone vérifie

$$\begin{aligned} |a\rangle &\longrightarrow \cos(\Omega_R t_i^{\text{int}}/2) |a\rangle + e^{i\varphi_i} \sin(\Omega_R t_i^{\text{int}}/2) |b\rangle \\ |b\rangle &\longrightarrow -e^{-i\varphi_i} \sin(\Omega_R t_i^{\text{int}}/2) |a\rangle + \cos(\Omega_R t_i^{\text{int}}/2) |b\rangle . \end{aligned} \quad (1.37)$$

Les phases φ_i assurent que le dipôle atomique induit par l'interaction en zone R_i est en quadrature avec le champ. Leurs valeurs dépendent donc de la forme des éléments de matrice dipolaire, c'est-à-dire de la définition des états $|a\rangle$ et $|b\rangle$. Nous avons choisi la forme des éléments de matrice dipolaire en définissant la fréquence de Rabi $\Omega_R = -2\mathbf{d}_{ab} \cdot \mathbf{E}_R/\hbar$ comme réelle et positive. Ainsi, nous avons aussi choisi la phase relative des états atomiques. Avec cette définition, les phases φ_i vérifient

$$\varphi_1 = \varphi_0 , \quad \varphi_2 = \varphi_0 + (\omega_R - \omega_{ab})T_{\text{vol}} = \varphi_0 + \delta_R T_{\text{vol}} . \quad (1.38)$$

⁴Nous allons voir dans la section 3.2 que ces approximations sont justifiées dans le cas de notre expérience.

Supposons maintenant que l'atome soit initialement dans l'état $|a\rangle$ et que l'amplitude du champ et les temps d'interaction dans les deux zones de Ramsey soient choisis de telle manière que $\Omega_R t_i^{\text{int}} = \pi/2$ (impulsions $\pi/2$ de Ramsey). L'évolution de l'état atomique lors de son passage à travers l'interféromètre est donc

$$\begin{aligned} |a\rangle &\xrightarrow{\frac{\pi}{2}:R_1} \frac{1}{\sqrt{2}} (|a\rangle + e^{i\varphi_0} |b\rangle) \\ &\xrightarrow{\frac{\pi}{2}:R_2} \frac{1}{2} ((1 - e^{-i\delta_R T_{\text{vol}}}) |a\rangle + e^{i\varphi_0} (1 + e^{i\delta_R T_{\text{vol}}}) |b\rangle) . \end{aligned} \quad (1.39)$$

De cette expression on déduit la probabilité de détecter l'atome dans a (resp. b) :

$$\begin{aligned} P_a &= \frac{1}{2} (1 - \cos(\delta_R T_{\text{vol}})) \\ P_b &= \frac{1}{2} (1 + \cos(\delta_R T_{\text{vol}})) . \end{aligned} \quad (1.40)$$

Les probabilités sont modulées de façon sinusoidale en fonction de $\delta_R T_{\text{vol}}$, le déphasage entre atome et champ pendant le temps de vol entre les deux interactions. Ce signal interférométrique est couramment appelé «les franges de Ramsey». Dans le cas idéal considéré, les franges ont un contraste de 100%, c'est-à-dire qu'elles oscillent entre 0 et 1.

1.5.2 Effet d'un déphasage cohérent de l'état atomique

Supposons que, entre les deux zones d'interaction, un processus change, de manière cohérente, la phase relative de la superposition atomique :

$$c_a |a\rangle + c_b |b\rangle \xrightarrow{\text{déphas. coh.}} c_a e^{-i\theta_{\text{coh}}} |a\rangle + c_b |b\rangle . \quad (1.41)$$

Dans la section 1.4, nous avons vu qu'un tel déphasage avec $\theta_{\text{coh}} = \pi$ apparaît par exemple dans une superposition des niveaux $|g\rangle$ et $|i\rangle$ lors d'une impulsion 2π de Rabi (cf. éq. (1.34)). Mais ce déphasage pourrait aussi venir d'un changement temporaire de la fréquence atomique, induit par effet Stark (voir la section A.2 pour les détails expérimentaux).

Dans ce cas, l'évolution de l'état atomique lors de son passage à travers l'interféromètre devient

$$\begin{aligned} |a\rangle &\xrightarrow{\frac{\pi}{2}:R_1} \frac{1}{\sqrt{2}} (|a\rangle + e^{i\varphi_1} |b\rangle) \\ &\xrightarrow{\text{déphas. coh.}} \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{-i\theta_{\text{coh}}} |a\rangle + e^{i\varphi_1} |b\rangle) \\ &\xrightarrow{\frac{\pi}{2}:R_2} \frac{1}{2} ((1 - e^{-i(\varphi_2 - \varphi_1 - \theta_{\text{coh}})}) e^{-i\theta_{\text{coh}}} |a\rangle + (1 + e^{-i(\varphi_2 - \varphi_1 - \theta_{\text{coh}})}) e^{i(\varphi_2 - \theta_{\text{coh}})} |b\rangle) , \end{aligned} \quad (1.42)$$

et nous trouvons des franges de Ramsey qui ont une différence de phase de θ_{coh} par rapport au cas sans déphasage cohérent (1.40) :

$$\begin{aligned} P_a &= \frac{1}{2} (1 - \cos(\delta_R T_{\text{vol}} - \theta_{\text{coh}})) \\ P_b &= \frac{1}{2} (1 + \cos(\delta_R T_{\text{vol}} - \theta_{\text{coh}})) . \end{aligned} \quad (1.43)$$

Les franges de Ramsey nous permettent donc, en comparant leur phase avec la phase des franges obtenues en l'absence du processus déphasant, de mesurer directement le déphasage de la cohérence atomique.

En particulier, dans le cas de l'impulsion 2π de Rabi, les franges sont en opposition de phase par rapport au cas où la cavité ne contient pas de photon. Cet effet nous a permis (cf. section 1.4.2) de détecter un seul photon dans la cavité sans le détruire.

1.5.3 Effet d'un déphasage incohérent de l'état atomique

Dans le paragraphe précédent, nous avons considéré l'effet d'un déphasage cohérent, c'est-à-dire d'un processus qui change la phase relative de la superposition atomique entre R_1 et R_2 de la même façon pour tout les atomes. L'état atomique après ce processus reste donc un état pur avec une phase bien définie par rapport à l'état avant le déphasage (cf. éq. 1.41). Mais, dans une expérience, la superposition atomique est aussi sensible à des déphasages qui sont introduits par des effets parasites, c'est-à-dire par des processus que nous ne contrôlons pas.

Dans ce cas, le déphasage de l'état atomique varie de façon inconnue d'une réalisation expérimentale à l'autre. L'ensemble atomique ne correspond donc plus à un état pur comme dans le dernier paragraphe mais à un mélange statistique qui est décrit par un opérateur statistique, moyenné sur tous les déphasages

$$c_a |a\rangle + c_b |b\rangle \xrightarrow{\text{déphas. incoh.}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\theta_{\text{incoh}}) \hat{\rho}(\theta_{\text{incoh}}) d\theta_{\text{incoh}} \quad (1.44)$$

avec $\hat{\rho}(\theta_{\text{incoh}}) = (c_a e^{-i\theta_{\text{incoh}}} |a\rangle + c_b |b\rangle)(c_a^* e^{i\theta_{\text{incoh}}} \langle a| + c_b^* \langle b|)$,

où $f(\theta_{\text{incoh}})$ est la fonction de distribution des déphasages :

$$P(\theta_{\text{incoh}} \in [\theta_1, \theta_2]) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} f(\theta) d\theta \quad \text{et} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} f(\theta) d\theta = 1 . \quad (1.45)$$

Avec un tel déphasage incohérent, les franges de Ramsey ont la forme

$$P_a = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\theta_{\text{incoh}}) \cos(\delta_R T_{\text{vol}} - \theta_{\text{incoh}}) d\theta_{\text{incoh}} \quad (1.46)$$

$$P_b = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\theta_{\text{incoh}}) \cos(\delta_R T_{\text{vol}} - \theta_{\text{incoh}}) d\theta_{\text{incoh}} .$$

Il s'agit donc de la moyenne des franges de Ramsey, avec différentes phases θ_{incoh} . Cette moyenne est toujours une fonction sinusoïdale de $\delta_R T_{\text{vol}}$,

$$P_a = \frac{1}{2} (1 - \eta \cos(\delta_R T_{\text{vol}} - \bar{\theta}_{\text{incoh}})) \quad (1.47)$$

$$P_b = \frac{1}{2} (1 + \eta \cos(\delta_R T_{\text{vol}} - \bar{\theta}_{\text{incoh}})) ,$$

mais avec un contraste réduit, $\eta < 1$. Les valeurs de η et du déphasage effectif $\bar{\theta}_{\text{incoh}}$ dépendent de la forme explicite de $f(\theta_{\text{incoh}})$. En général, on peut dire que η est d'autant

plus petit que la distribution des déphasages est large. Dans le cas limite où cette largeur est de l'ordre de 2π , le contraste tend vers zéro.

Ce qui est important d'un point de vue expérimental est que, même avec un contraste réduit par des processus incohérents, les franges de Ramsey nous permettent toujours de déterminer un déphasage cohérent en comparant, comme dans le dernier paragraphe, la phase des franges déphasées avec celle des franges obtenues en l'absence du processus déphasant. Il faut tout de même mentionner que cela impose que les processus incohérents (et donc $\bar{\theta}_{\text{incoh}}$) ne dépendent pas de la présence ou de l'absence du processus cohérent. En réalité, ceci n'est pas toujours le cas, et il faut, éventuellement, corriger les données expérimentales pour ces effets systématiques (voir par exemple la section [4.3.1](#)).

Chapitre 2

Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé au cours de cette thèse est développé depuis 1990. Mon travail de thèse s'intègre donc dans un travail de groupe impliquant un nombre assez important de personnes qui ont conçu, réalisé, maintenu et amélioré ce montage avant et avec moi. J'étais dans la situation chanceuse de pouvoir travailler, pendant plus de la moitié de ma thèse, avec un dispositif expérimental en état (métastable) de fonctionnement. Néanmoins, aussi bien avant la dernière fermeture de l'expérience il y a maintenant 28 mois que pendant la période de fonctionnement évolutif, j'ai pu prendre goût à toutes les subtilités qu'un montage d'une telle complexité peut réserver à l'expérimentateur.

Il serait présomptueux et inutile de redonner, dans ce chapitre, tous les détails qui ont déjà été expliqués dans de nombreuses thèses et articles [Ber94, Nus94, Maa96, Dre97, Maï98, Nog99] [NBB⁺93]. Je me contenterai donc de donner un bref aperçu des caractéristiques de notre appareil, en m'efforçant de faire ressortir les points importants.

2.1 Description générale

2.1.1 Motivation

L'idée clé sous-tendant notre dispositif expérimental est de réaliser un système quantique modèle, c'est-à-dire un système quantique qui possède le moins de degrés de liberté possible, tout en étant non-trivial. Plus précisément, nous visons à nous approcher le plus près possible du système décrit par le modèle théorique de Jaynes-Cummings : un atome à deux niveaux couplé à un seul mode du champ électromagnétique en l'absence de toute dissipation. Nous allons voir, dans la suite de ce chapitre, que, contrairement à ce qu'on pourrait penser naïvement, la réalisation d'un tel système simple demande un effort expérimental considérable.

2.1.2 Schéma du système expérimental

Le schéma d'ensemble du dispositif expérimental est représenté dans la figure 2.1. Le coeur de notre expérience est une cavité micro-onde supraconductrice. Elle est réalisée avec deux

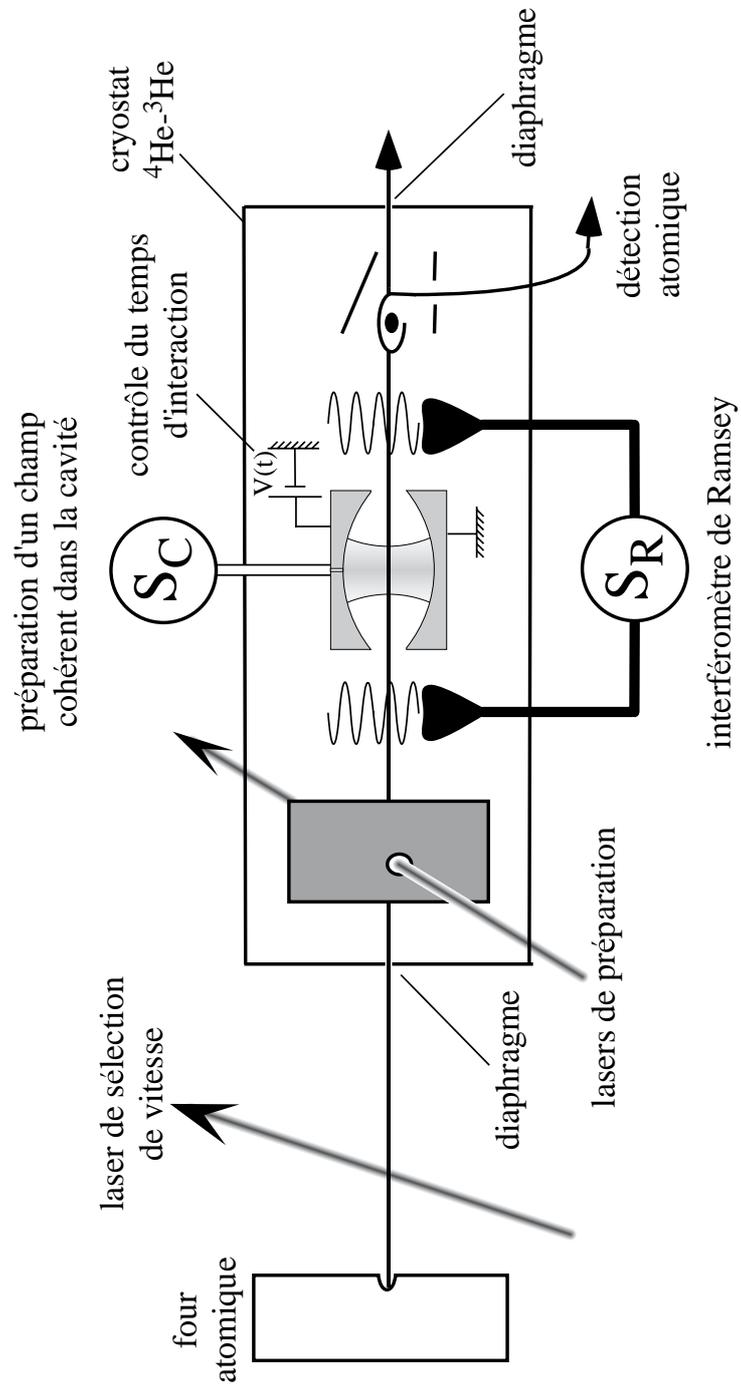


FIG. 2.1: Schéma du dispositif expérimental dans son ensemble.

miroirs sphériques en niobium qui sont arrangés, face à face, dans une géométrie Fabry-Pérot. Quelques détails concernant cette cavité seront donnés dans la section 2.3. Dans cette présentation générale, il suffit de dire qu'elle soutient un mode Gaussien TEM_{9,0,0}, appelé C dans la suite. La fréquence de ce mode est 51 GHz et la dissipation de l'énergie du champ stocké se produit à une échelle de temps de la milliseconde.

Nous couplons à ce mode, de manière résonnante, des atomes qui sont préparés dans des états dits «de Rydberg circulaires». Il s'agit d'états atomiques très excités, proches de la limite d'ionisation, pour lesquels le moment angulaire de l'électron de valence est maximum. Plus de détails sur les caractéristiques des atomes de Rydberg circulaires se trouvent dans la section 2.2. En outre, les états de Rydberg circulaires ont l'avantage d'un grand moment dipolaire et d'une longue durée de vie (dans notre cas de l'ordre de 30 ms). La force de couplage entre les atomes et le champ de C dépend de ce moment dipolaire et de la fréquence et du volume du mode C (cf. 1.7, page 16). La période de Rabi résultante, $2\pi/\Omega_0$, est de 20 μs ; la dissipation due aux pertes de la cavité ou à l'émission spontanée est donc négligeable à cette échelle de temps.

Pour préparer des atomes de Rydberg circulaires, nous utilisons un jet effusif d'atomes de rubidium (⁸⁵Rb). Le four atomique est chauffé à 190 °C. Les atomes forment un jet horizontal. Des diaphragmes limitent la divergence angulaire du jet atomique : on estime que, au niveau de la cavité, les atomes sont répartis transversalement dans un cercle de diamètre 1 mm autour de l'axe du jet. Le four est situé dans une enceinte à vide séparée de l'enceinte principale de l'expérience. Pour toutes les distances précises entre les différents éléments de l'expérience on peut consulter le tableau 2.1.

La préparation des états de Rydberg circulaires sera résumée dans la section 2.2.2. Elle agit sur les atomes dans le niveau fondamental hyperfin $F = 3$,¹ et se fait de manière pulsée, dans une fenêtre temporelle de moins de 2 μs autour d'un instant précis (réglable avec une résolution de 100 ns). L'endroit où cette préparation a lieu est également très bien défini. Il est fixé par le diamètre des faisceaux laser qui servent à exciter nos atomes. Le faisceau du plus petit des trois lasers d'excitation a un diamètre d'environ 300 μm au niveau de la zone d'excitation. A cause de la saturation, la zone dans laquelle les atomes «voient» ce laser est certainement plus longue. Nous estimons cette zone à 0.5 mm environ.

Nous savons donc quand et où nous excitons des atomes dans l'état de Rydberg circulaire. Pour, de plus, sélectionner leur vitesse, nous utilisons, entre l'enceinte à vide du four et l'enceinte à vide principale, une méthode de pompage optique sensible à l'effet Doppler qui sera expliquée dans la section 2.2.3 et qui sélectionne la vitesse des atomes à 500 ± 10 m/s. Par le temps de vol entre la zone de sélection de vitesse et la zone de préparation des états de Rydberg circulaires, nous réduisons encore la distribution des vitesses : les atomes de Rydberg ont une dispersion en vitesse relative de moins de 1 % autour de la valeur moyenne de 500 m/s.

On peut alors dire que nous préparons, de manière pulsée, des «paquets» d'atomes dans l'état de Rydberg circulaire, qui traversent ensuite le dispositif expérimental. Étant données la dispersion en vitesse et la résolution temporelle et spatiale de l'excitation, nous

¹Le ⁸⁵Rb possède deux états fondamentaux de moment angulaire total $F = 2$ et $F = 3$. A l'équilibre thermique, le rapport des populations de ces deux niveaux correspond à leur degrés de dégénérescence, il est donc de 5 : 7.

	Four	Sélection de vitesse	Préparation des états circulaires	Zone de Ramsey R_1	Centre du mode	Zone de Ramsey R_2	Détection
Four		170 mm	540 mm	630 mm	640 mm	650 mm	715 mm
Sélection de vitesse	340 μ s		370 mm	460 mm	470 mm	480 mm	545 mm
Préparation des états circulaires	1080 μ s	740 μ s		90 mm	100 mm	110 mm	175 mm
Zone de Ramsey R_1	1260 μ s	920 μ s	180 μ s		10 mm	20 mm	85 mm
Centre du mode	1280 μ s	940 μ s	200 μ s	20 μ s		10 mm	75 mm
Zone de Ramsey R_2	1300 μ s	960 μ s	220 μ s	40 μ s	20 μ s		65 mm
Détection	1430 μ s	1090 μ s	350 μ s	170 μ s	150 μ s	130 μ s	

TAB. 2.1: Distances entre les différents éléments de l'expérience en mm et en temps de vol pour un atome à 500 m/s.

connaissions, à tout instant, la position de chaque paquet à 1 mm près. Cela nous permet en particulier de contrôler précisément le temps d'interaction entre les atomes et le mode C lorsque les atomes traversent ce dernier.

La vitesse des atomes, 500 m/s, est choisie de telle manière que, si les atomes sont en résonance avec C pendant tout le temps qu'ils mettent à le traverser, le temps effectif d'interaction (voir équation (1.18), page 19) correspond à une impulsion 2π de Rabi,

$$\Omega_0 t_{\text{eff,transit}} \simeq \Omega_0 \frac{\sqrt{\pi} w_0}{v} = 2\pi . \quad (2.1)$$

Pour régler des temps effectifs d'interaction plus courts, nous pouvons désaccorder la fréquence de la transition atomique par rapport à la fréquence de C en appliquant un petit champ électrique dans la cavité qui change la fréquence atomique par effet Stark. Nous pouvons ainsi couper l'interaction et choisir, comme nous l'entendons, le temps effectif d'interaction atome–champ. Cette méthode nous offre un contrôle total des oscillations de Rabi et sera présentée dans la section 3.1.2.

L'excitation des atomes dans le niveau de Rydberg circulaire se fait à partir d'un jet atomique thermique. Les temps d'arrivée des atomes dans ce jet est donc aléatoire. De plus, la probabilité d'excitation pour un atome donné à partir du niveau fondamental est faible (moins de 10 %, cf. la section 2.2.2). Le nombre moyen d'atomes par paquet fluctue donc avec une statistique Poissonnienne. Nous pouvons régler ce nombre moyen d'atomes par paquet à des valeurs très faibles (comprises entre 0.2 et 0.6 ; voir le paragraphe sur l'efficacité de détection ci-dessous). Cela se fait en adaptant la puissance et le temps d'allumage du laser d'excitation.

L'interféromètre de Ramsey est réalisé en couplant les atomes de Rydberg circulaires avec une onde classique, quasi-résonnante avec la transition en question, à deux endroits différents lors du trajet des atomes à travers le dispositif expérimental. Ces deux zones d'interaction sont placées de part et d'autre de C , ce qui permet de mettre en évidence l'effet de l'interaction atome–cavité sur la cohérence atomique préparée dans la première

zone (cf. paragraphe 1.5.2, page 28). L'onde est pulsée avec un temps d'allumage inférieur à $2 \mu\text{s}$. La source qui produit l'onde, S_R , utilise un oscillateur à YIG et est quadruplée en fréquence à l'aide d'une diode non-linéaire. Le signal non-quadruplé est verrouillé en phase sur un quartz à 100 MHz qui a une très grande pureté spectrale à court terme. Pour limiter sa dérive à long terme, ce quartz est lui-même verrouillé en phase sur un quartz ultrastable à 10 MHz. Cela assure que le spectre de notre source micro-onde est très étroit avec une dérive de phase inférieure au degré par jour. Une telle stabilité est en fait nécessaire si nous voulons réaliser des expériences avec deux sources ou plus (cf. section 5.3.3, page 115). Dans ce cas, le signal expérimental peut dépendre de la phase relative entre les sources. Cette phase relative doit donc rester stable pendant toute la période d'acquisition des données.

Une autre source, S_C , nous permet d'injecter de manière pulsée un champ cohérent dans C à travers un petit trou dans un des deux miroirs. En adaptant la puissance de la source et son temps d'allumage, nous pouvons contrôler le nombre moyen de photons du champ cohérent que nous injectons dans C jusqu'à des valeurs très faibles (inférieures à 0.1). Comme la source de l'interféromètre de Ramsey, la source S_C est verrouillée en phase dans notre chaîne de fréquence.

Pour maintenir la cavité en dessous de la température de transition du supraconducteur (9.2 K pour le niobium), notre expérience est refroidie au moyen d'un dispositif cryogénique. Nous sommes en fait obligés de refroidir la cavité au moins à 1.8 K pour ne pas être limités, en ce qui concerne la dissipation du champ de C , par la résistance résiduelle des miroirs à 50 GHz : même si la résistance Ohmique pour un courant continu est rigoureusement nulle en dessous de la température de transition, elle reste toujours finie pour un courant alternatif. Il faut alors refroidir la cavité à la température ci-dessus, pour que sa valeur soit négligeable. Mais la surtension de la cavité n'est pas la seule raison pour laquelle il faut refroidir l'expérience à des températures cryogéniques. Nous devons aussi nous assurer que le rayonnement thermique à 50 GHz soit négligeable dans l'ensemble du dispositif expérimental «vu» par les atomes de Rydberg circulaires. Cela est nécessaire, d'une part parce que ce rayonnement pourrait induire des transitions entre différents niveaux. D'autre part, le rayonnement thermique affecterait aussi le mode de la cavité et introduirait des photons thermiques dans ce dernier. L'expérience nous dit que c'est ce dernier effet qui est le plus critique.

Si le mode de la cavité était thermalisé avec les miroirs, le nombre moyen de photons thermiques dans C se calculerait facilement en supposant une statistique Boltzmannienne : par exemple, pour une température de 0.6 K, nous prédisons moins de 0.02 photons thermiques en moyenne dans C —un nombre tout à fait négligeable vue la précision de notre expérience. Nous utilisons donc un cryostat à deux étages, ^4He – ^3He , qui nous permet, en mode de fonctionnement normal, de refroidir notre expérience à cette température limite de 0.6 K.

Malheureusement, lors des premières expériences effectuées, nous avons constaté qu'une source supplémentaire de rayonnement thermique (cf. section 3.3) introduit en moyenne de l'ordre de un photon thermique dans C . Pour pouvoir contrôler le champ de C à mieux que le photon près, nous sommes donc obligés de refroidir activement le champ de C pour nous approcher de l'état vide $|0\rangle$. Cette procédure de refroidissement est maintenant bien

maîtrisée et sera présentée dans la section 3.3. En conséquence, le fait que pendant la série d'expériences de ma thèse l'étage ^3He soit tombé en panne ne changeait pas notre contrôle du champ de C : la température limite que nous pouvons atteindre avec ^4He est de 1.3 K. Le nombre moyen de photons thermiques dans C en équilibre thermique à cette température est de moins de 0.2. L'effet de la température des miroirs reste donc petit devant le champ thermique introduit par des fuites micro-ondes. Pour la plupart des données présentées dans cette thèse, nous avons alors travaillé à 1.3 K.

Finalement, nous détectons les atomes par une méthode d'ionisation en champ électrostatique qui sera présentée dans la section 2.2.4. Elle nous permet, à la fois, de détecter la présence d'un seul atome et nous renseigne aussi sur son état d'énergie : le seuil d'ionisation d'un atome de Rydberg circulaire dépend de son nombre quantique principal. Nous réglons donc le champ électrique entre les plaques de notre condensateur de détection de manière à ce que l'atome, pour un nombre quantique principal donné, soit ionisé juste en face d'un trou dans l'anode. Derrière ce trou, un ensemble de lentilles électrostatiques accélère et focalise l'électron sur la première dynode d'un multiplicateur d'électrons. Ce sont les « clics » de ce multiplicateur qui constituent le signal expérimental brut que nous tirons de notre expérience.

L'efficacité de détection des atomes est de 40 ± 10 % avec une probabilité de se tromper entre les différents états atomiques de 2–3 %. Si cette efficacité était de 100 %, notre système de détection nous permettrait en principe de mesurer le nombre d'atomes par paquet atomique. Mais, à cause de son efficacité imparfaite, la probabilité de détecter correctement plus d'un atome décroît exponentiellement avec le nombre d'atomes. Pour pouvoir négliger la probabilité qu'il y ait deux ou plusieurs atomes dans le même paquet, nous devons donc travailler à des faibles nombres moyens d'atomes par paquet. Dans ce cas, la détection d'un atome dans un paquet nous dit qu'il y avait un et—avec une bonne approximation—un seul atome présent dans le paquet.

2.2 Les atomes de Rydberg circulaires

Un atome dans un état de Rydberg circulaire peut être vu comme un atome « classique » hydrogénoïde : il s'agit d'un état atomique très excité de sorte que l'électron de valence évolue sur une orbite circulaire loin du cœur ionique. Nous pouvons déjà inférer quelques propriétés des atomes de Rydberg circulaires à partir de cette image classique.

La première conclusion est que le moment dipolaire électrique, qui couple deux états de Rydberg circulaires et qui est proportionnel à la distance entre l'électron de valence et le cœur ionique, est très grand. Cela a comme conséquence que le couplage entre les atomes et le champ électromagnétique est très fort. À cause de ce couplage, les atomes de Rydberg circulaires sont particulièrement sensibles aux effets résonnants, qui induisent des transitions entre différents états de Rydberg, mais aussi aux effets dispersifs, comme le déplacement lumineux des niveaux d'énergie. De plus, le grand moment dipolaire électrique a comme conséquence une grande polarisabilité et un effet Stark quadratique important. Nous pouvons donc voir l'atome de Rydberg comme une « antenne » atomique de dimensions exceptionnelles, comme une sonde de champ électrique très sensible.

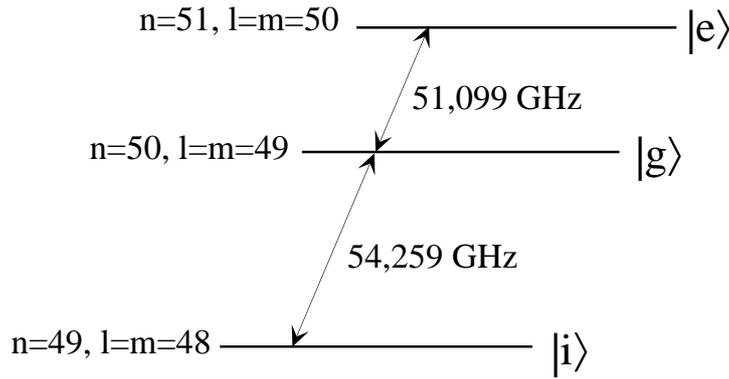


FIG. 2.2: Schéma des niveaux de Rydberg circulaires utilisés pour nos expériences.

A l'échelle atomique, un atome de Rydberg circulaire représente aussi une boucle de courant importante. En conséquence, l'effet Zeeman se manifeste par un fort changement relatif de la fréquence de transition entre différents niveaux de Rydberg circulaires. Et, finalement, nous pouvons nous attendre à ce que les états de Rydberg circulaires soient plus stables que des états «elliptiques» de même énergie car l'accélération moyenne de l'électron sur une orbite circulaire est minimale (la puissance rayonnée par une charge est proportionnelle au module carré de son accélération). Par le même argument d'accélération, nous constatons que la stabilité des états de Rydberg devrait augmenter avec le rayon de l'orbite de l'électron, c'est-à-dire avec l'énergie potentielle ou alors avec le nombre quantique principal de l'état.

Les propriétés résumées dans cette introduction indiquent déjà pourquoi les atomes de Rydberg circulaires sont idéaux pour une utilisation dans notre expérience d'électrodynamique quantique en cavité. On doit cependant s'attendre à des difficultés expérimentales. La plus grande de ces difficultés consiste peut-être dans la préparation des états de Rydberg circulaires elle-même. Cette préparation et l'observation expérimentale des propriétés des atomes de Rydberg circulaires ont fait partie du travail de thèse de Paulo Nussenzeig [NBB⁺93, Nus94]. Dans la suite de cette section, je vais me contenter de donner les caractéristiques essentielles de notre système atomique, nécessaires au lecteur.

2.2.1 Propriétés

Les états utilisés et les fréquences de transition

Un état atomique est décrit par les nombres quantiques n , l et m , respectivement appelés nombre quantique principal, orbital et magnétique. L'état atomique est appelé «de Rydberg circulaire» si n est élevé (atome très excité dit «de Rydberg») et si l et $|m|$ sont maximaux, égaux à $n - 1$ (moment angulaire de l'électron maximum, définissant le caractère «circulaire» de l'état).²

Les expériences présentées dans ce mémoire utilisent trois états atomiques différents avec

²La structure fine des états de Rydberg circulaires due au couplage entre le spin et le moment cinétique orbital de l'électron de valence est négligeable. Il n'est donc pas nécessaire de considérer le nombre quantique de spin m_s .

les nombres quantiques principaux $n = 51, 50$ et 49 (voir figure 2.2). Par la suite, nous appellerons ces états respectivement $|e\rangle, |g\rangle$ et $|i\rangle$. L'énergie des niveaux peut être donnée par l'approximation hydrogénoïde (avec la masse du proton remplacée par la masse du cœur atomique).³ Elle varie en n^{-2} . La fréquence de transition, ω_n , entre deux niveaux n et $n - 1$ varie donc en n^{-3} . Pour la transition $e \leftrightarrow g$ ($g \leftrightarrow i$), elle est de 51.099 GHz (54.259 GHz). Ces fréquences se trouvent dans le spectre millimétrique et peuvent être facilement créées par des sources semiconductrices usuelles.

Un moment dipolaire électrique exceptionnellement grand

Dans le cadre de l'approximation de l'atome hydrogénoïde, le rayon de l'orbite de l'électron de valence varie comme $n^2 a_0$, où $a_0 = 0.53 \cdot 10^{-10}$ m représente le rayon de Bohr. Plus précisément, le moment dipolaire électrique de l'atome peut être exprimé [BS77, Gor29] par,

$$\begin{aligned} |\mathbf{d}_n| &= |\langle n, l=n-1, m=n-1 | q \hat{r} | n-1, l=n-2, m=n-2 \rangle| \\ &= \frac{\sqrt{2}n(n-1)^2}{2n-1} \left(1 - \frac{1}{(2n-1)^2}\right)^n |q| a_0 \\ &\simeq (n-1)^2 \frac{|q| a_0}{\sqrt{2}} \quad \text{si } n \gg 1, \end{aligned} \tag{2.2}$$

où q représente la charge électrique de l'électron. Pour $n = 51$, $|\mathbf{d}_{51}| \simeq 1776 \cdot |q| a_0$, et pour $n = 50$, $|\mathbf{d}_{50}| \simeq 1706 \cdot |q| a_0$. Conformément à notre raisonnement classique, nous trouvons donc des valeurs qui sont particulièrement grandes à l'échelle atomique.

Une longue durée de vie

Les considérations basées sur l'image classique de l'atome de Rydberg circulaire nous ont déjà menés à prédire que les états de Rydberg circulaires devraient être plus stables que des états «elliptiques», c'est-à-dire des états à plus faible moment cinétique orbital (l ou $|m| < n - 1$), et que des états avec une énergie potentielle plus petite, c'est-à-dire des états à plus faible nombre quantique principal n .

Dans le formalisme de la mécanique quantique, on peut expliquer ces deux points de façon plus quantitative : selon les règles de sélection, dans l'approximation dipolaire électrique, l'état circulaire moins excité le plus proche est la seule voie de désexcitation possible pour un état de Rydberg circulaire ($\Delta m = \pm 1$ pour une transition dipolaire). Ainsi l'atome dans l'état $|e\rangle$ se désexcite vers l'état $|g\rangle$ qui se désexcite à son tour vers l'état $|i\rangle$. En ce qui concerne la durée de vie τ_{at} , nous savons que le taux d'émission spontanée d'un état atomique est proportionnel au cube de la fréquence et au carré du moment dipolaire électrique de la transition en question. Plus précisément, dans l'espace libre, le taux d'émission spontanée d'un état circulaire à l'autre est [AE75] :

³La plus grande correction à cette approximation, due à la polarisabilité du cœur ionique, est de l'ordre de 10^{-8} pour les nombres quantiques principaux considérés [Har91].

$$\tau_{\text{at}}^{-1} = \gamma_{\text{at}} = \frac{\omega_n^3 |\mathbf{d}_n|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}. \quad (2.3)$$

Cette équation, combinée aux dépendances en n de ω_n et de $|\mathbf{d}_n|$ permet facilement de voir que $\tau_{\text{at}} \propto n^5$. Nous avons $\tau_{\text{at}} = 29$ ms pour $n = 50$ et $\tau_{\text{at}} = 32$ ms pour $n = 51$. Ce résultat peut à première vue apparaître paradoxal, étant donné que le moment dipolaire entre les états circulaires augmente rapidement avec n ($|\mathbf{d}_n|^2 \propto n^4$). Mais cette augmentation est plus que compensée par la diminution de ω_n ($\omega_n^3 \propto n^{-9}$).

Propriétés des états de Rydberg circulaires dans un champ statique électrique ou magnétique

A cause de leurs dimensions exceptionnelles nous nous attendons à ce que les atomes de Rydberg soient très sensibles aux champs statiques externes (voir l'introduction de cette section, page 36). Pour comprendre cela, l'image classique est assez utile. L'effet d'un champ magnétique externe (l'effet Zeeman), par exemple, peut être prédit d'une façon quantitative en considérant les équations du mouvement d'un électron classique sur une orbite circulaire autour du noyau en présence du champ magnétique \mathbf{B} . Si ce dernier est parallèle au moment cinétique orbital de l'électron, les équations du mouvement prédisent un changement de la fréquence de transition de

$$\Delta\nu = -\frac{1}{4\pi} \frac{q}{m_e} B, \quad (2.4)$$

où q et m_e sont la charge et la masse de l'électron. Nous trouvons donc un effet Zeeman de 1.4 MHz/Gauss, indépendant de la fréquence de transition. Cette indépendance a comme résultat que le changement relatif de la fréquence de transition, $\Delta\nu/\nu$, par effet Zeeman croît rapidement ($\propto n^3$) avec le nombre quantique principal. Ce changement relatif de la fréquence de transition entre les niveaux de Rydberg que nous utilisons est donc plus que cinq ordres de grandeur plus important que pour une transition optique.

Nous pouvons aussi prédire quelques propriétés des états de Rydberg circulaires dans un champ électrique externe à partir de l'image classique. La symétrie de ces états fait qu'ils ne possèdent pas un moment dipolaire électrique permanent. Nous savons donc que la fréquence de transition entre deux niveaux circulaires ne présente pas d'effet Stark linéaire. Par contre, en raison du fait que l'électron de valence n'est plus que faiblement lié au cœur ionique de l'atome, les atomes de Rydberg circulaires sont facilement polarisés dans un champ électrique. Le résultat est que la fréquence de transition entre deux niveaux circulaires présente un effet Stark quadratique important.

Avant de donner une description plus quantitative de l'effet Stark des atomes de Rydberg il faut souligner deux points expérimentaux qui résultent de la sensibilité des atomes de Rydberg circulaires. Le premier est que, dans nos expériences, nous nous servons de cette sensibilité pour accorder ou désaccorder la fréquence de la transition atomique avec la cavité et pour contrôler de cette manière l'interaction atome–champ (voir la section 3.1.2). Dans l'expérience présentée dans le chapitre 5, nous déphasons même de façon contrôlée une cohérence atomique en changeant temporairement la fréquence de transition avec

un champ électrique. Le contrôle actif de la fréquence atomique est donc un ingrédient important de nos expériences.

Mais la sensibilité des atomes de Rydberg circulaires aux champs électriques et magnétiques pose aussi des difficultés expérimentales, lorsqu'il s'agit de champs parasites. Un tel champ parasite peut avoir deux effets indésirables. Si le champ est très inhomogène à l'échelle du diamètre du jet atomique, il peut introduire un déphasage incohérent du dipôle atomique et ainsi réduire ou même faire disparaître le signal de notre interféromètre atomique (cf. paragraphe 1.5.3, page 29). L'autre effet est qu'un champ parasite changerait l'orientation de l'atome de Rydberg circulaire par rapport au référentiel du laboratoire.⁴ Ce changement influencerait par exemple l'interaction atome–champ dans la cavité ou le comportement lors de la détection par ionisation.

Nous sommes alors obligés d'éviter le plus possible les champ parasites et d'introduire, le long de toute la trajectoire des atomes de Rydberg circulaires, un champ directeur. Ce champ directeur doit être suffisamment fort pour que sa somme avec les champs parasites résiduels varie de façon adiabatique, tout en étant suffisamment homogène sur le diamètre du jet atomique pour ne pas introduire des déphasages incohérents. Ce champ directeur fixe donc l'axe par rapport auquel les atomes sont circulaires, c'est-à-dire l'axe de quantification dans notre expérience. Expérimentalement, nous annulons le champ magnétique dans notre dispositif expérimental et nous maintenons un champ électrique \mathbf{E} vertical grâce à un ensemble d'électrodes réparties entre la zone de préparation des atomes et la détection. Ceci impose en particulier que les deux miroirs de la cavité soient à des potentiels électriques différents.

En présence de ce champ électrique, la symétrie par rotation du système est brisée et l n'est plus un bon nombre quantique. En revanche, m le demeure, car le système est invariant par rotation autour de l'axe défini par le champ directeur. Pour une valeur de m donnée, les états de l différents se couplent [ZLKK79]. Les bons nombres quantiques sont n , m et n_1 , où n_1 est nommé «nombre quantique parabolique». Il prend ses valeurs entre 0 et $n-|m|-1$. Les états propres du système sont appelés états paraboliques. Pour les états circulaires, $n_1=0$ et $|m|=n-1$. Les énergies propres associées aux états paraboliques sont, en unités atomiques⁵, jusqu'au second ordre du champ électrique $|\mathbf{E}|$ [Nus94, page 74] :

$$\begin{aligned} E^{(0)} &= -\frac{1}{2n^2} \\ E^{(1)} &= -\frac{3}{2}(n - 2n_1 - |m| - 1)n|\mathbf{E}| \\ E^{(2)} &= -\frac{1}{8} \left[7n^2 - 6(|m| + n_1)^2 + 6n_1(|m| - 1) + 6n(|m| + 1) - \frac{3}{2}|m| + 8 \right] n^4 |\mathbf{E}|^2 . \end{aligned} \quad (2.5)$$

A partir de ces équations nous pouvons calculer le déplacement en fréquence de la transition $n \leftrightarrow n-1$ entre deux états circulaires. Conformément au raisonnement ci-dessus, nous trouvons que ce déplacement dépend seulement au second ordre du champ électrique,

⁴Si le champ change d'une façon non-adiabatique, son effet serait même de mélanger l'état circulaire avec des états elliptiques.

⁵Dans les unités atomiques de Hartree, $e=m_e=\hbar=1$. L'unité d'énergie est $\varepsilon_0=m_e e^4/\hbar^2=27.212$ eV et l'unité de champ, $E_0=m_e^2 e^5/\hbar^4=5.1422 \cdot 10^9$ V/cm.

car pour les états circulaires on a $n=2n_1+|m|+1$ et donc $E^{(1)}=0$. L'effet Stark quadratique différentiel pour la transition $|e\rangle \leftrightarrow |g\rangle$ (c. à. d. entre les niveaux circulaires $n=51$ et $n=50$) vaut $-255 \text{ kHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$. Les énergies propres (2.5) permettent également d'établir le diagramme Stark des multiplicités hydrogénoïdes $n=50$ et $n=51$ (cf. figure 2.3).

Des transitions à deux niveaux

Nous venons de constater que, en présence du champ directeur électrique, m reste un bon nombre quantique pour les états atomiques. En conséquence, selon les règles de sélection pour l'interaction dipolaire électrique, le niveau de Rydberg circulaire $|e\rangle$ ne peut se désexciter que vers l'état $|g\rangle$, car ce dernier est le seul qui permet de réaliser une transition avec $\Delta m=-1$ (cf. fig. 2.3). Dans le sens inverse, par contre, l'état circulaire $n=50$, $|g\rangle$, est couplé de façon résonnante à deux sous-niveaux de la multiplicité $n=51$: $|e\rangle$ d'une part et $|n=51, n_1=1, m=48\rangle$ d'autre part (cf. figure 2.3). Ce dernier est un état elliptique, de plus faible moment angulaire. Les deux transitions, de polarisations σ^+ et σ^- opposées, sont représentées dans la figure 2.3. Un calcul du dipôle atomique sur chacune d'entre elles met cependant en évidence que le couplage au sous-niveau elliptique est 70 fois moindre que le couplage entre états circulaires. Les deux états circulaires, $|e\rangle$ et $|g\rangle$, représentent donc, dans une très bonne approximation, un système à deux niveaux. Plus généralement, les états $|e\rangle$, $|g\rangle$ et $|i\rangle$ forment un système à trois niveaux quasiment fermé.

Choix des niveaux

Le choix des niveaux $n=51$, 50 et 49 pour nos expériences résulte d'un compromis. Lorsque n augmente, le temps de vie des atomes ainsi que leur moment dipolaire électrique augmente. De ce point de vue, nous aurions donc intérêt à utiliser des niveaux qui sont situés encore plus près du seuil d'ionisation. En fait, ce sont des problèmes techniques qui nous imposent des limites. D'abord, la longueur d'onde augmenterait également avec le nombre quantique principal. Cela nous imposerait de travailler avec des dimensions de résonateur micro-onde trop grandes par rapport à l'encombrement tolérable dans notre cryostat. De plus, le nombre de photons thermiques dans le mode de la cavité à une température donnée est plus important à plus grande longueur d'onde. Et finalement, la sensibilité des états de Rydberg circulaires aux inhomogénéités de champ électrique augmente aussi avec n ($\propto n^7$).

Résumé

Rappelons que, avec notre expérience, nous visons à nous rapprocher le plus possible du système modèle d'un atome à deux niveaux couplé à un seul mode du champ électromagnétique en absence de toute dissipation. Dans les derniers paragraphes, nous avons vu qu'avec les atomes de Rydberg circulaires nous pouvons réaliser, à une bonne approximation, des atomes à deux niveaux. De plus, ils possèdent une longue durée de vie et un grand moment dipolaire. Cela représente une condition idéale pour pouvoir négliger leur émission spontanée lorsqu'ils interagissent avec le champ dans la cavité.

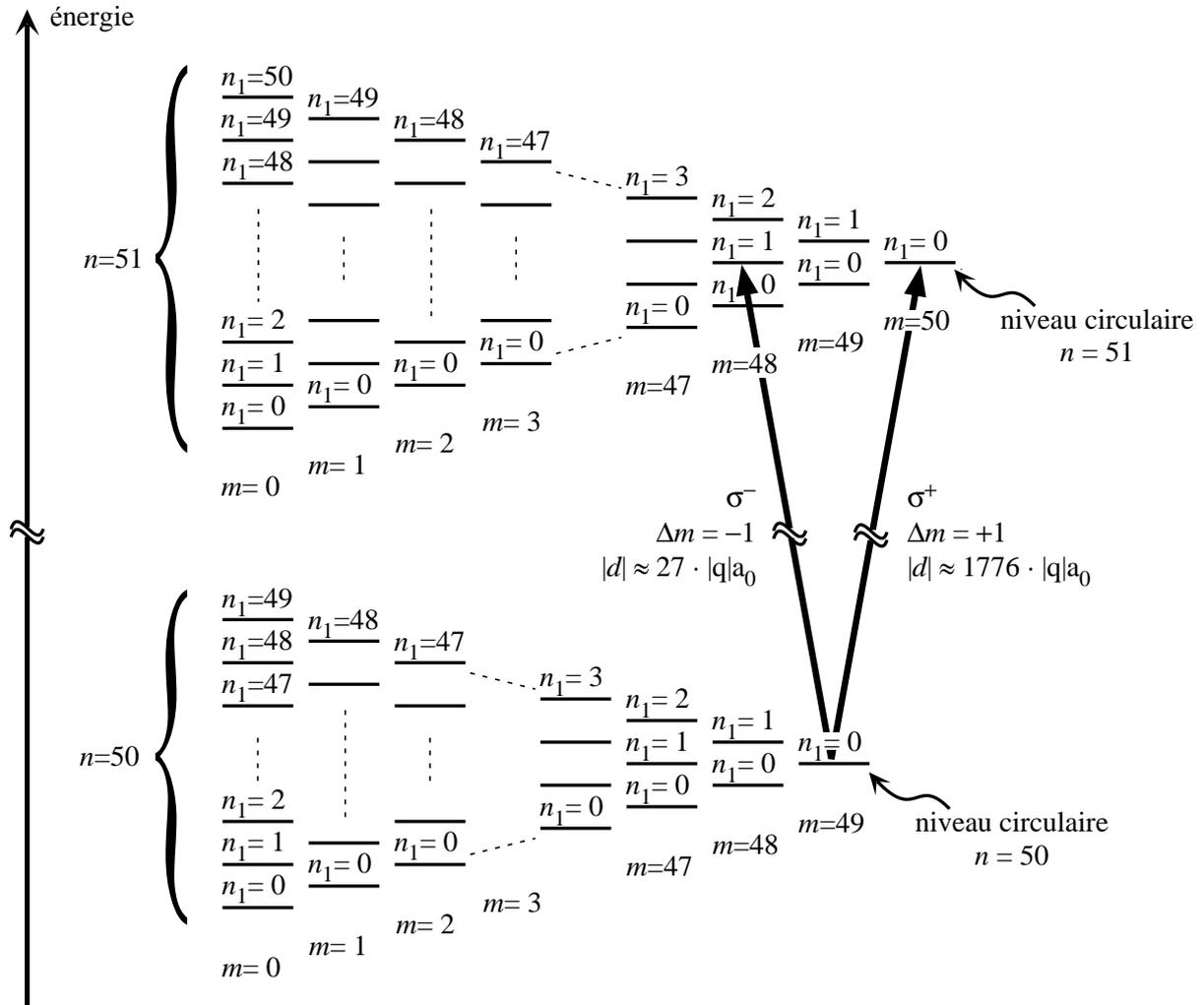


FIG. 2.3: Diagramme d'énergie Stark des deux niveaux de Rydberg $n=50$ et $n=51$ de l'atome d'hydrogène pour $m \geq 0$. Les sous-niveaux Stark de chaque multiplicité n sont classés par valeurs croissantes de m et de n_1 . Pour chaque valeur de $|m|$ comprise entre 0 et $n-1$, n_1 varie de 0 à $n-|m|-1$. L'énergie des sous-niveaux croît avec $|m|$ et n_1 . Les niveaux circulaires sont les niveaux paraboliques qui se situent à l'extrémité de chaque multiplicité ($|m|=n-1$ et $n_1=0$). Les deux transitions dégénérées σ^+ et σ^- à partir du niveau circulaire $n=50$ sont indiquées, ainsi que les valeurs du dipôle calculé sur ces transitions. Ces valeurs sont aussi valables pour les niveaux de Rydberg correspondants de l'atome de rubidium. Par contre, à cause du défaut quantique du rubidium, les niveaux avec $m=0, 1$ et 2 sont décalés vers les plus basses énergies (cf. figure 2.4).

2.2.2 La préparation

Pour préparer les atomes de ^{85}Rb dans un état de Rydberg circulaire, il faut fournir à l'atome l'énergie et le moment cinétique orbital nécessaires. Techniquement, ce processus se présente de façon assez complexe. Nous excitons les atomes d'abord dans un état de Rydberg de faible moment cinétique orbital, par trois transitions optiques en échelon induites par lasers. Ensuite l'atome est soumis à un champ radio-fréquence qui apporte le moment cinétique orbital pour «rendre l'atome circulaire» (d'où l'expression «circularisation» que nous utilisons au sein de notre groupe pour le processus dans son ensemble). Le champ radio-fréquence est polarisé linéairement et l'atome, qui est soumis à un champ magnétique, n'interagit qu'avec la composante circulaire de ce champ. La mise au point de cette technique expérimentale était une des premières étapes à réaliser par notre équipe [NBB⁺93]. La préparation des atomes de Rydberg circulaire est devenue maintenant une opération routinière. Je n'ai apporté aucune contribution personnelle à cet aspect du dispositif expérimental. Je me contenterai donc de résumer les différentes étapes du processus (cf. figure 2.4).

1. L'excitation vers les niveaux de Rydberg utilise 3 transitions optiques, successivement à 780, 776 et 1258 nm. Elles transfèrent les atomes du sous-niveau hyperfin $F = 3$ de l'état fondamental du ^{85}Rb vers l'état $52f$, $m=2$. Les longueurs d'ondes requises peuvent être facilement obtenues avec des diodes laser à cavité étendue. Tous les lasers sont résonnants, la puissance de chaque laser est de l'ordre du mW, ce qui sature fortement les deux premières transitions. Le paramètre de saturation de la dernière transition vers $52f$, $m=2$ est mal connu, mais vraisemblablement de l'ordre de 0.01–0.1. Les polarisations des photons absorbés sont respectivement σ^+ , σ^+ et π . Les lasers n'ont donc fourni que deux quanta de moment angulaire.
2. On augmente ensuite le champ électrique \mathbf{E} de manière à lever la dégénérescence entre l'état circulaire et les autres sous-niveaux de la multiplicité $n=52$. Ceci a pour effet de transférer adiabatiquement l'atome de l'état $|n=52, m=2\rangle$ vers $|n=52, n_1=1, m=2\rangle$ (processus de «Stark switching»).
3. La structure hydrogénoïde de la multiplicité Stark fait qu'ensuite on peut passer directement de l'état $|n=52, n_1=1, m=2\rangle$ vers l'état circulaire $|n=52, n_1=0, m=51\rangle$ en absorbant une succession de photons radiofréquence ayant tous la même fréquence de 260 MHz.
 - La dégénérescence entre ces transitions σ^+ et les transitions σ^- (par exemple de l'état $|n=52, n_1=0, m=3\rangle$ vers l'état $|n=52, n_1=2, m=2\rangle$; cf. figure 2.4) est levée de 50 MHz en soumettant les atomes à un champ magnétique statique \mathbf{B} d'environ 18 Gauss.
 - L'absorption efficace des photons radiofréquence est assurée par passage adiabatique rapide. La fréquence de la transition entre deux sous-niveaux atomiques successifs de la figure 2.4 dépend de la valeur du champ électrique. On varie ce champ et par ce moyen la fréquence de transition lentement au voisinage de la fréquence des photons radiofréquence. On obtient ainsi un «anticroisement» géant entre tous les états avec différents m habillés par les photons. Si la variation de \mathbf{E} est lente, on peut transférer l'atome vers l'état circulaire avec une efficacité proche de 1. Expérimentalement, l'atome se retrouve dans l'état circulaire à la fin de ce

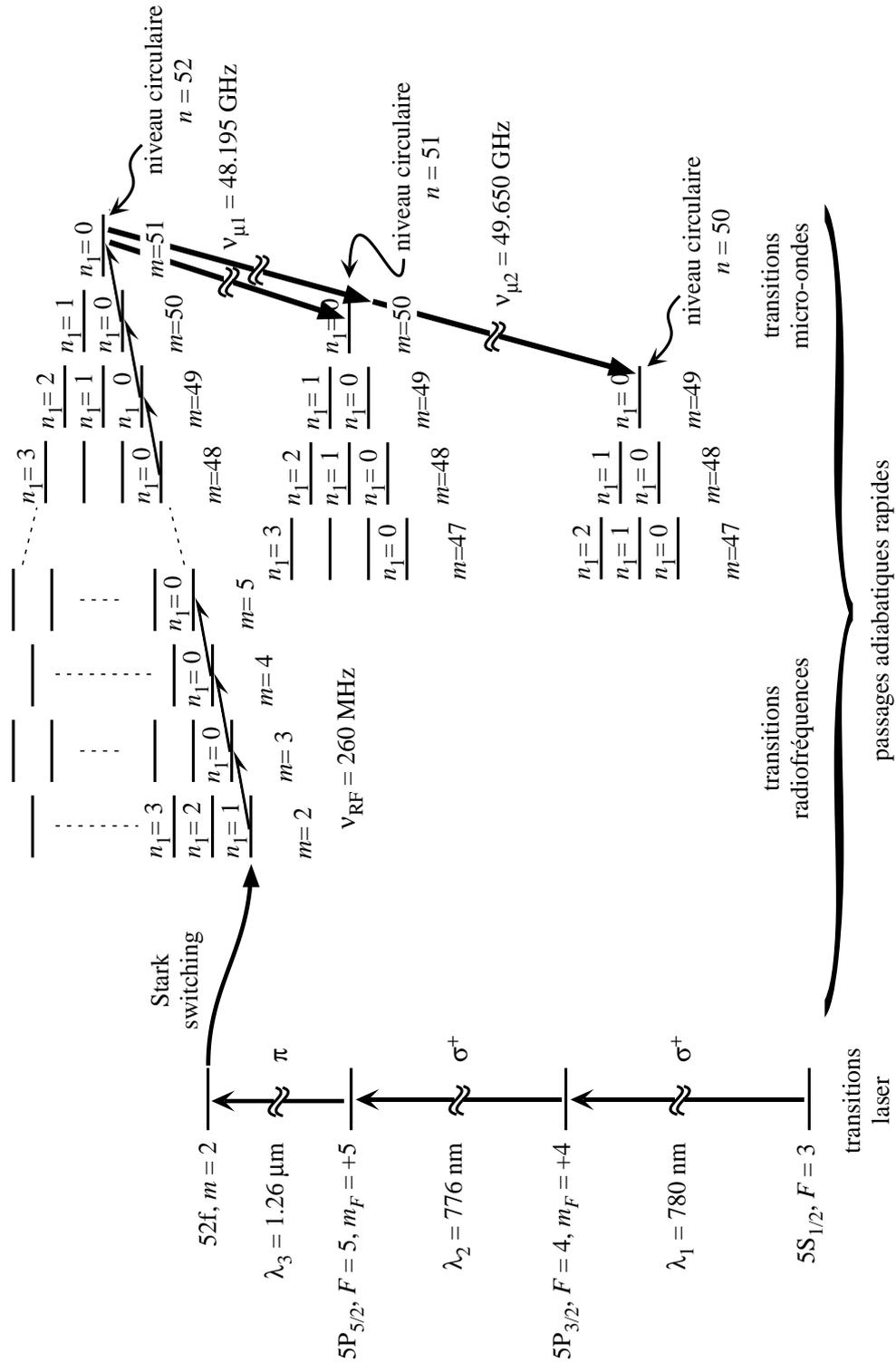


FIG. 2.4: Circularisation des états de Rydberg aboutissant aux états $|e\rangle$ ou $|g\rangle$. Le défaut quantique du rubidium, qui demande quelques corrections par rapport à la théorie de l'atome hydrogénoïde, fait que la transition $|n=52, n_1=1, m=2\rangle \rightarrow |n=52, n_1=0, m=3\rangle$ est dégénérée avec toutes les transitions $|n=52, n_1=0, m\rangle \rightarrow |n=52, n_1=0, m+1\rangle$, $m \geq 3$, pour un champ électrique de 2.4 V/cm.

processus avec une probabilité de 80 %, les 20 % restant se répartissent entre les sous-niveaux de moment angulaire inférieur.

4. Les trois premières étapes permettraient de préparer directement l'état de Rydberg circulaire $|e\rangle$ avec une pureté de 80 %. Cette pureté n'est cependant pas suffisante car les sous-niveaux de moindre moment angulaire de la multiplicité $n=51$ se couplent également à la cavité supraconductrice. Ainsi, en premier lieu, on prépare l'état circulaire $n=52$ avec une pureté de 80 %. On transfère ensuite ce dernier sélectivement vers l'état $|e\rangle$ ou $|g\rangle$. Ceci est possible grâce à une transition micro-onde rendue sélective pour l'état atomique par la présence d'un fort champ électrique qui lève la dégénérescence entre les niveaux circulaire et elliptiques. La préparation de $|e\rangle$ nécessite une transition à un photon à 48.195 GHz. Le transfert vers $|g\rangle$ se fait par l'émission stimulée de deux photons de fréquence 49.650 GHz. Cette dernière étape est communément appelée «purification». La pureté de l'état circulaire obtenu a été évaluée à 98 %. Un dispositif électronique permet en outre de choisir «à volonté», la fréquence que l'on utilise pour la purification. Chaque paquet peut donc être préparé dans $|e\rangle$ ou $|g\rangle$ suivant les besoins de l'expérience.

L'excitation des atomes est un processus pulsé. En effet, le premier laser provient de l'ordre 1 de diffraction d'un modulateur acousto-optique (MAO). L'allumage ou l'extinction de l'onde acoustique fournit donc un moyen d'allumer ou d'éteindre le laser. Ceci est fait avec une résolution temporelle de 100 ns. La fenêtre temporelle d'allumage est typiquement comprise entre 0.2 et 2 μ s ; son ajustement permet de régler la probabilité d'excitation vers l'état de Rydberg circulaire et donc le flux atomique à travers l'expérience.

2.2.3 La sélection de vitesse

Grâce à la préparation pulsée des atomes, nous connaissons à un instant précis leur position au millimètre près. Pour en plus connaître leur vitesse, nous utilisons un dispositif de sélection de vitesse. Les détails concernant ce système peuvent être trouvés dans la thèse de Xavier Maître [Maï98]. La méthode repose sur un pompage optique sensible à la vitesse, combiné à une sélection en temps de vol. Pour mesurer ensuite la vitesse atomique, nous déterminons le temps que les atomes mettent à parcourir la distance entre la zone d'excitation des états circulaires et le détecteur.

Les lasers de pompage optique

L'interaction entre les atomes du jet atomique et les lasers de pompage optique a lieu environ 15 cm après la sortie du four atomique (voir figure 2.5 (a)). Notre sélection de vitesse par pompage optique repose sur le fait que notre schéma de préparation excite seulement les atomes dans le sous-niveau hyperfin $F=3$ de l'état fondamental $5S_{1/2}$ vers les états de Rydberg circulaires (cf. figure 2.4). Le but du pompage optique est donc d'abord de dépeupler le sous-niveau $F=3$ et ensuite de retransférer uniquement les atomes avec la vitesse désirée dans ce sous-niveau. Cela se fait au moyen de deux lasers sur la transition entre l'état fondamental $5S_{1/2}$ et le premier état excité $5P_{3/2}$.

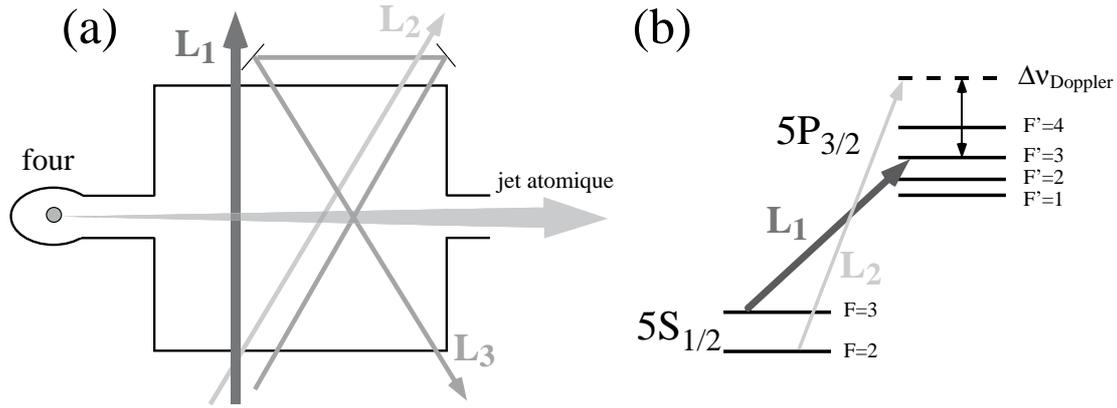


FIG. 2.5: (a) Disposition des lasers de sélection de vitesse, à la sortie du four atomique. (b) Structure hyperfine de l'état fondamental $5S_{1/2}$ et du premier état excité $5P_{3/2}$ du ^{85}Rb .

Le premier laser, L_1 , appelé «dépompeur» au sein de notre équipe, est accordé en fréquence sur la transition entre les sous-niveaux $F=3$ et $F'=3$. La direction de L_1 est perpendiculaire au jet. Il n'y a donc pas d'effet Doppler longitudinal et L_1 interagit avec toutes les classes de vitesse. Il transfère ainsi, par pompage optique, tous les atomes dans le sous-niveau $F=2$ de l'état fondamental. Des mesures du flux atomique dans la suite de l'expérience nous ont permis de vérifier ce fait. Elles ont montré, qu'intégré sur l'ensemble de la distribution de vitesse, seulement 1 atome sur 2000 reste dans le sous-niveau $F=3$. Un deuxième laser L_2 , appelé «repompeur», est désaccordé de $\Delta\nu$ par rapport à la transition $F=2 \rightarrow F'=3$. Il fait un angle $\theta = 54^\circ$ avec le jet atomique. Dû à l'effet Doppler longitudinal, la fréquence du laser «vue» par les atomes dépend donc de leur vitesse :

$$\nu_{\text{Doppler}} = \nu_{L_2} - \frac{1}{2\pi} \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = \nu_{F=2 \rightarrow F'=3} + \Delta\nu - \frac{v \cos \theta}{\lambda} \quad (2.6)$$

Une classe de vitesse seulement vérifie $\nu_{\text{Doppler}} = \nu_{F=2 \rightarrow F'=3}$. Pour cette classe de vitesse, la transition $F=2 \rightarrow F'=3$ est en résonance avec L_2 . Ce sont ces atomes qui sont retransférés, par pompage optique, dans le sous-niveau $F=3$. La vitesse de ces atomes est

$$v_{\text{sel}} = \frac{\lambda \cdot \Delta\nu}{\cos \theta} . \quad (2.7)$$

Seuls les atomes de cette classe de vitesse seront excités vers les états de Rydberg circulaires. Le choix de $\Delta\nu$, réalisé expérimentalement au moyen de modulateurs acousto-optiques, permet de sélectionner une vitesse quelconque entre 100 et 700 m/s au sein de la distribution Maxwellienne des vitesses atomiques. Cependant, il existe un canal «parasite» qui transfère également des atomes d'une autre classe de vitesse dans le sous-niveau $F=3$: pour les atomes à $v_{\text{sel}} + 100$ m/s, la transition $F=2 \rightarrow F'=2$ est en résonance avec L_2 . Ce sous-niveau $F'=2$ permet aussi le pompage optique des atomes dans $F=3$.

La dispersion en vitesse des atomes sélectionnés de cette façon est proportionnelle à la largeur de la transition $F=2 \rightarrow F'=3$, excitée par le laser L_2 . Cette largeur, ainsi que l'efficacité du transfert, dépend de l'intensité du faisceau à l'endroit de l'excitation. La

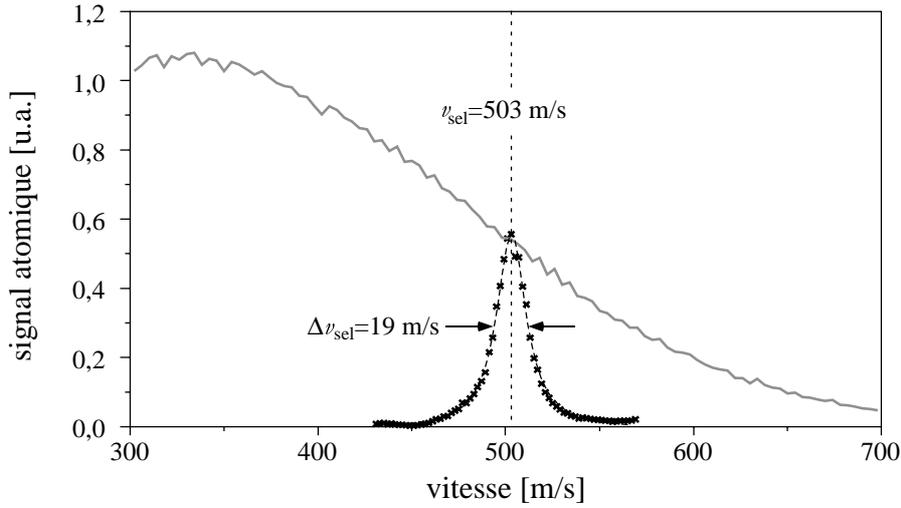


FIG. 2.6: Mesure de la distribution de vitesse des atomes avant (trait gris continu) et après (croix noirs) sélection de vitesse par pompage optique. L'ajustement d'une Lorentzienne sur le pic de vitesse sélectionné donne une dispersion en vitesse de 19 m/s.

dispersion ultime est limitée par la largeur naturelle de la transition. Elle est, indépendamment de la classe de vitesse centrale, de l'ordre de 10 m/s. Si nous cherchons à réaliser une telle dispersion étroite dans l'expérience, nous sommes obligés de travailler avec une faible intensité de L_2 . En revanche, l'efficacité de pompage vers le niveau hyperfin $F=3$ est alors réduite à environ 0.1. Cependant, si l'on souhaite conserver une efficacité de transfert proche de 1, la dispersion en vitesse des atomes dans $F=3$ est proche de 20 m/s (voir figure 2.6).

Un troisième laser L_3 , accordé près de la transition $F=2 \rightarrow F'=3$ et formant également un angle avec le jet, permet de «dépomper» certaines classes de vitesses parasites (classe de vitesse à $v_{\text{sel}} + 100$ m/s, atomes transférés de $F=2$ vers $F=3$ par de la lumière diffusée par exemple).

La sélection de vitesse par temps de vol

La dispersion en vitesse que nous obtenons au moyen du pompage optique peut être trop importante pour certaines expériences. Elle conduirait, entre autre, à une dispersion des temps d'interaction des atomes avec le champ dans le mode de la cavité et à une dispersion des positions des atomes à un instant donné dans le dispositif expérimental. Cela aurait comme conséquence une dégradation des signaux expérimentaux. Pour améliorer les résultats, nous ajoutons un système de sélection de vitesse par temps de vol, expliqué sur la figure 2.7.

Le laser L_2 ainsi que la préparation des états de Rydberg circulaires sont pulsés et contrôlés par l'électronique de gestion de l'expérience. A un instant t_{rep} , on prépare un paquet d'atomes dans l'état $F=3$ avec une vitesse $v_{\text{sel}} \pm \Delta v_{\text{sel}}$. A cause de cette dispersion, le paquet atomique va s'étaler et sa dimension dans la zone d'excitation des états circulaires est considérablement plus grande que la taille des faisceaux laser d'excitation vers le niveau $52f$ (cf. section 2.2.2). Quand nous allumons la préparation des états circulaires

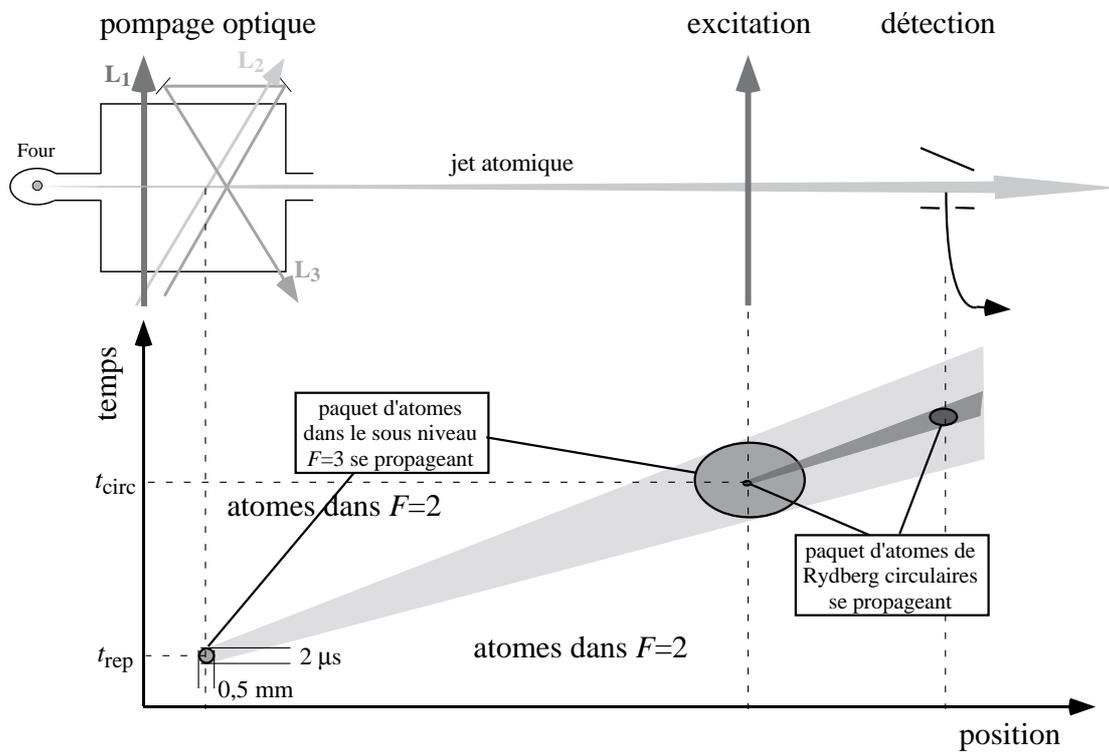


FIG. 2.7: Principe de la sélection de vitesse par temps de vol. Un paquet d'atomes préparés dans $F=3$ s'élargit au cours du temps. On en excite une fraction dans la zone de préparation des états circulaires, avec une très faible dispersion en vitesse.

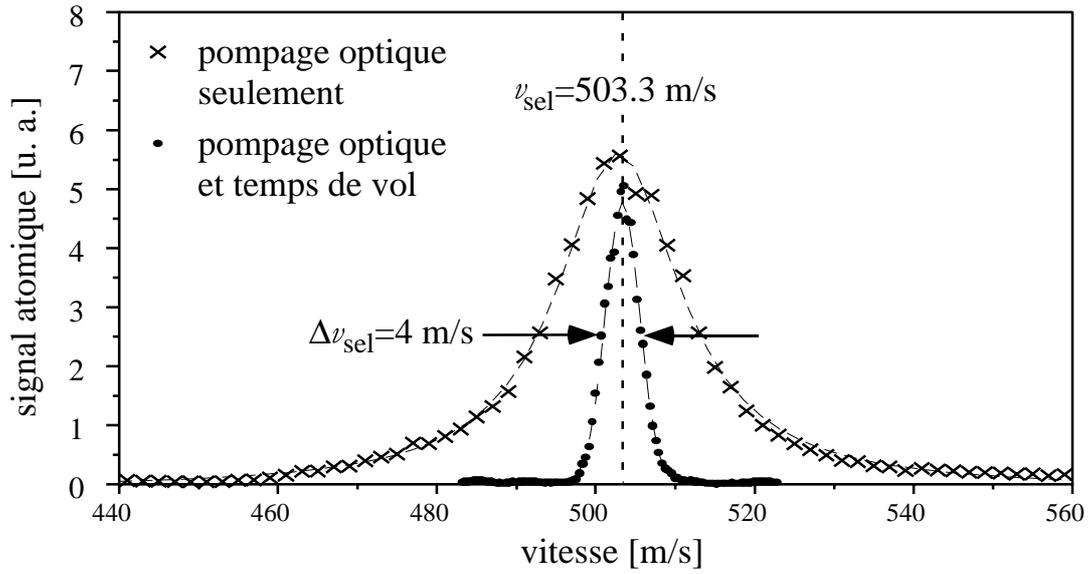


FIG. 2.8: Résultat de la sélection de vitesse par temps de vol.

à un instant t_{circ} , seuls les atomes qui se trouvent dans ces faisceaux laser peuvent être excités. Ils correspondent à une classe de vitesse très étroite au sein du paquet d’atomes préparés dans $F=3$. La dispersion en vitesse dépend des durées d’allumage des lasers et de leurs largeurs de faisceau (taille des «diaphragmes» spatio-temporels de la figure 2.7). La dispersion en vitesse relative $\Delta v_{\text{sel}}/v_{\text{sel}}$, atteinte dans nos expériences en combinant la sélection par pompage optique avec la sélection par temps de vol, est d’environ 1 %. La figure 2.8 montre l’amélioration en ajoutant la sélection en temps de vol au pompage optique pour des atomes à 503 m/s. La dispersion minimale à cette vitesse est de 4 m/s.

Le contrôle du nombre moyen d’atomes par échantillon atomique

La combinaison de la sélection de vitesse avec la préparation pulsée nous permet de préparer des échantillons atomiques dans l’état de Rydberg circulaire que nous envoyons successivement à travers le dispositif expérimental. On peut voir ces échantillons comme des «paquets d’atomes» dont on peut choisir avec précision les instants auxquels ils sont envoyés, les vitesses et les états atomiques ($|e\rangle$ ou $|g\rangle$). Le nombre moyen d’atomes par paquet atomique peut être réglé entre 0.2 et 10 (ceci ne se fait malheureusement pas de manière indépendante de la dispersion des vitesses atomique).

A cause de l’efficacité réduite de notre système de détection (cf. la section suivante), ce dernier ne nous permet pas de déterminer avec certitude le nombre d’atomes dans un paquet atomique individuel. Si nous cherchons à faire interagir exactement un atome avec le mode de la cavité, il est donc important de pouvoir atteindre des flux atomiques très faibles : dans ces conditions, la probabilité d’avoir plus d’un atome par paquet est réduite et on pourra considérer que ce paquet contient au plus un atome (voir le tableau 2.2).

Pour diminuer la probabilité d’avoir plus d’un atome dans un paquet atomique lorsque notre système nous indique la présence d’un atome, nous sommes donc obligés de rendre la probabilité de détection d’un atome faible. Typiquement, nous réduisons le flux atomique

\bar{n}_{at}	$P(0)$	$P(1)$	$P(2)$	$P(3)$	1 clic	2 clics	$P(1/1 \text{ clic})$	$P(2/1 \text{ clic})$	$P(3/1 \text{ clic})$
0.2	0.82	0.16	0.02	0.00	0.08	0.00	0.85	0.14	0.01
0.4	0.67	0.27	0.05	0.01	0.16	0.01	0.73	0.23	0.04
0.6	0.55	0.33	0.10	0.02	0.23	0.03	0.63	0.30	0.07
1	0.37	0.37	0.18	0.06	0.37	0.06	0.48	0.38	0.14

TAB. 2.2: Probabilité $P(n_{\text{at}})$ d'avoir n_{at} atomes dans un paquet atomique en fonction du nombre moyen d'atomes préparés \bar{n}_{at} . Les probabilités d'observer effectivement un «clic» ou deux en sortie de la chaîne de détection sont aussi indiquées. Elles dépendent de l'efficacité quantique limitée, $\eta \approx 0.4$, de notre détecteur. Expérimentalement nous conservons les événements pour lesquels un et un seul atome est détecté. On en déduit les probabilités conditionnelles $P(n_{\text{at}}/1 \text{ clic})$ pour cet ensemble d'événements.

de sorte que nous ne détectons que dans un cas sur 5 à 10 un atome dans le paquet atomique. En conséquence, si nous voulons envoyer deux paquets atomiques contenant chacun exactement un atome, on ne détectera un atome dans chaque paquet simultanément que pour une séquence expérimentale sur 25 à 100. Le temps d'accumulation des données nécessaire pour obtenir une incertitude statistique fixe augmente donc de manière exponentielle avec le nombre de paquets atomiques (cf. aussi la section 5.6.3, page 139).

2.2.4 La détection

La détection des états de Rydberg circulaires à la fin d'une séquence expérimentale est effectuée par une méthode d'ionisation dans un champ statique électrique. Etant donné que l'électron de valence des atomes est excité au voisinage du seuil d'ionisation, il est très peu lié au cœur atomique et un champ électrique statique relativement faible suffit à arracher cet électron. La valeur critique précise du champ pour ioniser l'atome dépend en fait du nombre quantique principal de l'état de Rydberg circulaire. Notre signal de détection ne nous renseigne donc pas uniquement sur la présence d'un atome dans un échantillon atomique mais nous permet aussi d'identifier son état $|e\rangle$, $|g\rangle$ ou $|i\rangle$.

La zone de détection est présentée sur la figure 2.9. Lorsqu'un atome pénètre dans le condensateur de détection, la géométrie en forme de toit des électrodes fait que le champ électrique statique «vu» par les atomes augmente jusqu'à atteindre la valeur limite au delà de laquelle l'électron de valence est arraché. Cette valeur critique vaut 136, 148 et 160 V/cm respectivement pour l'état $|e\rangle$, $|g\rangle$ et $|i\rangle$.

On choisit le potentiel sur la cathode du condensateur de détection de manière à ioniser un seul de ces états en face du trou de diamètre 2 mm percé dans l'anode. L'électron collecté est ensuite focalisé par un dispositif de lentille électrostatique sur la première dynode d'un multiplicateur d'électrons (non représenté sur la figure 2.9). Ce multiplicateur d'électrons génère, à partir de chaque électron pénétrant la dynode, une impulsion de courant électrique qui peut être détectée par une électronique usuelle. En balayant la tension de la cathode du condensateur de détection, on enregistre un signal d'ionisation représenté figure 2.10. On distingue très clairement les différents pics d'ionisation, correspondant à différents états de Rydberg circulaires avec n variant de 52 à 49.

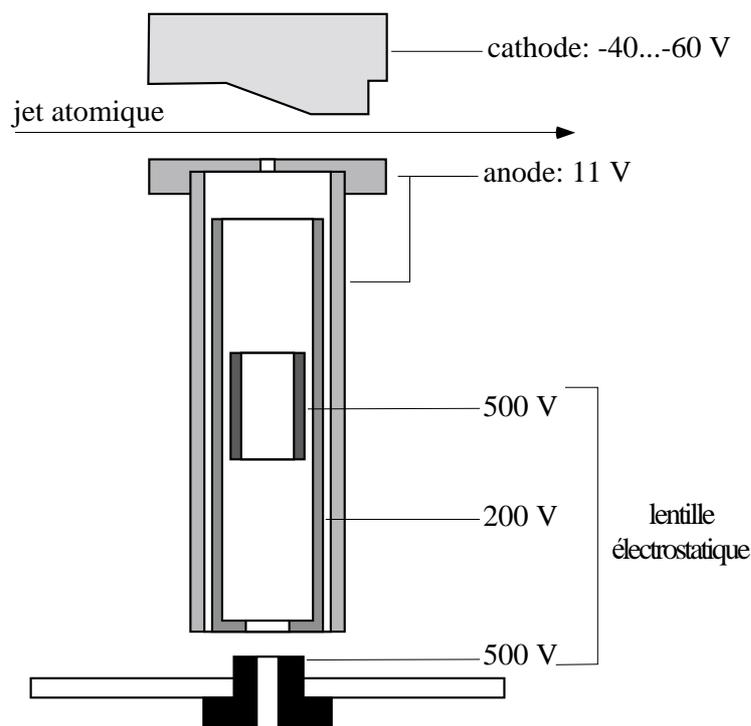


FIG. 2.9: Zone de détection des atomes

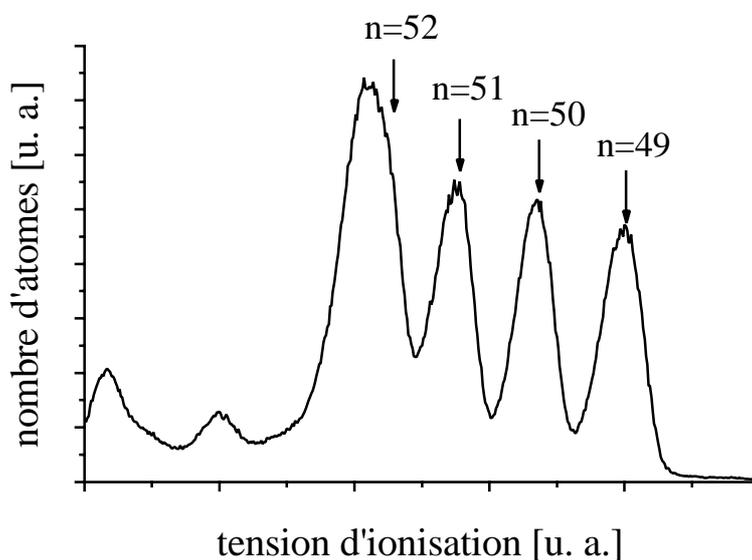


FIG. 2.10: Signal d'ionisation des atomes en fonction de la tension appliquée sur la cathode du condensateur de détection. Les conditions expérimentales sont ajustées de manière à observer les différents états de Rydberg circulaires pour n variant de 49 à 52. La largeur du pic $n = 52$ est plus grande du fait des 20 % d'atomes restant dans des états de plus faible moment angulaire (voir point 4., page 45)

Lors des expériences présentées dans ce mémoire, nous ne disposions que d'un détecteur. Nous ne pouvions donc, dans une réalisation d'une séquence expérimentale donnée, détecter qu'un seul état par échantillon atomique en fixant la tension de la cathode du condensateur de détection au seuil correspondant (si la séquence expérimentale implique plus d'un échantillon atomique nous pouvons, entre deux échantillons, changer la tension d'ionisation appliquée et détecter ainsi deux états différents pour ces deux échantillons). Pour mesurer les probabilités de tous les différents canaux de détection possibles, il faut donc faire une moyenne sur un grand nombre de séquences expérimentales avec les différentes valeurs de tension de détection.

La probabilité théorique d'ioniser l'électron de valence en appliquant la tension de détection correspondante est très proche de 100 %. Cependant, des mesures expérimentales nous font évaluer l'efficacité quantique de notre chaîne de détection, c'est-à-dire la probabilité d'obtenir une impulsion de courant détectable par atome envoyé à l'entrée du détecteur, à environ 40 %. Cette efficacité est vraisemblablement limitée par la géométrie de nos lentilles électrostatiques qui ne focalisent pas tous les électrons sur la cathode du multiplicateur d'électrons. L'amélioration du système de détection est en cours dans notre équipe.

2.3 La cavité supraconductrice

La section précédente était dédiée à notre système atomique : les atomes de Rydberg circulaires qui nous permettent de réaliser, à une très bonne approximation, des atomes à deux niveaux stables et fortement couplés aux champ électromagnétique. Notre but est maintenant de coupler ces atomes à deux niveaux à un seul mode du champ électromagnétique, tout en pouvant négliger les processus de dissipation. Pour limiter le nombre de modes avec lesquels les atomes peuvent interagir, nous devons introduire, au moyen d'un résonateur, des conditions aux limites qui résultent en un spectre de modes normaux discret. Si, de plus, nous visons à négliger la dissipation dans l'interaction atome–champ, il faut assurer que cette interaction se passe à une échelle de temps beaucoup plus courte que la relaxation des niveaux atomiques ou du champ dans le mode en question (ce régime de paramètres est communément appelé le «régime de couplage fort».).

En ce qui concerne les atomes, nous avons vu que les états de Rydberg ont une durée de vie et un moment dipolaire électrique exceptionnellement grands. Au niveau du résonateur, deux conditions doivent être remplies pour atteindre le régime de couplage fort : le volume du mode doit être le plus petit possible pour augmenter le plus possible l'amplitude du champ électrique associée à un photon (cf. page 16), et la dissipation de l'énergie du champ stocké dans le mode du résonateur doit être la plus petite possible. Nous devons donc chercher à réaliser un résonateur de très grande finesse. De plus, le résonateur doit nous permettre d'appliquer un champ électrique statique à l'intérieur pour stabiliser les atomes de Rydberg circulaires (cf. page 39). Il doit alors être constitué d'au moins deux parties isolées électriquement.

De la construction mécanique jusqu'à la finition de la surface réfléchissante, notre résonateur a été entièrement développé dans notre groupe. Nous avons donc dû acquérir un

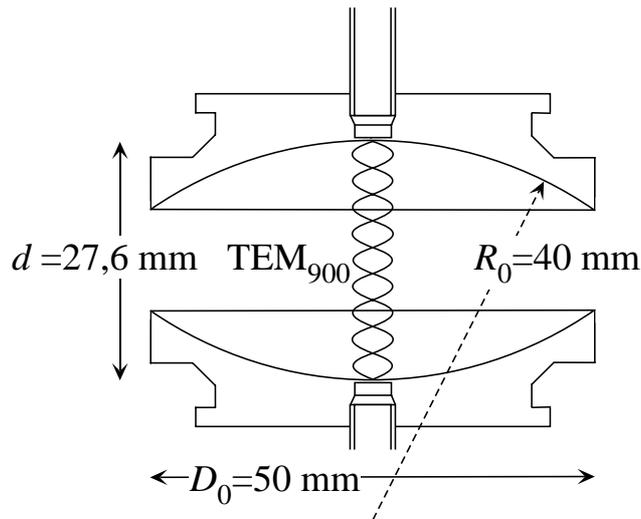


FIG. 2.11: Géométrie de la cavité.

savoir faire original en matière de fabrication des miroirs. Le résonateur utilisé pour les expériences présentées dans ce mémoire est surtout le fruit du travail de Gilles Nogues. Les nombreuses étapes et tests lors de sa réalisation sont décrits en détails dans sa thèse [Nog99]. Pendant mon travail de thèse, j'ai seulement assisté à la dernière période de cette réalisation et j'étais impliqué dans la conception et la construction de l'anneau qui renferme l'ouverture entre les deux miroirs afin de limiter la dissipation du champ (section 2.3.3). Je me contenterai donc de donner ici juste les caractéristiques de notre résonateur qui sont essentielles pour la compréhension des expériences.

2.3.1 Propriétés générales

Afin de remplir les conditions pour le couplage fort décrites ci-dessus, nous utilisons un montage de type Fabry-Pérot avec deux miroirs en niobium sphériques, de rayon de courbure $R_0 = 40$ mm et de diamètre $D_0 = 50$ mm, face à face (figure 2.11). Les deux miroirs sont également percés en leur centre afin de coupler le résonateur avec l'extérieur à l'aide d'un guide d'onde. On peut ainsi injecter et observer la transmission d'un champ micro-onde à travers le résonateur. Les trous de couplage sont très petits (0.2 mm de diamètre et de longueur), afin de limiter les pertes par transmission de la cavité.

La distance d entre les miroirs est fixée à 27,57 mm. Les deux modes $\text{TEM}_{9,0,0}$ de polarisations orthogonales sont alors quasi-résonnants avec la transition atomique entre les niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$ à 51,1 GHz. La symétrie cylindrique de la cavité n'est pas parfaite et la dégénérescence entre deux modes de polarisations orthogonales est levée. Elle est de l'ordre de 130 kHz pour le résonateur que nous utilisons. Cette différence est supérieure à la fréquence caractéristique de couplage atome-champ ($\Omega_0/2\pi = 47$ kHz). En conséquence, quand l'atome est en résonance avec l'un des deux modes, nous pouvons négliger son échange d'énergie avec l'autre mode. Dans les expériences décrites dans ce mémoire, les atomes interagissent avec le mode de plus basse fréquence. La fréquence des modes est

donnée par [KL66] :

$$\nu_C = \frac{\omega_C}{2\pi} = \frac{c}{2d} \left(q + \frac{2}{\pi} \arccos \sqrt{1 - \frac{d}{2R_0}} \right) \simeq 51,1 \text{ GHz} , \quad (2.8)$$

où c est la vitesse de la lumière et $q=9$ est le nombre de ventres de l'onde stationnaire entre les deux miroirs. Dans cette approximation paraxiale, la structure spatiale du champ électrique est gaussienne et est donnée en coordonnées cylindriques⁶ par la fonction $f(\mathbf{r})=f(r, z)$:

$$f(r, z) = \frac{w_0}{w(z)} \cos \left(2\pi \frac{z}{\lambda_C} - \arctan \frac{\lambda_C z}{\pi w_0^2} + \frac{\pi}{r^2} \lambda_C R(z) + (q-1) \frac{\pi}{2} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{w^2(z)} \right) , \quad (2.9)$$

où $\lambda_C=c/\nu_C$ est la longueur d'onde associée au mode et w_0 est le col du mode. Il vaut ici :

$$w_0 = \left[\frac{\lambda_C d}{2\pi} \sqrt{\frac{2R_0}{d} - 1} \right]^{\frac{1}{2}} \simeq 5,96 \text{ mm} . \quad (2.10)$$

Les fonctions $w(z)$ et $r(z)$ décrivent respectivement la variation de l'extension du mode autour de l'axe (\mathcal{O}, z) et celle du rayon de courbure des fronts d'onde. Elles sont données par les relations [KL66, LDK94] :

$$\begin{aligned} w(z) &= w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_C z}{\pi w_0^2} \right)^2} \\ R(z) &= z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda_C z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

De l'expression de $f(\mathbf{r})$, nous déduisons le volume du mode :

$$V_{\text{mode}} = \iiint_{\text{cavité}} |\mathbf{f}(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r} = \frac{\pi w_0^2 d}{4} \simeq 769 \text{ mm}^3 . \quad (2.12)$$

Le fait que l'énergie du champ soit confinée dans ce petit volume du mode assure que l'amplitude du champ électrique associée à un photon est exceptionnellement grande :

$$E_0 = \sqrt{\frac{\hbar \omega_C}{2\varepsilon_0 V_{\text{mode}}}} \simeq 1.58 \cdot 10^{-3} \text{ V/cm} . \quad (2.13)$$

Cette valeur assure que le dipôle atomique est fortement couplé au mode de la cavité C , même si le système atome-champ ne contient qu'un seul quantum d'excitation.

Mais ce seul fait ne suffit pas pour atteindre le régime de couplage fort. Pour assurer que la dissipation se passe à une échelle de temps beaucoup plus longue que l'interaction atome-champ, il faut également réduire le plus possible la dissipation de l'énergie dans C . Dans la section suivante, je vais donc décrire nos efforts pour remplir cette condition.

⁶L'axe de symétrie est porté par l'axe vertical (\mathcal{O}, z) et l'origine \mathcal{O} est prise au centre de la cavité (cf. figure 1.1, page 18).

2.3.2 La dissipation du champ dans la cavité

Pour la construction d'une cavité de faibles pertes, il faut tout d'abord identifier les causes de dissipation du champ dans la cavité. Avec ces informations, on peut ensuite entamer la conception d'une géométrie et un processus de fabrication qui minimise ces causes. On peut distinguer entre deux types de causes des pertes : celles qui ont leur origine dans des effets géométriques et celles qui sont issues du matériau des miroirs.

Les causes de dissipation qui appartiennent à la première catégorie sont :

- **La rugosité de la surface des miroirs.** À cause des imperfections de l'usinage et de la structure cristalline du niobium, la surface de nos miroirs n'est pas parfaitement plane. Dans la limite où l'échelle de ces défauts est petite devant la longueur d'onde, on peut modéliser les pertes à cause de cette rugosité en supposant que chaque imperfection diffracte le rayonnement incident. Le calcul de la puissance diffractée par la surface des miroirs [Sch92] permet d'estimer à quel point ce processus limite le facteur de qualité de notre cavité. Cette valeur limite dépend évidemment de l'importance de la rugosité (voir tableau 2.3).

Q	h_{rms} [nm]
10^5	8000
10^6	2500
10^8	250
10^9	80
10^{10}	25

TAB. 2.3: Rugosité de surface maximale tolérée pour un facteur de qualité donné (h_{rms} est l'écart moyen à la surface d'onde sphérique idéale).

- **Les trous de couplage.** Ces derniers sont indispensables pour pouvoir contrôler et détecter le champ dans la cavité. Mais ils représentent aussi des défauts de la surface des miroirs [Kle89] qui diffractent l'onde incidente (c'est d'ailleurs cet effet qui permet le couplage entre la cavité et l'extérieur). Si nous supposons que toute la puissance du rayonnement diffracté sort du mode de la cavité, ce processus limiterait le facteur de qualité à $Q \approx 7 \cdot 10^9$.
- **Les déviations des miroirs à plus grande échelle par rapport à la forme idéale.** Dans le cadre de l'approximation Gaussienne, la forme idéale de la surface de nos miroirs correspond à une calotte sphérique de rayon $R_0 = 40$ mm. Des erreurs dans l'usinage ou dans le polissage des miroirs peuvent introduire des déviations de la surface par rapport à cette forme idéale sur des zones qui sont à l'échelle de la longueur d'onde ou encore plus grandes. La différence résultante entre les fronts d'onde réels et idéaux conduit également à la diffraction du champ incident et donc à des pertes. Dans ce contexte, il faut mentionner que l'approximation du mode Gaussien elle-même n'est pas tout à fait justifiée pour notre résonateur. Les modes Gaussiens sont en fait les solutions de l'équation de Helmholtz dans l'approximation paraxiale, c'est-à-dire en supposant que le mode est scalaire et d'extension transverse grande devant la longueur d'onde. Etant donnée la géométrie de notre résonateur, ces deux conditions sont loin d'être vérifiées. Des calculs supplémentaires permettent de voir que, dans notre cas,

les surfaces d'onde idéales sont plutôt des ellipsoïdes, auxquelles la forme des miroirs devrait s'adapter.

- **La taille finie des miroirs.** Même si l'intensité du mode Gaussien à la surface des miroirs décroît rapidement dans la direction latérale ($\propto \exp(-2r^2/w^2(d/2))$, cf. éq. (2.9)), il reste toujours de l'énergie qui est située au delà du diamètre D_0 des miroirs. A chaque réflexion, le mode est donc diaphragmé par l'ouverture du miroir et cette partie de l'énergie est perdue. Cela se fait à un taux de c/d , où c est la vitesse de la lumière. Si ce processus était la seule cause de dissipation, le facteur de qualité limite serait de l'ordre de $3 \cdot 10^{11}$.

Même en l'absence de toute imperfection géométrique, on observerait une dissipation du champ dans notre résonateur. Cette dissipation, due à l'absorption du rayonnement au niveau des miroirs, correspond à des pertes par effet Joule, c'est-à-dire à une résistance finie de la couche réfléchissante des miroirs pour le rayonnement micro-onde. Le facteur de qualité est en fait inversement proportionnel à cette résistance, qui se compose de deux termes qui ont leur origine dans des effets physiques différents :

- **La résistance prévue par la théorie BCS.** A une température non-nulle, même un supraconducteur idéal représente une résistance finie pour un courant alternatif. Cette résistance varie exponentiellement avec la température,

$$R_{\text{BCS}} = A \exp\left(-\frac{\Delta_0}{k_B T_c} \frac{T_c}{T}\right), \quad (2.14)$$

où, pour le niobium, $T_c = 9.2$ K et $\Delta_0/k_B T_c = 1.854$. Dans des mesures qui ne sont pas sensibles aux imperfections géométriques, nous avons pu déterminer que R_{BCS} devient négligeable en dessous d'une température d'environ 2 K. A partir de cette température, c'est le point suivant qui est limitant.

- **La résistance résiduelle due aux imperfections.** Cette résistance résiduelle R_{res} rend compte phénoménologiquement des imperfections de la phase supraconductrice des miroirs (défauts cristallins, impuretés, vortex de champ magnétique). Pour minimiser R_{res} , il faut faire attention au niveau de la chimie du niobium et du traitement de la surface des miroirs car ils influent directement sur la présence de ces défauts non-supraconducteurs. Il faut aussi annuler le mieux possible le champ magnétique dans la cavité. Dans notre dispositif expérimental cela est accompli à 1 mGauss près par un ensemble de bobines et de blindages magnétiques en μ -métal. Un écran en Indium supraconducteur annule en plus les fluctuations du champ magnétique. Finalement, il existe un effet important qui est la formation très rapide d'hydrure de niobium (HNb) à la surface du matériau à une température de l'ordre de 100 K [Isa80]. Pour éviter cet effet, il nous faut, lors du refroidissement de la cavité, passer cette température de 100 K à une vitesse supérieure au K/min.

Les nombreux essais et tests, qui ont été effectués par Gilles Nogues lors de la réalisation de notre résonateur actuel, ont montré que notre processus de fabrication nous permet d'obtenir des miroirs de bonne qualité au niveau des propriétés supraconductrices. En revanche, nous ne parvenons toujours pas à contrôler la surface des miroirs mieux qu'au micromètre. Ces problèmes proviennent surtout du fait que le niobium est un métal dont les caractéristiques mécaniques sont très différentes de celles du cuivre par exemple. Les techniques de polissage habituelles ne sont donc pas applicables.

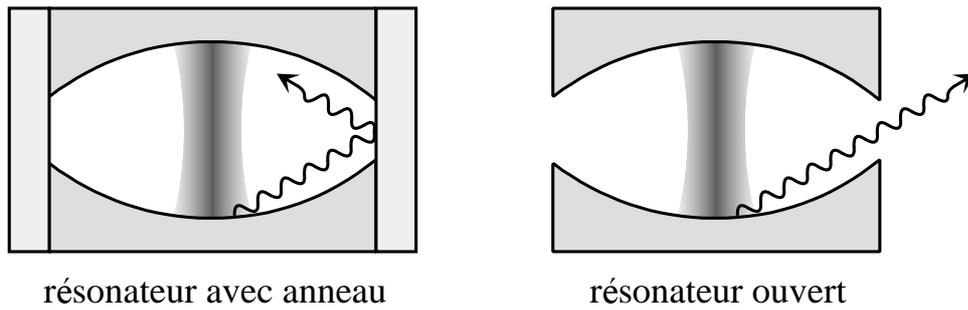


FIG. 2.12: Comparaison entre une cavité fermée par un anneau et une cavité ouverte

La conséquence de ces imperfections est que le rayonnement est diffracté par les surfaces et s'échappe de la cavité par l'ouverture entre les deux miroirs. Ainsi, le facteur de qualité de notre résonateur actuel, monté seul dans la configuration Fabry-Perot standard, est inférieur à 10^7 (cf. ci-dessus). Cela correspond à un temps de relaxation de l'ordre de $\tau_{\text{cav}} \approx 30 \mu\text{s}$, insuffisant pour les expériences que nous visions à réaliser.

2.3.3 La fermeture de la cavité par l'anneau

Dans des expériences auxiliaires, nous avons vérifié qu'on peut augmenter le facteur de qualité d'une cavité d'une valeur inférieure à 10^7 à plus de 10^9 en lui ajoutant un anneau métallique qui ferme l'espace entre les deux miroirs. Dans ce cas, le rayonnement diffracté hors du mode est réfléchi par l'anneau (qui était fabriqué en cuivre pour ces tests auxiliaires) et reste donc dans le résonateur. En termes de mode de cavité, on peut dire que la véritable géométrie du champ est légèrement différente de celle prévue dans le cas de miroirs ayant des surfaces parfaites, avec un peu plus d'énergie en dehors du volume du mode théorique. Mais toute l'énergie reste dans le volume délimité par les surfaces du résonateur et de l'anneau au lieu de s'échapper (voir figure 2.12).

Pour pouvoir tout de même travailler avec le résonateur qui était à notre disposition, notre objectif était donc de fabriquer une pièce qui ressemble le plus possible à un tel anneau tout en respectant les contraintes imposées par notre dispositif expérimental et notamment avec le passage des atomes de Rydberg circulaires dans le résonateur. Le lecteur intéressé trouvera ces contraintes ainsi qu'une description détaillée de la réalisation de l'anneau dans la thèse de Gilles Nogues [Nog99]. Je donnerai ici uniquement ses caractéristiques principales. La figure 2.13 est une photo donnant une idée de l'échelle.

Outre le fait que l'anneau est censé augmenter le facteur de qualité de notre résonateur, il doit aussi rendre possible le passage des atomes de Rydberg circulaires à travers la structure fermée cavité-anneau. Pour cela, il ne suffit pas de percer dans un anneau métallique massif des trou d'entrée et de sortie, car au centre d'un tel trou le champ électrique serait forcément zéro. Comme nous avons vu (cf. section 2.2.1, page 40), il faut maintenir un petit champ électrostatique le long du trajet des atomes de Rydberg circulaires pour éviter qu'ils ne perdent, à cause des champs électriques parasites dans le dispositif expérimental, leur orientation par rapport au référentiel du laboratoire.

L'anneau est donc assemblé en deux parties, isolées électriquement l'une par rapport à



FIG. 2.13: Photo de l'anneau qui ferme la cavité (voir texte pour détails).

l'autre, auxquelles on peut appliquer une différence de potentiel ΔV_{anneau} (voir figure 2.14). Mais cela implique qu'il doit y avoir une couche isolante entre ces deux parties de l'anneau. Pour empêcher la micro-onde stockée à l'intérieur du résonateur de fuir à travers la fente résultante, nous étions obligés de rendre cette couche isolante aussi mince que possible. Des tests ont montré que les fuites sont négligeables pour une épaisseur inférieure à $25 \mu\text{m}$. En revanche, entre $25 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$, le facteur de qualité de la cavité renfermée par l'anneau chute d'un facteur 3. Ce résultat est en bon accord avec des mesures précédemment effectuées [HGKD90].

Les résultats du paragraphe précédent nous ont mené à réaliser les deux parties de l'anneau en aluminium. L'aluminium est un moins bon conducteur que le cuivre que nous avons utilisé pour nos tests auxiliaires et augmente donc moins le facteur de qualité qu'un anneau en cuivre de la même géométrie. Par contre, il peut être anodisé et ainsi être recouvert d'une couche d'oxyde d'aluminium, Al_2O_3 , de $20 \mu\text{m}$. Cette couche (parties noires dans la figure 2.13) est très robuste mécaniquement et en même temps un très bon isolant électrique. Elle est donc idéale pour isoler les deux parties de l'anneau l'une contre l'autre.

Cependant, il faut éviter que cette couche diélectrique soit «vue» par les atomes lors de leur trajet à travers la cavité : des charges électriques statiques pourraient s'établir sur ces surfaces et pourraient créer des champs électriques inhomogènes qui perturberaient les états de Rydberg circulaires. Nous avons donc, là où elle ne sert pas, enlevé l'anodisation de toutes les surfaces «vues» par les atomes (parties brillantes dans la figure 2.13).

La micro-onde stockée à l'intérieur du résonateur peut aussi fuir à travers les trous de passage des atomes. Nous n'avons pas observé de variation significative du facteur de qualité de la cavité renfermée par l'anneau pour des trous de passage inférieurs à 3 mm de diamètre. Il est par contre réduit d'un facteur 6 entre 3 mm et 4 mm. Nous étions donc obligés de fixer le diamètre des trous à 3 mm. Il était évident qu'un tel petit diamètre pourrait poser problème au niveau de l'homogénéité du champ électrique à l'intérieur

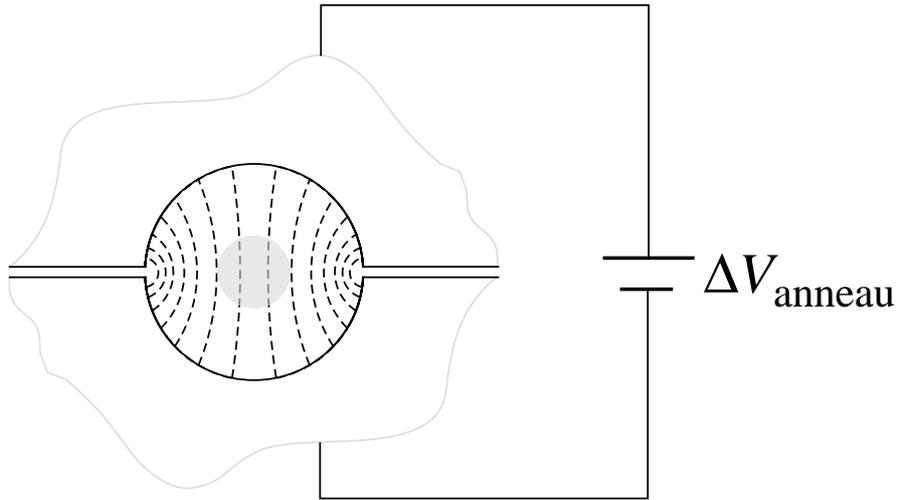


FIG. 2.14: Principe des passages pour les atomes à travers l’anneau. La zone grise représente le jet atomique qui traverse le trou formé par les deux parties de l’anneau. A l’intérieur du trou, l’orbite des atomes est stabilisée par le champ électrique dû à la différence de potentiel ΔV_{anneau} entre les deux parties.

du trou de passage (cf. figure 2.14) : si la variation du module du champ électrique sur le diamètre du jet était trop importante, l’effet Stark déphaserait une cohérence entre deux niveaux atomiques de manière aléatoire et transformerait ainsi l’état atomique en un mélange statistique des deux niveaux.

L’effet déphasant dû au champ inhomogène dans le trou est d’autant plus important que l’atome passe du temps dans cette zone. Pour une vitesse atomique donnée, il faut donc rendre la longueur du trou la moins grande possible. Nous n’avons pas vu de dépendance du facteur de qualité avec la longueur des trous entre 5 mm et 1 mm. En conséquence, nous avons fixé la longueur à cette valeur minimale.

Pour estimer à quel point nous devons nous attendre à une perte de cohérence des atomes lors de leur passage à travers les trous d’entrée et de sortie, j’ai effectué un calcul numérique de la géométrie du champ électrique dans ces trous. Avec cette information, j’ai calculé l’effet du déphasage de la cohérence sur le diamètre du jet atomique (1 mm environ au niveau de la cavité) pour des atomes à 503 m/s et un champ de 0.3 V/cm au centre des trous. Le calcul a confirmé que la perte de cohérence dans ces conditions serait négligeable.

Une mesure du facteur de qualité de la cavité renfermée par l’anneau décrite dans les paragraphes précédents donne finalement une valeur assez élevée de $Q = 3.1 \cdot 10^8$, ce qui correspond à un temps de vie de 1.0 ms. Ce temps est d’un ordre de grandeur plus important que l’intervalle (100 μs au maximum) durant lequel nous visions à stocker un champ dans C lors des expériences présentées dans ce mémoire. De ce point de vue, la cavité renfermée par l’anneau en aluminium était entièrement satisfaisante.

Malheureusement, lors des premières expériences (cf. section 3.2), nous avons dû constater, que la cohérence atomique est tout de même entièrement perdue quand l’atome traverse les trous de passage de l’anneau. Il faut avouer que, malgré le résultat du calcul mentionné ci-dessus, cet effet n’était pas totalement inattendu. Nous nous l’expliquons par le fait qu’un atome de Rydberg circulaire, qui passe près d’une surface métallique (comme c’est

le cas dans les trous de passage), est affecté par le champ électrique inhomogène créé par les différents cristaux du métal. En fonction de la taille moyenne de ces cristaux, ces inhomogénéités du champ décroissent très rapidement avec la distance par rapport à la surface. Il était donc difficilement prévisible de savoir si l'effet allait nous gêner.

Par conséquence de la perte de cohérence lors du passage à travers l'anneau, nous étions obligés d'effectuer toutes les opérations cohérentes avec les atomes à l'intérieur de la structure fermée cavité–anneau. En particulier, il fallait trouver un moyen pour appliquer aux atomes des impulsions micro-ondes pour mélanger les niveaux atomique lorsqu'ils se trouvent dans la cavité. Afin de faire entrer le champ micro-onde dans la structure cavité–anneau, nous avons prévu dans l'anneau un trou de couplage micro-onde, situé latéralement par rapport à la direction de passage du jet atomique (voir figure 2.13). Cette méthode sera décrite en détails dans la section 3.2.

Chapitre 3

Expériences préliminaires

Dans les deux premiers chapitres, j'ai présenté les éléments essentiels de la théorie ainsi que notre dispositif expérimental d'électrodynamique quantique en cavité. En particulier, j'ai introduit les deux protagonistes essentiels de nos expériences : les atomes de Rydberg circulaires et la cavité supraconductrice. Dans ce chapitre, je donnerai quelques détails de certaines expériences préliminaires importantes par lesquelles il fallait passer pour réaliser ensuite les expériences plus complexes des chapitres suivants.

Ces expériences concernent tout d'abord l'interaction entre les atomes et la cavité qui se manifeste dans les oscillations de Rabi quantiques. Dans la première section de ce chapitre je vais présenter le signal expérimental correspondant et je vais expliquer comment nous contrôlons expérimentalement le temps d'interaction atome-cavité.

Ensuite, je vais détailler comment nous réalisons l'interféromètre de Ramsey dans notre expérience. Dans la section 1.5, nous avons vu que cet interféromètre est un outil expérimental important qui nous permet de préparer les atomes dans des superpositions cohérentes d'états et d'analyser la phase d'une telle superposition cohérente. Dans le cadre des expériences de ma thèse, nous avons dû étendre la technique standard utilisée préalablement dans notre équipe. Je vais également expliquer ces innovations.

Finalement, je vais brièvement montrer comment nous réussissons à préparer le champ du mode de la cavité à une bonne approximation dans l'état vide.

3.1 Les oscillations de Rabi quantiques

Dans la section 1.3 des rappels théoriques, j'ai montré que l'interaction résonnante atome-cavité mène à un échange cohérent et réversible d'énergie : les oscillations de Rabi quantiques. Etant donné que, dans la suite, nous voulons nous servir de ce phénomène pour effectuer des opérations cohérentes contrôlées entre un atome et le mode de la cavité C , nous devons d'abord le caractériser.

3.1.1 L'accord de la fréquence de la cavité sur la transition atomique

Les équations (1.20) de la section 1.3.1 ainsi que les prédictions pour les temps d'interaction remarquables de la section 1.3.3 ne sont valables que dans le cas où l'atome et le champ sont exactement à résonance. En conséquence, il nous faut trouver un critère expérimental qui nous permette d'accorder les fréquences des deux systèmes.

Un tel signal est le plus facilement et rapidement obtenu dans une expérience de maser [MWM85, BRG⁺87]. Pour réaliser cette expérience, nous préparons des atomes dans le niveau e sans sélectionner leur vitesse. Lorsqu'ils traversent la cavité ils émettent, avec une certaine probabilité P_g , un photon dans C et passent dans le niveau g . Cette probabilité dépend en outre de l'état du champ, du temps d'interaction effectif et du désaccord atome-cavité δ . Les paramètres expérimentaux sont choisis de telle manière que seulement un ou quelques atomes interagissent avec le champ pendant le temps de relaxation de la cavité τ_{cav} .

Nous plaçons alors un milieu amplifiant (les atomes dont l'inversion est maximale par rapport à la transition considérée) dans un résonateur. En conséquence, juste comme dans un laser, après une dynamique initiale plus ou moins compliquée, un champ non-nul stationnaire s'établit dans C de manière à ce que les pertes de la cavité soient exactement compensées par le «pompage», effectué par les atomes. L'efficacité de ce pompage dépend du désaccord en fréquence entre la transition atomique et la cavité. Elle (et donc aussi la probabilité d'une transition, P_g) présente un maximum à résonance et tend vers 0 si $\delta \gg \Omega_0$.

Dans l'expérience, nous varions δ en gardant la fréquence des atomes fixe et en variant la fréquence du mode de la cavité ν_C en changeant la distance entre les deux miroirs. Cela se fait au moyen de cales piézoélectriques. La figure 3.1 représente la variation de P_g en fonction de la fréquence de la cavité. La fréquence relative nulle correspond au cas où les fréquences des deux modes sont inférieures à la fréquence atomique. Lorsque l'on augmente leur fréquence, c'est d'abord le mode haute fréquence qui passe en résonance avec la transition atomique, puis le mode basse fréquence. Nous observons donc deux pics qui indiquent que les atomes cèdent de l'énergie au champ qui s'établit dans C par effet maser.

L'ajustement de deux courbes Lorentziennes sur les deux raies du maser donne un écartement entre les raies de 130 kHz et une largeur pour chaque raie qui est de l'ordre de 45 kHz. La largeur minimale des raies maser pour des faibles flux atomique (c'est-à-dire pour des petits champs maser dans C) est en fait limitée par le couplage entre les atomes et C . Il n'est donc pas étonnant de trouver une largeur du même ordre de grandeur que la fréquence de Rabi $\Omega_0/2\pi$.

Un autre fait est apparent dans la figure 3.1 : étant donné que la largeur des pics est plus petit que l'écartement entre les deux pics, nous pouvons, quand un atome est en résonance avec un des deux modes, négliger à une bonne approximation l'échange d'énergie de cet atome avec l'autre mode.

Dans les expériences présentés dans ce mémoire, nous travaillons avec le mode de plus basse fréquence. Ce choix s'est fait pour deux raisons techniques : premièrement, ce mode

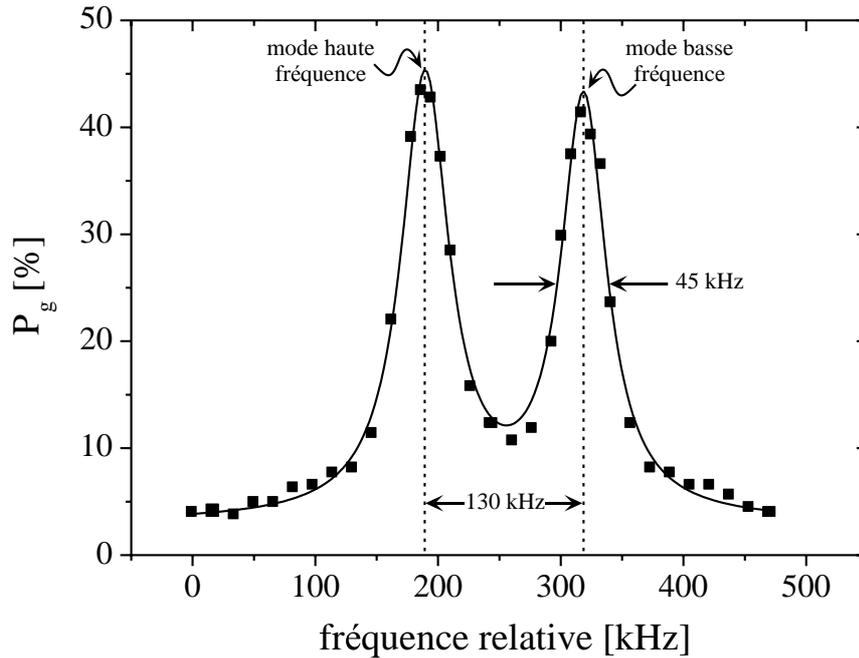


FIG. 3.1: Probabilité P_g pour un atome de subir une transition du niveau e vers le niveau g en fonction de la fréquence de la cavité. Le trait continu est un ajustement numérique qui correspond à la somme de deux courbes Lorentziennes.

contient moins de photons thermiques que le mode de plus haute fréquence (cf. section 3.3) et deuxièmement, il présente des avantages par rapport au mode de plus haute fréquence en ce qui concerne la méthode de contrôle de l'interaction atome–champ par effet Stark qui sera présentée dans la section suivante.

3.1.2 Le contrôle du temps d'interaction atome–champ par effet Stark

Dans la section 2.2.3, nous avons vu que notre système de sélection de vitesse nous permet de sélectionner une vitesse v_{sel} quelconque au sein de la distribution Maxwellienne des vitesses du jet thermique atomique. Nous pouvons donc, avec la vitesse atomique, régler le temps effectif d'interaction $t_{\text{eff,transit}}$ (qui est inversement proportionnel à v_{sel} , cf. équation (1.18), page 19) entre les atomes et le mode de la cavité C . Cette méthode a été utilisée, par exemple, pour la réalisation de l'expérience des oscillations de Rabi quantique [BSKM⁺96, Maa96] (voir figure 1, page 9).

Cependant, nous ne pourrions pas, de cette manière, réaliser des temps d'interaction courts : pour une vitesse atomique de 500 m/s, $t_{\text{eff,transit}}$ correspond à une impulsion 2π de Rabi. Pour raccourcir $t_{\text{eff,transit}}$ afin d'effectuer une impulsion π ou $\pi/2$ de Rabi, il faudrait donc travailler avec des atomes à une vitesse de 1000 m/s ou 2000 m/s respectivement. Pourtant, dans la distribution des vitesses de notre jet thermique, les atomes les plus rapides ont une vitesse entre 600 m/s et 700 m/s. Etant donnée la température de notre

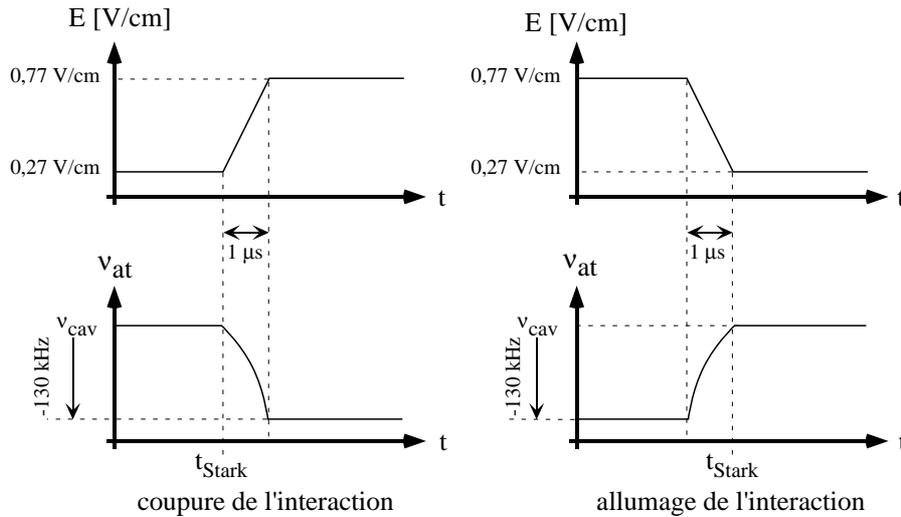


FIG. 3.2: Variation de la fréquence atomique au cours du temps en fonction du champ électrique \mathbf{E} dans la cavité. La fréquence atomique est en résonance avec le mode basse fréquence du résonateur lorsque $|\mathbf{E}| = 0,27 \text{ V/cm}$. En jouant sur $|\mathbf{E}|$, nous pouvons soit couper, soit brancher l'interaction en moins d'une microseconde.

four atomique,¹ la probabilité de trouver des atomes encore plus rapides est négligeable (cf. figure 2.6, page 47).

Le deuxième inconvénient d'un réglage de $t_{\text{eff,transit}}$ avec la vitesse atomique serait de travailler, dans une séquence expérimentale, avec des échantillons atomiques de plusieurs vitesses différentes qui sont préparés à différents instants. Une telle séquence expérimentale serait en fait assez difficile à gérer : les atomes pourraient se croiser dans l'expérience et une telle «rencontre» poserait des problèmes si elle avait lieu dans la zone de préparation des états de Rydberg circulaires, dans les zones de Ramsey, dans le mode de la cavité ou dans la zone de détection. C'est pourquoi, nous préférons travailler avec des échantillons atomiques qui ont tous la même vitesse et qui gardent ainsi une distance fixe entre eux lors de leur passage à travers le dispositif expérimental.

Une méthode alternative pour ajuster le temps effectif d'interaction jusqu'à des temps d'interaction très courts, qui est en plus compatible avec des paquets atomiques monocinétiques, a été développée au cours de la thèse de Xavier Maître [HMN⁺97, MHN⁺97, Maï98]. Elle profite du fait que les atomes de Rydberg montrent un effet Stark quadratique différentiel qui vaut $-255 \text{ kHz}/(\text{V/cm})^2$ pour la transition $|e\rangle \leftrightarrow |g\rangle$ (cf. section 2.2.1). Nous disposons donc d'une possibilité de mettre l'atome à résonance avec la cavité de manière très rapide en jouant sur le champ électrique \mathbf{E} dans la cavité.

Nous effectuons l'accord du mode basse fréquence de la cavité sur la fréquence atomique par la méthode expliquée dans le paragraphe précédent en appliquant une différence de potentiel de 0.62 V entre les deux miroirs. Cette différence de potentiel correspond à un champ électrique de $|\mathbf{E}|=0.27 \text{ V/cm}$ au centre de la cavité. L'expérience nous dit que nous ne pouvons pas descendre beaucoup en dessous de cette valeur de champ si nous

¹Cette température de 180 °C représente un compromis : plus on augmente la température, plus le flux atomique est convenable mais moins dure la charge de 2 g de rubidium.

voulons éviter que les atomes de Rydberg circulaires perdent l'orientation de leur orbite par rapport au référentiel du laboratoire (cf. section 2.2.1, page 40).

Si, lors de l'interaction d'un atome avec le mode basse fréquence, nous changeons la tension entre les deux miroirs de 0.62 V à 1.76 V, nous changeons la fréquence atomique de -130 kHz. Ce désaccord vaut presque trois fois la fréquence de Rabi $\Omega_0/2\pi$ et nous permet ainsi de couper toute interaction résonnante entre l'atome et C . Inversement, nous pouvons aussi, en appliquant la tension forte entre les miroirs, faire entrer un atome dans C sans que les deux n'interagissent et «brancher» ensuite l'interaction soudainement en descendant la tension à 0.62 V. Ce principe est illustré figure 3.2.

Nous disposons donc de deux schémas de réglage du temps d'interaction suivant que l'atome est à résonance (resp. hors résonance) lors de son entrée dans le mode et qu'on coupe (resp. qu'on branche) son couplage au champ en cours de sa traversée. Dans ce cas, l'amplitude du champ \mathbf{E} diminue (resp. augmente) au cours du temps. Les temps effectifs d'interaction correspondants sont

$$\begin{aligned} t_{\text{eff, E montant}} &= \int_{-\infty}^{t_{\text{Stark}}} \exp\left(-\frac{(v_{\text{sel}}u)^2}{w_0^2}\right) du = \frac{\sqrt{\pi}w_0}{v_{\text{sel}}} \operatorname{erf}\left(\frac{v_{\text{sel}}t_{\text{Stark}}}{w_0}\right) \\ t_{\text{eff, E descendant}} &= \int_{t_{\text{Stark}}}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(v_{\text{sel}}u)^2}{w_0^2}\right) du = \frac{\sqrt{\pi}w_0}{v_{\text{sel}}} \operatorname{erf}\left(-\frac{v_{\text{sel}}t_{\text{Stark}}}{w_0}\right), \end{aligned} \quad (3.1)$$

où $\operatorname{erf}(x)$ est la fonction erreur qui varie continûment de 0 à 1 lorsque x passe de $-\infty$ à $+\infty$ et $t_{\text{Stark}} = 0$ correspond à l'instant où l'atome se trouve au centre du mode C . Cela veut dire que, en coupant (ou en branchant) le couplage pendant que l'atome se trouve dans C , on peut régler l'angle de Rabi $\Omega_0 t_{\text{eff}}$ à toutes les valeurs entre 0 et la valeur maximale de $\Omega_0 \sqrt{\pi}w_0/v_{\text{sel}}$. Pour les atomes à 503.1 m/s que nous utilisons lors des expériences présentées dans ce mémoire, cette valeur maximale vaut 2π .

3.1.3 Le signal expérimental

En fonction du temps effectif d'interaction, nous nous attendons à une modulation sinusoïdale de l'inversion atomique, les oscillations de Rabi (cf. équation (1.20), page 19). Supposons que nous préparons un atome, sélectionné en temps de vol à une vitesse de 503.1 m/s, dans le niveau e . Supposons ensuite que cet atome interagisse de façon résonnante avec C , initialement préparé dans l'état vide. Si nous coupons l'interaction en augmentant le champ électrique entre les miroirs à l'instant t_{Stark} , l'atome sera idéalement détecté dans le niveau e avec la probabilité

$$P_e(t_{\text{Stark}}) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos \left[2\pi \operatorname{erf} \left(\frac{t_{\text{Stark}}}{t_{\text{mode}}} \right) \right] \right\}, \quad (3.2)$$

où $t_{\text{mode}} = w_0/v_{\text{sel}} = 11.8 \mu\text{s}$ est le temps que l'atome met à traverser le col de C .

Le résultat d'une telle expérience est représenté figure 3.3. L'inversion atomique montre clairement un minimum pour $t_{\text{Stark}} = 0 \mu\text{s}$. Cette condition correspond à la réalisation d'une impulsion π de Rabi. Environ 16 % des atomes restent dans le niveau e au lieu de 0 % prédit par la théorie dans le cas idéal. Plus généralement, on constate une diminution

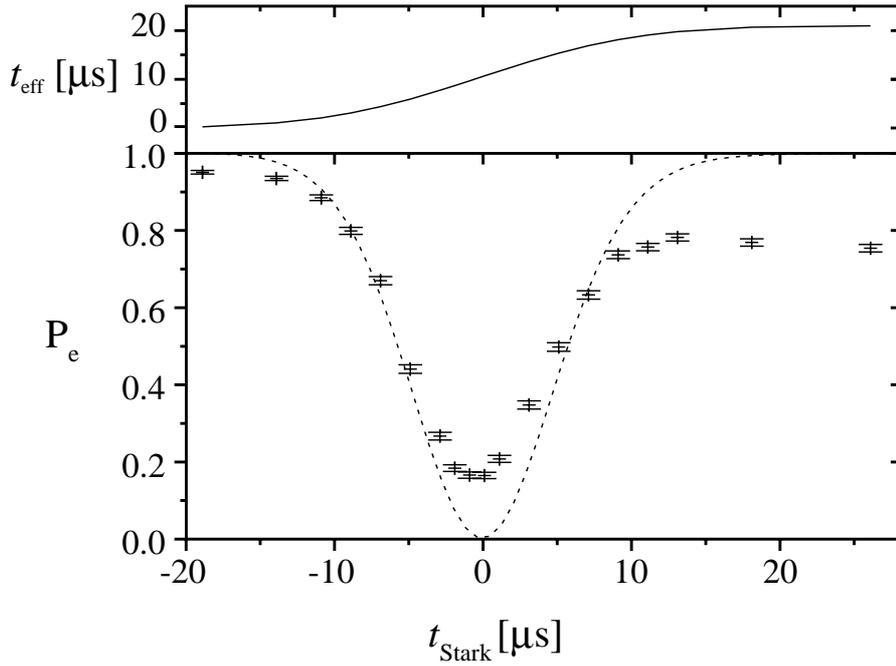


FIG. 3.3: Temps d'interaction effectif selon l'équation (3.1) et oscillations de Rabi d'un atome, initialement dans le niveau e , qui interagit avec C , initialement dans l'état vide, en fonction du temps de coupure de l'interaction t_{Stark} , réglé avec un champ électrique montant. La courbe pointillée correspond à la dynamique idéale telle que la donne l'équation (3.2).

du contraste des oscillations de Rabi (cf. aussi figure 1, page 9). Ainsi l'efficacité de l'impulsion 2π de Rabi, qui devrait théoriquement ramener la totalité des atomes dans le niveau e , est de 78 %.

L'efficacité réduite de l'impulsion π et 2π de Rabi (ou, plus généralement, la diminution du contraste des oscillations de Rabi) est un facteur limitant pour le contraste des expériences présentées dans la suite de ce mémoire. Il serait donc souhaitable d'identifier les causes de cette diminution. Une de ces raisons a été identifiée après la série d'expériences réalisées au cours de ma thèse : le signal de la figure 3.3 a été obtenu en préparant le mode de plus basse fréquence à une bonne approximation de l'état vide (cf. section 3.3). C'était ce mode que nous avons accordé sur la transition atomique.

Cependant, il se trouvait un champ thermique de 1.4 photons en moyenne dans le mode de plus haute fréquence. Dans les expériences, ce mode était désaccordé de +130 kHz par rapport à la fréquence atomique (cf. figure 3.1). Même si, à cause du désaccord, nous pouvons négliger l'échange d'énergie entre l'atome et le mode haute fréquence, ce champ thermique a un effet déphasant sur la cohérence atomique dû au déplacement lumineux (cf. section 1.3.2). En accordant le mode de plus haute fréquence sur la transition atomique et en effaçant le champ thermique en même temps dans les deux modes, nous avons pu améliorer l'efficacité de l'impulsion π de Rabi jusqu'à 92 %.

D'autres effets qui réduisent le contraste des oscillations de Rabi sont par exemple :

- la dispersion en vitesse des échantillons atomiques causant une dispersion des temps effectifs d'interaction.

- la présence, avec une certaine probabilité, d'un deuxième atome dans l'échantillon atomique qui changerait le couplage au champ.
 - le champ thermique résiduel dans le mode qui est accordé sur la transition atomique.
- Toutefois, la contribution de tous ces effets n'explique qu'une partie de la diminution du contraste.

3.2 L'interféromètre de Ramsey

Dans la section 1.5, j'ai donné une brève introduction théorique à l'interféromètre de Ramsey. Cet interféromètre atomique est basé sur deux interactions quasi-résonnantes, R_1 et R_2 , entre les atomes et un champ «classique» (voir le premier paragraphe de la section 1.5). La première interaction prépare une superposition cohérente de deux états atomiques avec des poids égaux et la deuxième interaction analyse cette superposition après un intervalle de temps T_{vol} . En fonction du désaccord δ_R entre le champ et la transition atomique, la deuxième interaction transfère la population atomique soit entièrement dans l'un ou dans l'autre niveau, soit elle laisse la population des niveaux inchangée. La modulation sinusoïdale résultante de la population atomique finale est communément appelée «franges de Ramsey». La phase des franges de Ramsey nous permet en particulier de mesurer un déphasage cohérent de la superposition atomique entre les deux interactions avec le champ Ramsey (cf. section 1.5.2) qui pourrait par exemple provenir de l'interaction de l'atome avec le mode de la cavité.

3.2.1 Réalisation dans notre expérience

Dans la section 1.5.3, nous avons vu qu'un déphasage incohérent de l'état atomique, qui a lieu entre les deux interactions de l'atome avec le champ Ramsey, peut, dans le cas où la distribution des déphasages a une largeur de l'ordre de 2π , faire tendre le contraste des franges de Ramsey vers zéro. Initialement, notre dispositif expérimental était conçu de telle manière que les deux interactions avec le champ Ramsey avaient lieu dans deux résonateurs micro-onde de faible facteur de qualité, situés de part et d'autre de l'ensemble cavité-anneau.

Les expériences constituant la thèse de Xavier Maître [Mai98] ont encore été réalisées avec cet ancien interféromètre de Ramsey. L'anneau, dans ces expériences, était percé d'un trou carré de 10 mm de côté. Nos tentatives pour observer des franges de Ramsey en combinant cet ancien interféromètre de Ramsey avec le nouveau résonateur, qui a été développé dans la suite de ces expériences et qui est fermé par l'anneau décrit dans la section 2.3.3, se sont révélées infructueuses. La conclusion de ces expériences a été que le passage à travers les trous de l'anneau (diamètre 3 mm) introduit un déphasage aléatoire important de la cohérence atomique dû aux inhomogénéités du champ électrique dans ces trous (voir fin de la section 2.3.3).

Nous étions donc contraints d'effectuer l'expérience de franges de Ramsey à l'intérieur du système cavité-anneau. Par construction, cet ensemble forme une structure quasiment fermée. Si on injecte, avec une source micro-onde, un champ par le côté comme l'illustre

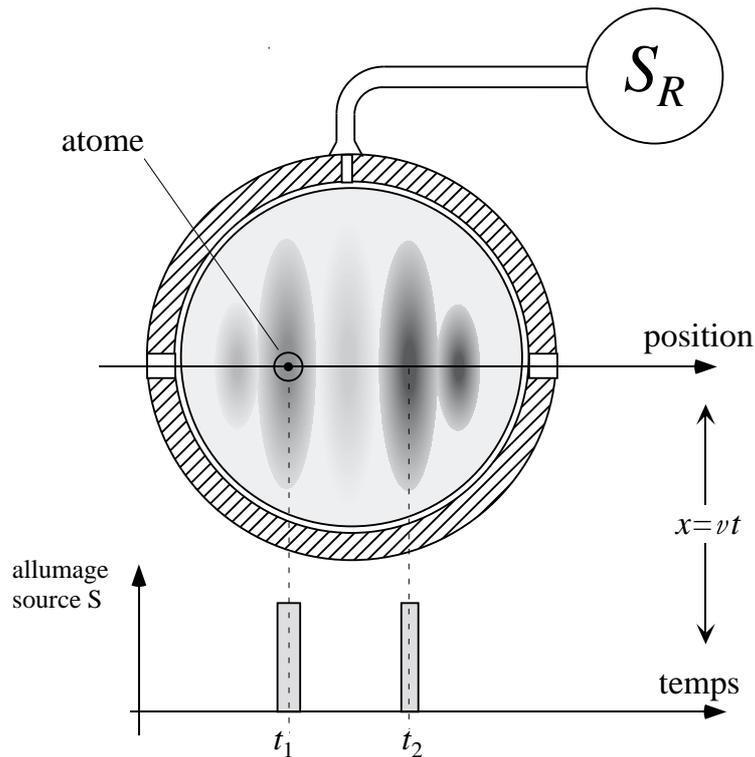


FIG. 3.4: Principe de fonctionnement du nouvel interféromètre de Ramsey.

la figure 3.4, il va s'établir une onde stationnaire à l'intérieur de cette structure. Cette onde stationnaire correspond en fait à un mode de faible surtension qui est défini par des conditions aux limites compliquées (géométrie de l'anneau avec tous ses trous, des miroirs de la cavité, de l'espace entre l'anneau et les miroirs etc.). Etant donné que nous savons à tout instant où se trouve l'atome dans cette onde stationnaire, il suffit donc d'allumer la micro-onde lorsqu'il se trouve sur un ventre du champ avant le mode de la cavité pour réaliser l'interaction R_1 , puis de répéter l'opération sur un ventre situé après le mode de la cavité pour R_2 .

Réglage de l'interféromètre pour la transition à un photon

Pour pouvoir mettre en évidence le déphasage de l'état atomique $|g\rangle$ lors de l'impulsion 2π de Rabi dans un champ d'un photon dans C , il faut préparer l'atome dans une superposition cohérente de l'état $|g\rangle$ avec un état qui n'est pas couplé à la cavité et qui nous sert ainsi comme référence de phase (cf. section 1.4.2). Pour cela, nous utilisons l'état de Rydberg circulaire $|i\rangle$ qui est couplé avec l'état $|g\rangle$ par une transition à un photon (voir figure 2.2, page 37, pour un diagramme d'énergie). Pour préparer et analyser cette superposition $g-i$, il faut donc régler notre interféromètre sur la transition $g \leftrightarrow i$ à une fréquence de 54.259 GHz.

La topologie du champ Ramsey La structure de l'onde stationnaire établie au sein de l'ensemble cavité–anneau est à priori inconnue. Une stratégie pour effectuer l'impulsion

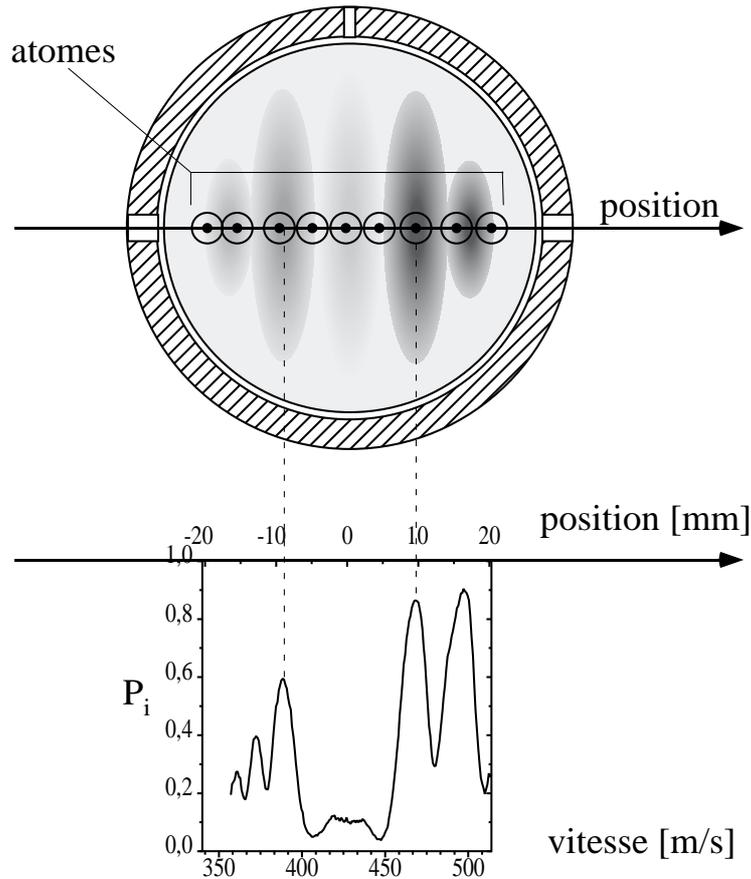


FIG. 3.5: Mesure du transfert du niveau g vers i en fonction de la vitesse des atomes. Cette mesure donne un renseignement sur l'amplitude du champ Ramsey en fonction de la position dans la structure cavité-anneau. La puissance de la source micro-onde est atténuée de manière à obtenir un transfert de g vers i d'environ 85 % à la position de la plus forte intensité.

$\pi/2$ de Ramsey R_1 avant le mode de la cavité C , pourrait donc être de simplement allumer la source S_R à un instant t_1 quand l'atome se trouve entre le trou d'entrée de l'anneau et C , et de régler le temps d'allumage et la puissance de S_R de telle manière qu'on détecte les atomes dans 50 % des cas dans le niveau i .

Mais si nous visons à optimiser le contraste de notre interféromètre, il est important que l'échantillon atomique se trouve sur un ventre du champ micro-onde Ramsey : dans ce cas, l'amplitude du champ Ramsey (et donc l'angle de Rabi qu'accumulent les atomes pendant qu'ils sont couplés à ce champ) varie seulement au deuxième ordre avec la position des atomes. Nous minimisons ainsi la dispersion en angle de l'impulsion $\pi/2$ de Ramsey due à la dispersion en position de l'échantillon atomique. Pour connaître la position des ventres du champ micro-onde, nous avons directement mesuré l'amplitude du champ dans la structure cavité-anneau le long du jet atomique.

La figure 3.5 illustre l'expérience réalisée ainsi que le résultat des mesures. Nous mesurons, en fonction de la position, le transfert du niveau g vers le niveau i pour des atomes qui sont couplés au champ Ramsey pendant un intervalle de temps court ($2 \mu\text{s}$, ce qui correspond

à une distance d'un millimètre parcouru par les atomes). Etant donné que l'angle de Rabi accumulé par les atomes lors de cette interaction est proportionnel à l'amplitude du champ, ce transfert nous renseigne sur la structure spatiale de l'amplitude.

Pour effectuer cette mesure, nous préparons un ensemble d'atomes dans l'état circulaire $|g\rangle$, sans sélection de vitesse. La mesure de la vitesse de chaque atome se fait par la mesure de son temps de vol entre la préparation dans l'état circulaire et la détection. A l'intérieur du résonateur ces atomes sont, grâce à leur importante dispersion en vitesse, répartis sur plus de 40 mm (leur position le long du jet est une fonction linéaire de leur vitesse). On allume alors la source micro-onde S_R pendant l'intervalle de $2 \mu\text{s}$. Sa fréquence est quasi-résonante avec la transition $|g\rangle \leftrightarrow |i\rangle$. Sa puissance est atténuée de manière à éviter que les atomes accumulent un angle de Rabi plus important que π dans les endroits de plus forte intensité (sinon l'attribution d'une amplitude de champ à une valeur de transfert donnée ne serait pas possible sans ambiguïté). Dans ces conditions, la probabilité d'effectuer la transition vers $|i\rangle$ croît de manière monotone avec l'amplitude du champ. La mesure de la probabilité de transfert P_i en fonction de la vitesse donne donc l'information sur l'amplitude de l'onde stationnaire là où se trouvait l'atome au moment de l'allumage.

Le diagramme de la figure 3.5 met clairement en évidence les noeuds et les ventres du champ micro-onde Ramsey.² On constate également que son amplitude est beaucoup moins importante au centre du résonateur que près de l'anneau. Il y a aussi une légère asymétrie dans la distribution des amplitudes : le transfert de g vers i avant le centre de la cavité est environ deux fois moins grand qu'après. Pour les raisons mentionnées ci-dessus, il est important d'avoir toutes ces informations sur les détails de l'onde stationnaire. Une explication des caractéristiques de la structure par contre, n'est pas l'issue de notre travail.

Choix et localisation précise des ventres du champ Ramsey Nous appliquons les deux impulsions de Ramsey R_1 et R_2 quand les atomes sont situés au niveau des deux ventres marqués sur la figure 3.5. La distance de ces deux zones d'interaction par rapport au centre de la cavité vaut presque 10 mm, c'est-à-dire quasiment deux fois le col du mode C . En conséquence, le couplage des atomes au mode au moment où nous appliquons R_1 et R_2 est très petit et on peut dire que la totalité de l'interaction entre les atomes et la cavité s'effectue entre les deux zones de Ramsey de l'interféromètre.

Cependant, la mesure de la position des ventres par la méthode expliquée dans la section précédente n'est précise qu'à quelques millimètres près. L'incertitude provient de la mesure de la vitesse atomique par le temps de vol entre la zone de préparation et la zone de détection. Pour localiser plus précisément les ventres R_1 et R_2 , nous préparons un échantillon atomique dans le niveau g , sélectionné en vitesse à 503,1 m/s. Nous réduisons de plus la durée d'allumage de la micro-onde à $1 \mu\text{s}$ et balayons son instant d'allumage. A chaque instant correspond donc une position différente des atomes dans la structure de l'onde stationnaire. La figure 3.6 montre la probabilité P_i de transfert de $|g\rangle$ vers $|i\rangle$ en fonction de l'instant d'allumage.

La précision avec laquelle nous pouvons déterminer le maximum de l'amplitude du champ

²Ce genre de diagramme a été nommé «carte de champ» au sein de notre équipe, car il nous donne directement la topologie de l'onde stationnaire.

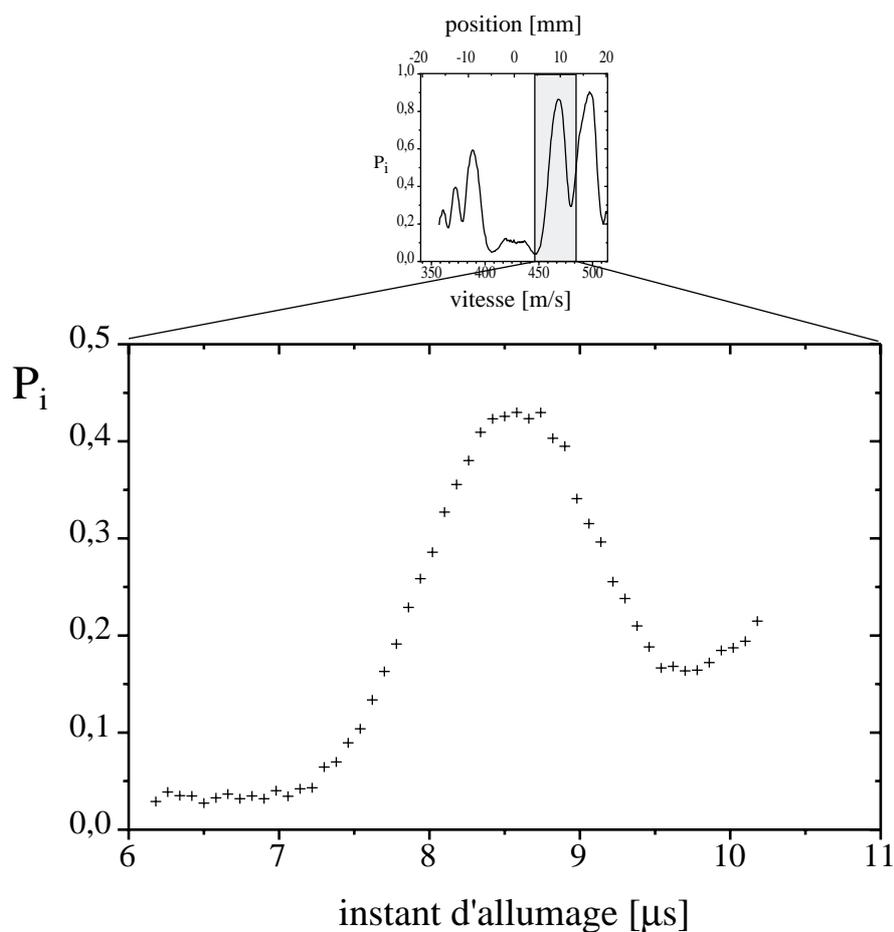


FIG. 3.6: Probabilité de transfert de g vers i en fonction de l'instant d'allumage de la source micro-onde S_R (l'instant $t=0 \mu\text{s}$ correspondrait à l'allumage quand l'atome se trouve au centre de mode). Cette mesure donne une indication précise de l'amplitude du champ là où se trouve le paquet au moment de l'allumage. L'atténuation de la source est réglée de manière à avoir un taux d'absorption maximum de 0.45, c'est-à-dire environ deux fois moins que pour l'expérience de la figure 3.5.

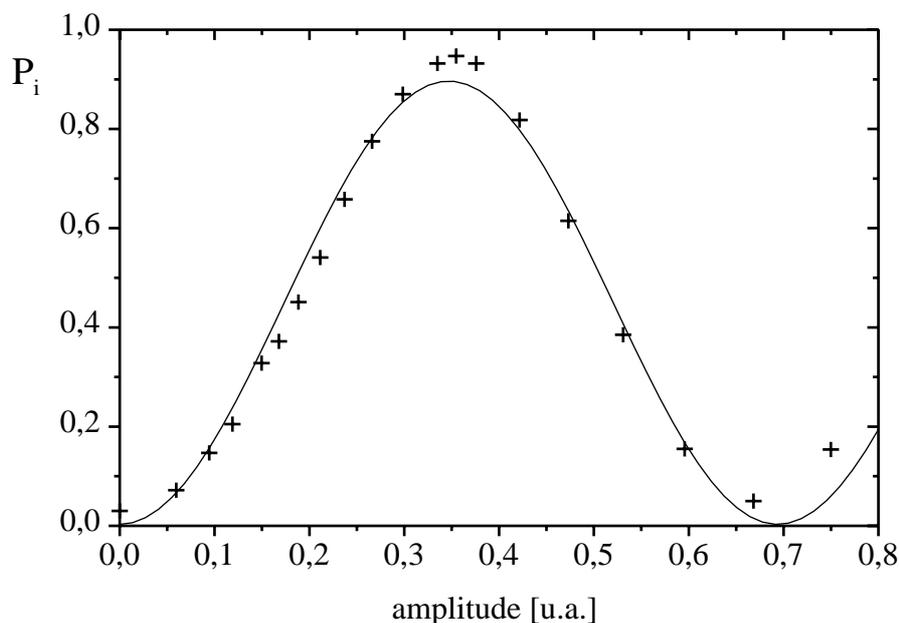


FIG. 3.7: Transfert du niveau g vers le niveau i en fonction de l'amplitude du champ micro-onde. L'expérience se fait sur des échantillons atomiques sélectionnés en temps de vol à 503.1 m/s. La source micro-onde est allumée pendant $1.2 \mu\text{s}$ autour de l'instant correspondant au maximum de la figure 3.7. La courbe continue représente un ajustement sinusoïdal. Le transfert maximal observé est de 95 %.

par cette méthode est de $0.2 \mu\text{s}$ (ce qui correspond à une incertitude en position de 1 mm pour les atomes à 500 m/s). Le facteur limitant pour cette précision est la dispersion en vitesse résiduelle de notre système de sélection de vitesse (cf. section 2.2.3).

Le réglage des impulsions $\pi/2$ de Ramsey Les mesures préliminaires des sections précédentes nous permettent de régler avec précision l'instant d'allumage du champ micro-onde Ramsey pour que les atomes, qui sont sélectionnés en vitesse, soient sur les ventres correspondant à R_1 ou R_2 . Il nous faut également régler la durée de l'allumage t_i^{int} et l'atténuation de la source S_R de manière à obtenir une impulsion $\pi/2$ (c'est-à-dire réaliser la condition $\Omega_{R_i} t_i^{\text{int}} = \pi/2$, où Ω_{R_i} est la fréquence de Rabi dans la zone d'interaction R_i).

L'atténuation de S_R ne peut pas être changée entre les deux impulsions R_1 et R_2 car elle est choisie au moyen d'un atténuateur réglable mécaniquement. L'asymétrie de l'amplitude du champ Ramsey dans les deux zones d'interaction (cf. ci-dessus) doit donc être compensée par le rapport des durées d'allumage t_1^{int} et t_2^{int} . Dans l'expérience, nous fixons t_2^{int} à $1.2 \mu\text{s}$ et nous choisissons l'atténuation de S_R afin de remplir la condition de l'impulsion $\pi/2$ de Ramsey pour R_2 . La figure 3.7 montre le transfert du niveau g vers le niveau i en fonction de l'amplitude du champ micro-onde Ramsey réglée par l'atténuateur.

Une fois que l'impulsion $\pi/2$ de Ramsey R_2 est réglée avec l'atténuation de S_R , nous ajustons la durée d'allumage t_1^{int} afin d'obtenir l'impulsion $\pi/2$ R_1 . Dans l'expérience, nous fixons ainsi t_1^{int} à $1.5 \mu\text{s}$. Ce réglage nous renseigne aussi sur le rapport entre les intensités du champ Ramsey dans les deux ventres R_1 et R_2 : nous avons $\Omega_{R_1} t_1^{\text{int}} = \Omega_{R_2} t_2^{\text{int}} = \pi/2$ et

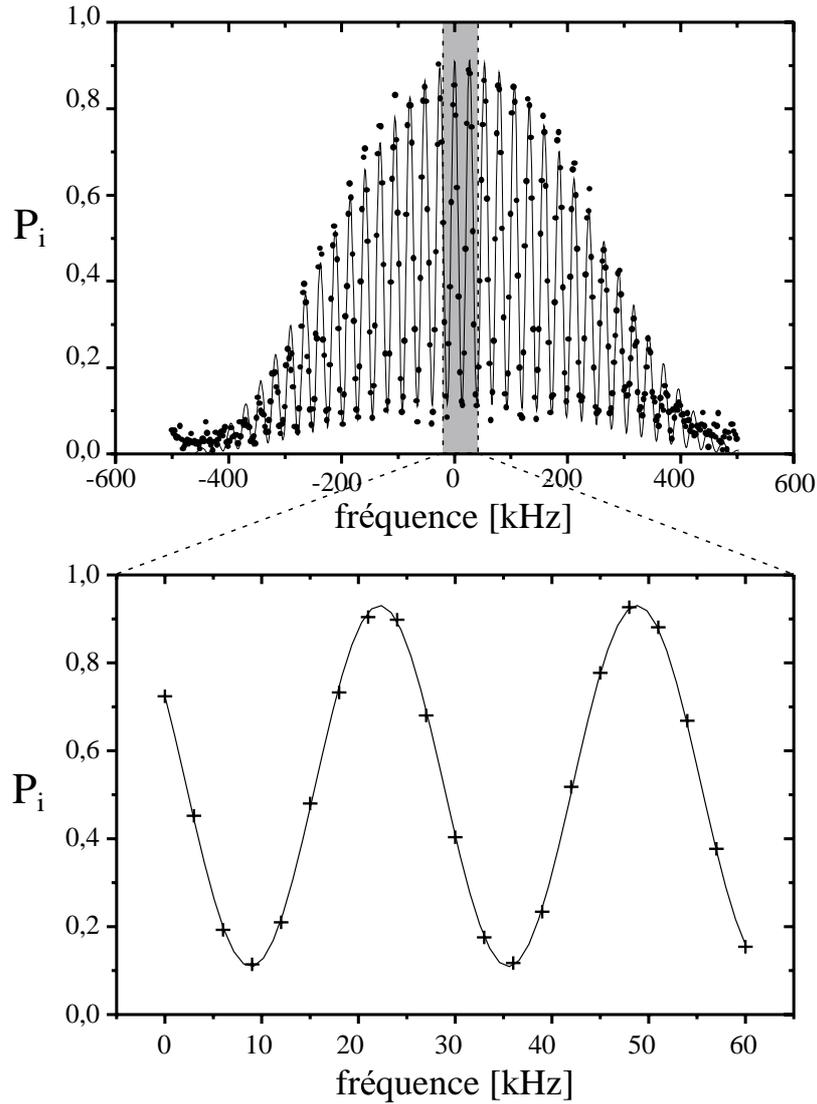


FIG. 3.8: Franges de Ramsey obtenues en réglant l'interféromètre sur la transition $g \leftrightarrow i$.

donc $I_{R_2}/I_{R_1} = (\Omega_{R_2}/\Omega_{R_1})^2 = (t_1^{\text{int}}/t_2^{\text{int}})^2 \simeq 1.6$, où I_{R_i} est l'intensité du champ Ramsey dans la zone R_i .

Les résultats expérimentaux Une fois que les réglages préliminaires sont faits, nous pouvons appliquer les deux impulsions de Ramsey, R_1 et R_2 , sur les atomes sélectionnés en vitesse et observer les interférences quantiques en balayant la fréquence de la source extérieure. Les franges qui en résultent sont présentées figure 3.8.

Nous obtenons régulièrement un contraste supérieur à 80 %. Un facteur important qui contribue à la réduction du contraste est la dispersion des impulsions $\pi/2$, R_1 et R_2 . Elle est surtout due à la dispersion en position des atomes provenant de leur dispersion en vitesse : l'amplitude de l'onde stationnaire Ramsey est modulée d'un maximum à un minimum sur 3 mm environ (cf. figure 3.5). La dispersion en position des atomes, de l'ordre du millimètre, n'est alors pas entièrement négligeable devant cette variation. Certains

atomes «voient» donc, lors de l’allumage de la source S_R , un champ plus important que d’autres, ce qui conduit à une dispersion des angles de Rabi accumulé lors de leur interaction avec le champ Ramsey.

Réglage de l’interféromètre pour la transition à deux photons

Motivation Ayant réglé notre interféromètre pour la transition $g \leftrightarrow i$, nous pouvons préparer et analyser des superpositions cohérentes des états $|g\rangle$ et $|i\rangle$. Comme nous l’avons vu dans la section 1.4, cela nous permet de mettre en évidence le changement de phase de l’état $|g\rangle$ lors de impulsion 2π de Rabi. Si, par contre, nous voulons détecter les corrélations d’un état EPR tel qu’on le trouve après une impulsion $\pi/2$ d’un atome, préparé dans le niveau e , dans une cavité vide (cf. équation (1.30), page 22), nous sommes obligés d’analyser une superposition des états atomiques $|e\rangle$ et $|g\rangle$.

Pour des raisons techniques, cela n’est malheureusement pas possible en appliquant aux atomes, comme dans la section précédente, une impulsion $\pi/2$ micro-onde qui est quasi-résonnante avec la transition $e \leftrightarrow g$. Le problème est que ce champ Ramsey serait aussi quasi-résonnant avec la fréquence du mode de la cavité. Lors des premiers essais, nous avons dû constater que, malgré le fait que nous injectons la micro-onde par le côté dans structure fermée cavité–anneau, ce champ est donc couplé au mode de la cavité. Typiquement, une impulsion micro-onde d’une durée de $1 \mu\text{s}$, induisant une impulsion $\pi/2$ de Ramsey en l’injectant par le trou de couplage dans l’anneau, établit également un petit champ cohérent de l’ordre de quelques photons dans le mode C . L’interaction des atomes avec C après une telle impulsion serait donc perturbée par ce champ qui brouillerait toute corrélation quantique à l’échelle du photon entre C et les atomes.

Pour contourner ce problème, nous avons choisi la solution suivante : au moyen d’une impulsion π , appliquée sur la transition $g \leftrightarrow i$, nous transformons la superposition entre les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ en une superposition entre les états $|e\rangle$ et $|i\rangle$. Cette superposition peut ensuite être analysée en appliquant une impulsion $\pi/2$ de Ramsey sur la transition $e \leftrightarrow i$ (plus de détails seront donnés dans la section 5.3.3, page 115 et dans l’annexe A.1.2, page 143).

La transition $e \leftrightarrow i$ est une transition à deux photons (voir figure 2.2, page 37 pour le diagramme d’énergie), possédant une fréquence de 52.679 GHz. Le champ micro-onde qui induit les impulsions $\pi/2$ de Ramsey est donc désaccordé de 1.6 GHz par rapport à la fréquence de la cavité et n’est pas couplé à C .

Mis en œuvre de la nouvelle technique expérimentale Pour réaliser l’interféromètre de Ramsey avec cette transition, il fallait effectuer plusieurs modifications et réglages au niveau de notre dispositif expérimental. Tout d’abord, nous avons ajouté une deuxième source micro-onde, accordée sur la transition $e \leftrightarrow i$. Comme la source qui est accordée sur la transition $g \leftrightarrow i$, cette source est un oscillateur à YIG qui est quadruplé en fréquence à l’aide d’une diode non-linéaire. Après quadruplage, la micro-onde émise par les deux sources est combinée au moyen d’un coupleur optimisé pour le spectre millimétrique et est injecté dans la structure cavité–anneau par le même guide d’onde. Dans la suite, par raison de simplicité, je vais faire référence à ce système entier en parlant de

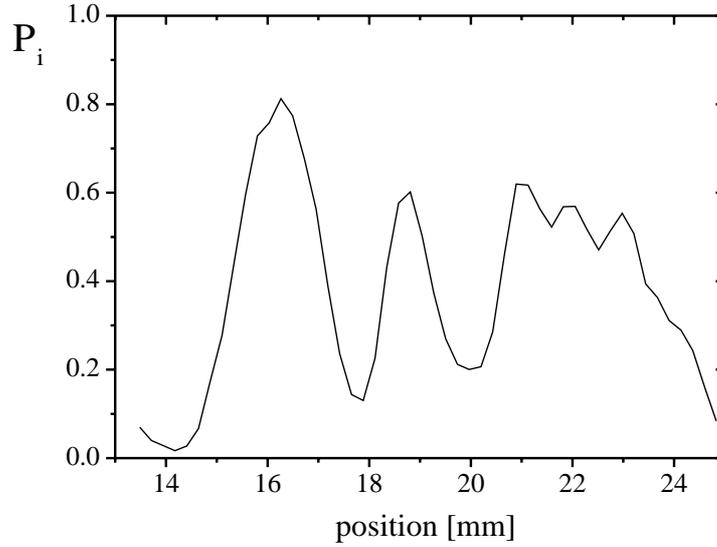


FIG. 3.9: Mesure du transfert du niveau e vers i en fonction de la position des atomes par rapport au centre de la cavité. Le maximum à gauche dans le diagramme se trouve à la même position que le maximum de transfert du niveau g vers i à l'extrême droite du diagramme de la figure 3.5. Sa largeur est plus petite que pour la transition $g \leftrightarrow i$, car l'angle de Rabi accumulé par les atomes est proportionnel à l'intensité pour la transition à deux photons.

la source micro-onde Ramsey S_R .

Un problème technique important était de fournir la puissance nécessaire au niveau de la micro-onde pour induire la transition entre les niveaux e et i . La puissance juste après quadruplage est limitée par la diode non-linéaire. Nous étions donc obligés d'amplifier la micro-onde après quadruplage, sa fréquence étant alors de 52.679 GHz. Cela est accompli par un amplificateur à base de circuit sémi-conducteur, l'un des premiers modèles sur le marché travaillant dans cette gamme de fréquences et puissances.

Le deuxième problème était lié au fait que le couplage entre les niveaux e et i est proportionnel à l'intensité du champ Ramsey et non plus à son amplitude comme pour la transition à un photon. Si nous considérons ce couplage atome-champ Ramsey, la largeur effective des maxima de couplage est donc réduite. La figure 3.9 montre une «carte de champ» (qui est donc plutôt une «carte d'intensité»), enregistrée pour la transition $e \leftrightarrow i$ (la méthode expérimentale est analogue à celle présentée dans la section précédente pour la transition $g \leftrightarrow i$).

Nous utilisons le ventre du champ Ramsey $e \leftrightarrow i$ qui correspond au maximum de transfert situé 16 mm derrière le centre de la cavité pour appliquer aux atomes l'impulsion micro-onde $R_{2,e \leftrightarrow i}$ de notre interféromètre (à la position du ventre qui se trouve plus proche du centre de la cavité, le champ n'atteint pas une intensité suffisante pour induire une impulsion $\pi/2$ de Ramsey). Etant donné que ce maximum de transfert est presque d'un facteur deux moins large que le maximum correspondant pour la transition $g \leftrightarrow i$, la dispersion en angle de Rabi accumulé par les atomes est encore plus sensible à leur dispersion en position au moment de l'allumage de la source micro-onde.

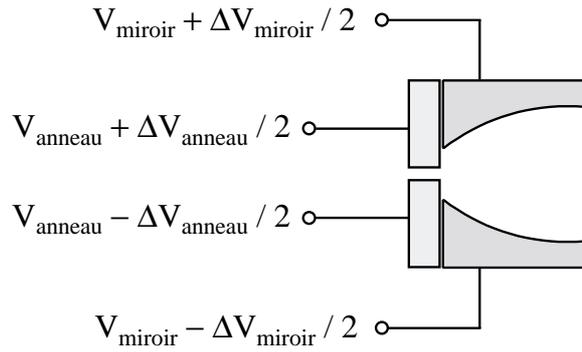


FIG. 3.10: Potentiels électriques appliqués aux miroirs et à l'anneau.

Il est donc évident que nous devons nous attendre à un contraste réduit par rapport au contraste que nous obtenons pour les franges de Ramsey sur la transition $g \leftrightarrow i$. Il était toutefois surprenant de trouver, lors des premiers essais pour faire fonctionner l'interféromètre sur la transition $e \leftrightarrow i$, un contraste qui ne valait que 30 %. Nous avons pu identifier les inhomogénéités du champ électrique comme la raison principale de ce résultat décevant.

Réduction des inhomogénéités du champ électrique dans la cavité Pour deux raisons, ces inhomogénéités réduisent plus le contraste des franges de Ramsey sur la transition $e \leftrightarrow i$ que sur la transition $g \leftrightarrow i$: d'abord, l'effet Stark conduit à un changement de la différence d'énergie des niveaux e et i , environ deux fois plus important que pour les niveaux g et i (cf. équation (2.5), page 40). En conséquence, le déphasage d'une cohérence $e-i$ dans un champ inhomogène donné est deux fois plus important que pour une cohérence $g-i$.

De plus, les zones d'interaction sont plus éloignées du centre de la cavité que dans le cas des franges $g \leftrightarrow i$ (le ventre du champ Ramsey $e \leftrightarrow i$ dans lequel nous appliquons l'impulsion $R_{1,e \leftrightarrow i}$ de notre interféromètre est situé environ 16 mm devant le centre de la cavité). Les atomes restent donc plus longtemps dans une superposition d'états et s'approchent plus de l'anneau.

C'est justement dans ces régions près de l'anneau que nous contrôlions mal les inhomogénéités du champ électrique : les miroirs et l'anneau étant respectivement en niobium et aluminium, il existe un potentiel de contact entre les deux métaux. Ce potentiel de contact s'ajoute à la différence de potentiel que nous appliquons de l'extérieur entre les miroirs et l'anneau (voir figure 3.10).

Pour des raisons de symétrie, les inhomogénéités du champ électrique sont minimales le long de la trajectoire des atomes, celle-ci passant au centre, entre les miroirs et les deux moitiés de l'anneau, quand le potentiel central de l'anneau, V_{anneau} , est égal au potentiel central des miroirs, V_{miroir} . L'idéal serait donc que les potentiels que nous appliquons de l'extérieur à l'anneau et à la cavité compensent le potentiel de contact. Il faudrait donc régler ces potentiels externes de telle manière que

$$V_{\text{miroir}} - V_{\text{anneau}} = -V_{\text{Al-Nb}} , \quad (3.3)$$

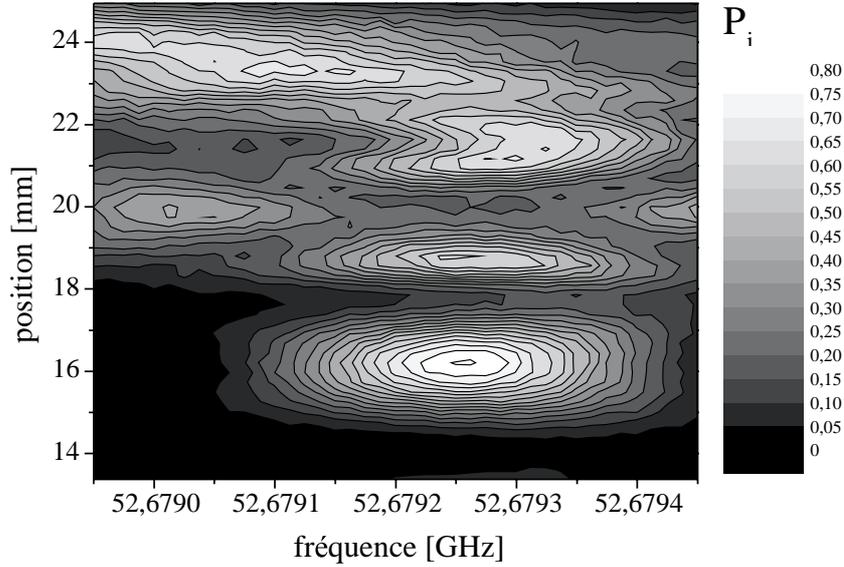


FIG. 3.11: Mesure du transfert du niveau e vers i en fonction de la position des atomes par rapport au centre de la cavité et en fonction de la fréquence du champ Ramsey $e \leftrightarrow i$. Le diagramme de la figure 3.9 est en fait une coupe verticale à la fréquence 52.67926 GHz de ce diagramme bidimensionnel. Cette fréquence correspond à la fréquence de transition $e \leftrightarrow i$ à la position du ventre $R_{2,e \leftrightarrow i}$ (environ 16 mm derrière le centre de la cavité). Les potentiels centraux de l'anneau et des miroirs sont respectivement -0.13 V et 0.31 V.

où $V_{\text{Al-Nb}}$ est le potentiel de contact entre l'aluminium et le niobium.

Pour les mêmes raisons de symétrie et pour des valeurs de ΔV_{miroir} et ΔV_{anneau} données (cf. figure 3.10), l'amplitude du champ électrique le long de la trajectoire des atomes est minimale quand la condition de l'équation (3.3) est remplie.

Nous nous sommes servis de ce fait pour établir un critère, nous informant de l'instant où le potentiel de contact et ainsi les inhomogénéités du champ électrique sont le mieux compensés : nous avons fait une spectroscopie des atomes en fonction de leur position dans la cavité pour différentes valeurs de V_{anneau} . La figure 3.11 montre une telle carte de champ bidimensionnelle. Nous avons, pour chaque valeur de V_{anneau} , repéré la fréquence de résonance des atomes à la position des ventres qui correspondent aux zones d'interaction $R_{1,e \leftrightarrow i}$ et $R_{2,e \leftrightarrow i}$. L'amplitude du champ électrique est ensuite minimale pour la valeur de V_{anneau} qui conduit au plus petit effet Stark et donc à la plus haute fréquence de transition (l'effet Stark pour la transition $e \leftrightarrow i$ vaut environ $-500 \text{ kHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$).

La figure 3.12 montre les résultats des mesures de la fréquence de transition $e \leftrightarrow i$ à la position des zones d'interaction $R_{1,e \leftrightarrow i}$ et $R_{2,e \leftrightarrow i}$ en fonction du potentiel central, appliqué à l'anneau. Les maxima de la fréquence de transition sont légèrement décalés entre $R_{1,e \leftrightarrow i}$ et $R_{2,e \leftrightarrow i}$. Etant donné que la géométrie de la cavité et de l'anneau est symétrique et que $R_{1,e \leftrightarrow i}$ et $R_{2,e \leftrightarrow i}$ se trouvent à la même distance du centre de la cavité, nous estimons que ce décalage est dû au fait que des atomes de rubidium se sont déposés autour du trou de sortie de l'anneau. Un tel dépôt de rubidium influencerait les potentiels de contact et

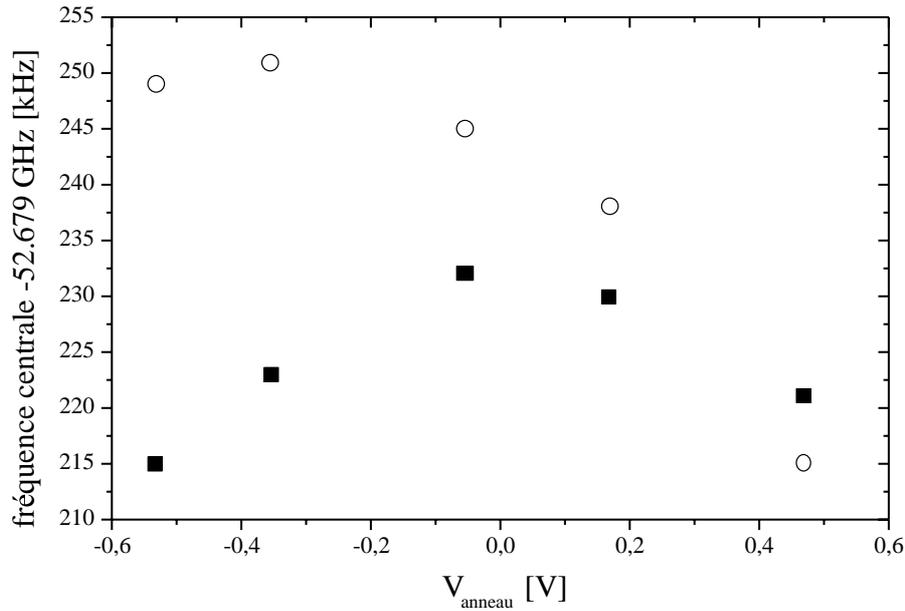


FIG. 3.12: Mesure de la fréquence de la transition $e \leftrightarrow i$ à la position de la zone d'interaction $R_{1,e \leftrightarrow i}$ (carrés) et $R_{2,e \leftrightarrow i}$ (cercles) en fonction du potentiel central appliqué à l'anneau, V_{anneau} . Le potentiel central des miroirs, V_{miroir} , était fixé à 0.31 V pour toutes les mesures.

changerait donc le champ électrique du côté du trou de sortie par rapport au trou d'entrée où, pour des raisons géométriques, les atomes ne peuvent pas se déposer.

Comme compromis, nous avons, dans la suite des expériences, fixé V_{anneau} entre les deux valeurs des maxima, c'est-à-dire à -0.17 V.

Résultats expérimentaux Une fois que l'effet Stark (et ainsi a priori aussi les inhomogénéités du champ électrique) a été minimisé le long du trajet des atomes, nous avons, de manière tout à fait similaire à la transition $g \leftrightarrow i$ (cf. ci-dessus), réglé les impulsions $\pi/2$ de Ramsey dans les zones d'interaction $R_{1,e \leftrightarrow i}$ et $R_{2,e \leftrightarrow i}$. En appliquant les deux impulsions à des atomes, sélectionnés en vitesse à 503.1 m/s, et en balayant la fréquence de la source micro-onde, nous avons ensuite observé les franges de Ramsey sur la transition $e \leftrightarrow i$.

Le résultat est montré figure 3.13. Le contraste des franges est de l'ordre de 70 %, c'est-à-dire plus que deux fois plus important que lors des premiers essais avant la réduction des inhomogénéités du champ électrique.

Préparation et analyse de la superposition $e-g$ Le but des efforts décrits dans le paragraphe précédent était de pouvoir préparer et analyser des superpositions des états $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Avec l'interféromètre optimisé à la fois pour la transition $g \leftrightarrow i$ et pour la transition $e \leftrightarrow i$, nous disposons de tous les ingrédients pour le faire : il suffit d'augmenter l'amplitude du champ Ramsey $g \leftrightarrow i$ d'un facteur deux, afin que l'interaction des atomes avec ce champ dans les zones $R_{1,g \leftrightarrow i}$ et $R_{2,g \leftrightarrow i}$ induise des impulsions π de Ramsey, et de

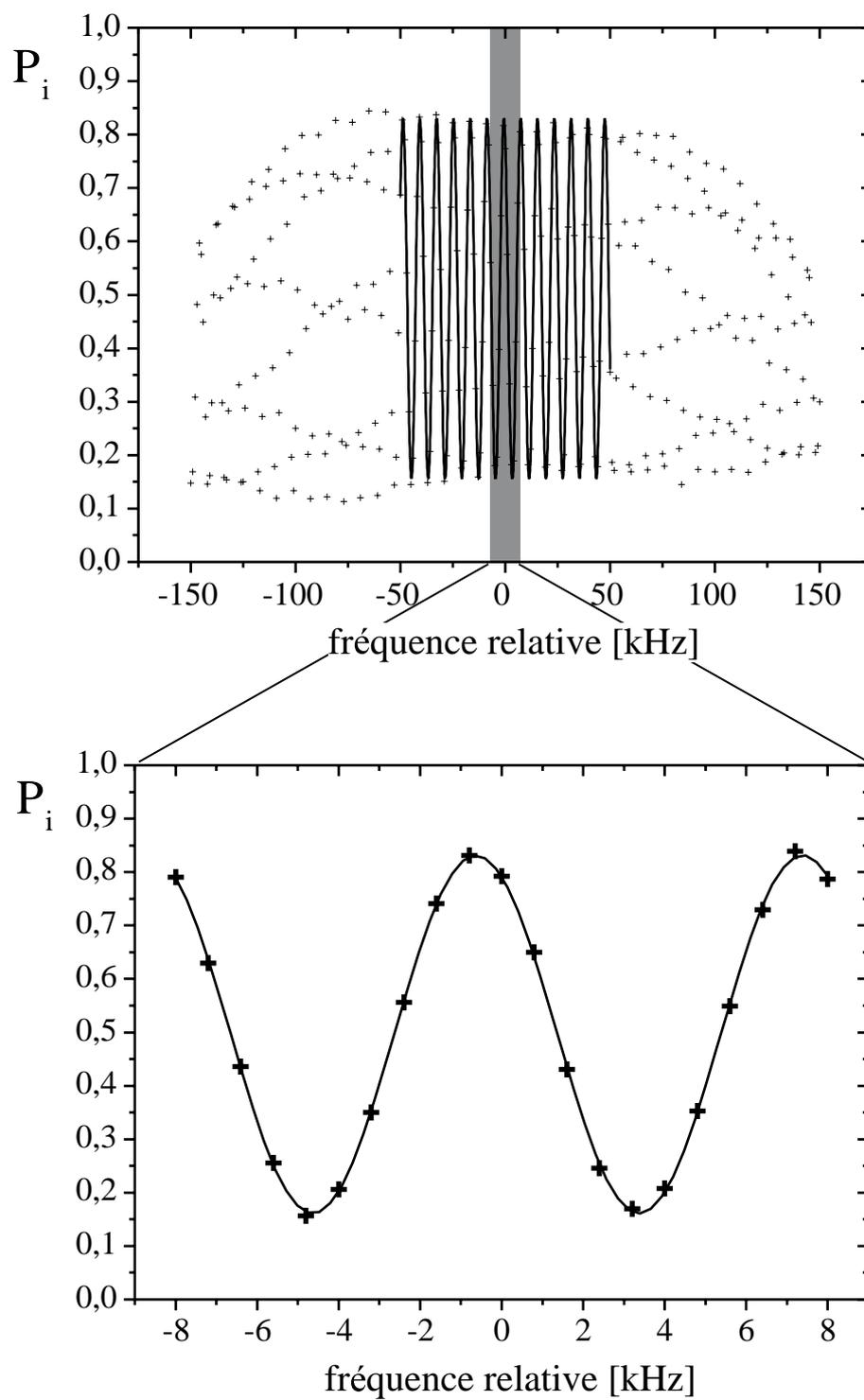


FIG. 3.13: Franges de Ramsey obtenues en réglant l'interféromètre sur la transition $e \leftrightarrow i$. La courbe continue correspond à un ajustement sinusoïdal.

combiner les deux interféromètres (voir figure 3.14).

La séquence expérimentale commence avec l'impulsion $\pi/2 R_{1,e\leftrightarrow i}$, appliquée aux atomes préparés dans le niveau e . La superposition $e-i$ est ensuite transformée en superposition $e-g$ au moyen de l'impulsion $\pi R_{1,g\leftrightarrow i}$. Cette superposition $e-g$ traverse le mode de la cavité et est de nouveau transformée en superposition $e-i$ au moyen de l'impulsion $\pi R_{2,g\leftrightarrow i}$. La phase de cette superposition $e-i$ est finalement analysée par l'impulsion $\pi/2 R_{2,e\leftrightarrow i}$.

La figure 3.15 (c) montre les franges de Ramsey qui en résultent. Leur contraste vaut de l'ordre de 50 %. La réduction de contraste par rapport au contraste des franges de Ramsey sur la transition $e \leftrightarrow i$ s'explique en partie par le contraste ($\sim 90\%$) des impulsions π , appliquées sur la transition $g \leftrightarrow i$. Une autre cause de réduction de contraste provient du fait qu'une superposition $e-g$ est deux fois plus sensible aux champs thermiques présents dans les deux modes lors des expériences de la figure 3.15 (cf. la section suivante). Même si les modes de plus haute et de plus basse fréquence sont désaccordés respectivement de -160 kHz et de -290 kHz par rapport à la transition $e \leftrightarrow g$, ils conduisent toujours à un déphasage dispersif de la cohérence atomique.

Le résultat de la figure 3.15 confirme que nous pouvons, dans notre expérience, préparer et/ou analyser des superpositions $e-g$ sans jamais appliquer une impulsion micro-onde, de fréquence celle de la transition $e \leftrightarrow g$, aux atomes. Nous allons nous servir de cette capacité pour l'analyse de l'état intriqué à trois systèmes quantiques qui est présentée dans le chapitre 5.

3.3 Le refroidissement du champ dans la cavité

3.3.1 Motivation

Dans la section 3.1, j'ai déjà présenté les résultats d'une expérience concernant l'interaction entre les atomes de Rydberg circulaires et le champ du mode de la cavité C : les oscillations de Rabi quantiques. C'est ce phénomène qui est à la base des expériences qui constituent ma thèse. J'ai expliqué en détails comment, au moyen de l'effet Stark, nous contrôlons parfaitement le temps d'interaction entre les atomes et C . Ce qu'il reste à clarifier, par contre, est de savoir comment, expérimentalement, nous assurons que le champ dans C se trouve, au début d'une séquence expérimentale, dans l'état vide.

Même si notre cavité était parfaitement isolée de l'environnement, il existerait toujours une source qui excite le champ dans C : le rayonnement thermique des miroirs. Si C était thermalisé avec ces derniers, ce serait la statistique Boltzmannienne qui déterminerait le nombre de photons présent dans C . Pour une température de 0.7 K, qui est la valeur minimale que nous puissions atteindre avec notre dispositif cryogénique, l'état du champ est en effet $|0\rangle$ avec une probabilité de 98% . Cette pureté serait tout à fait compatible avec nos besoins. Toutes les expériences réalisées dans notre groupe jusqu'à la thèse de Gilles Nogues exploitaient en fait cette méthode pour contrôler l'état du champ.

Cependant, plusieurs raisons rendent la méthode inutilisable dans notre cas :

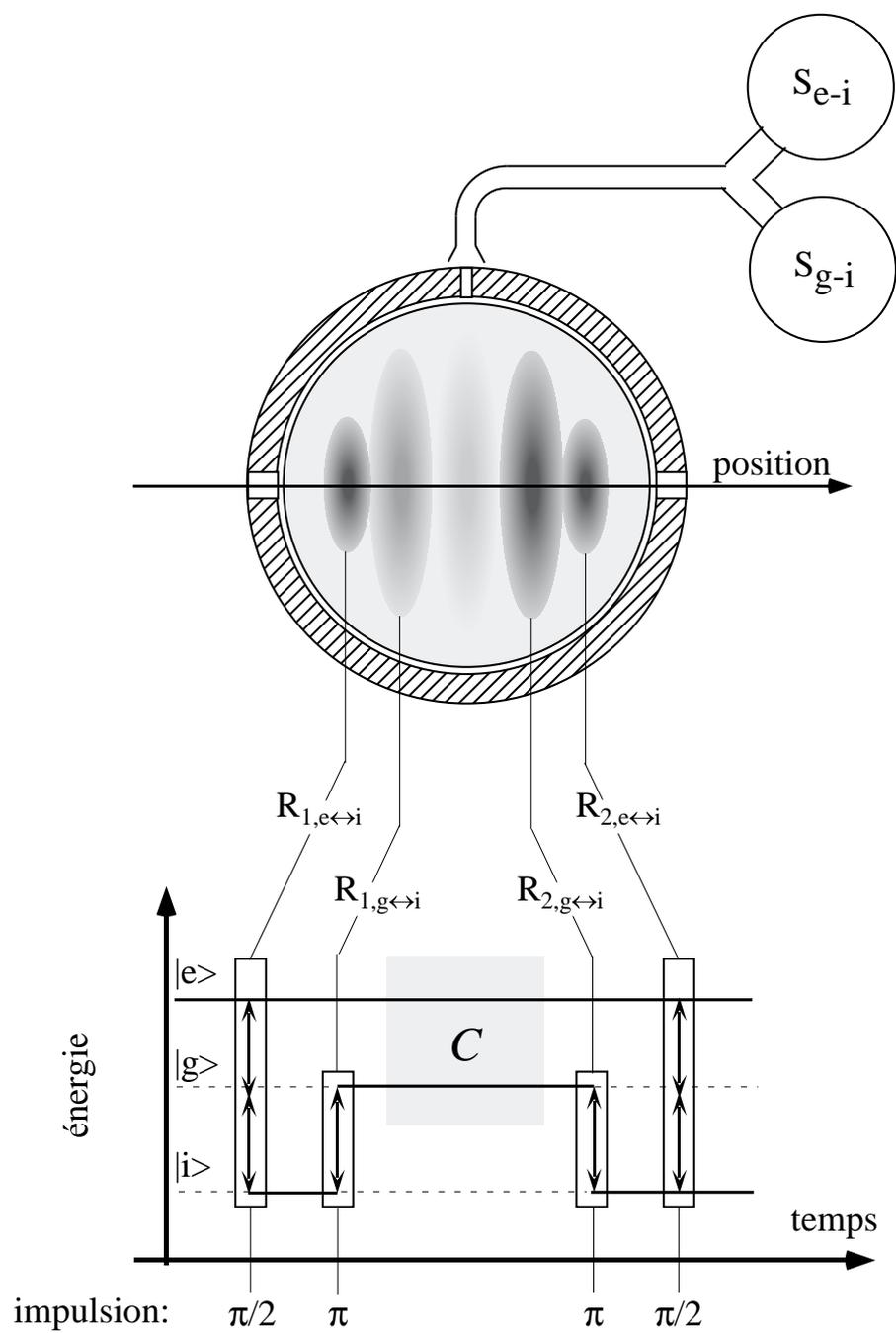


FIG. 3.14: Expérience de franges de Ramsey préparant et analysant, au niveau du mode de la cavité, une superposition des états $|e\rangle$ et $|g\rangle$.

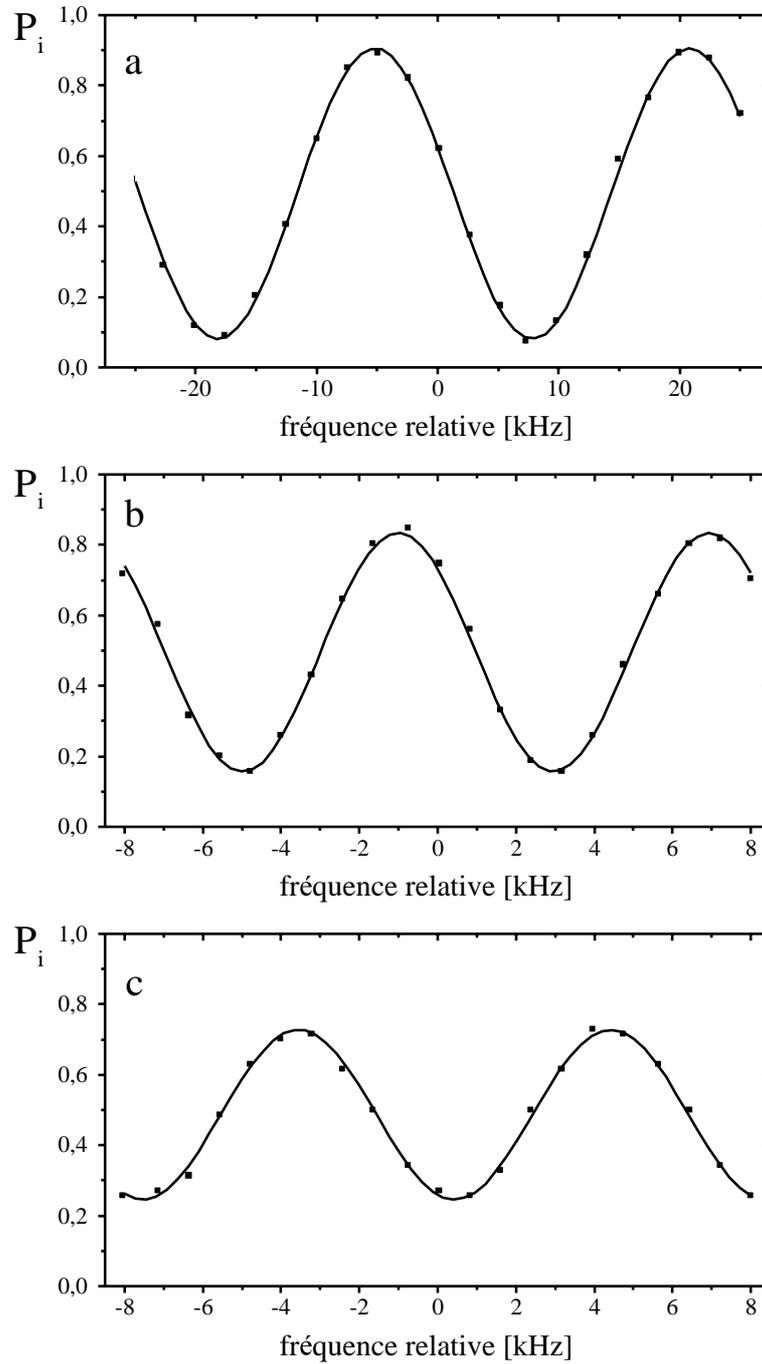


FIG. 3.15: Franges de Ramsey (a) sur la transition $g \leftrightarrow i$, (b) sur la transition $e \leftrightarrow i$, (c) en transformant la superposition $e-i$ de (b) en superposition $e-g$ au moyen de deux impulsions π sur la transition $g \leftrightarrow i$.

- Une panne de notre système cryogénique nous empêche de descendre en température le dispositif expérimental en dessous de 1.3 K. Nous ne souhaitons pas compromettre la suite des expériences en réouvrant le cryostat pour le réparer. Il en résulte un nombre moyen de photons d’origine thermique de 0.2.
- Malgré cette température très basse, nous avons mesuré des champs thermiques contenant en moyenne 0.8 photons et 1.4 photons respectivement dans le mode de plus basse et dans le mode de plus haute fréquence.³ Cela veut dire que le champ dans C ne se trouve pas en équilibre thermique avec les miroirs de la cavité. La source de ce champ est en fait un rayonnement thermique à plus haute température. Celui-ci est amené depuis les zones chaudes de l’expérience par le guide d’onde qui injecte la micro-onde Ramsey. Ce rayonnement n’est pas suffisamment atténué à 51 GHz. En conséquence, il entre dans la structure cavité–anneau et se couple, comme le champ Ramsey (cf. la section précédente), au mode de la cavité. En principe, il suffirait d’introduire un atténuateur, thermalisé avec les zones froides, dans le guide d’onde Ramsey pour supprimer ce rayonnement. Mais, encore une fois, cela nécessiterait une ouverture du cryostat.
- Même si ces deux premières imperfections étaient corrigées, il resterait une «source» qui introduirait des photons dans C : les atomes de Rydberg circulaires eux-mêmes. Le temps de relaxation du champ de C vaut maintenant $\tau_{\text{cav}} \simeq 1$ ms. Supposons alors qu’on effectue une expérience où un atome émet un photon qui reste dans C à la fin de la séquence expérimentale (comme c’est par exemple le cas dans la première expérience du chapitre 4). Afin que le champ relaxe de nouveau vers l’état vide, il faudrait donc attendre de l’ordre d’une milliseconde avant de répéter l’expérience. La situation serait la même si, lors de la séquence expérimentale, nous injectons un petit champ cohérent dans C (comme nous l’avons fait dans la deuxième expérience du chapitre 4). Cependant, nous avons intérêt à répéter le plus rapidement possible la séquence expérimentale afin d’accumuler, dans un temps acceptable, une statistique suffisante de données.

Dans la suite, je vais présenter une technique expérimentale que nous avons développée et qui nous permet d’absorber le champ dans C plus rapidement qu’il ne relaxe vers son état d’équilibre. Le but de cette méthode est de «refroidir» le champ dans C le plus possible (c’est-à-dire de préparer le mieux possible l’état vide dans C), pour ensuite pouvoir réaliser une séquence expérimentale avant que le rayonnement thermique introduise de nouveau un photon dans C .

3.3.2 Réalisation

Principe

La procédure de remise à zéro du champ dans la cavité consiste à envoyer, avant toute expérience, un grand nombre d’atomes dans le niveau g à travers la cavité. Ces atomes absorbent ensuite le champ présent dans le mode. Cette technique peut être comparée

³La méthode de mesure de ces petits champs thermiques est expliquée en détails dans la thèse de Gilles Nogues [Nog99]. La différence des nombres moyens dans les deux modes est très certainement due à une différence de couplage des deux modes à la source «parasite» (cf. ci-dessous) qui introduit les champs thermiques.

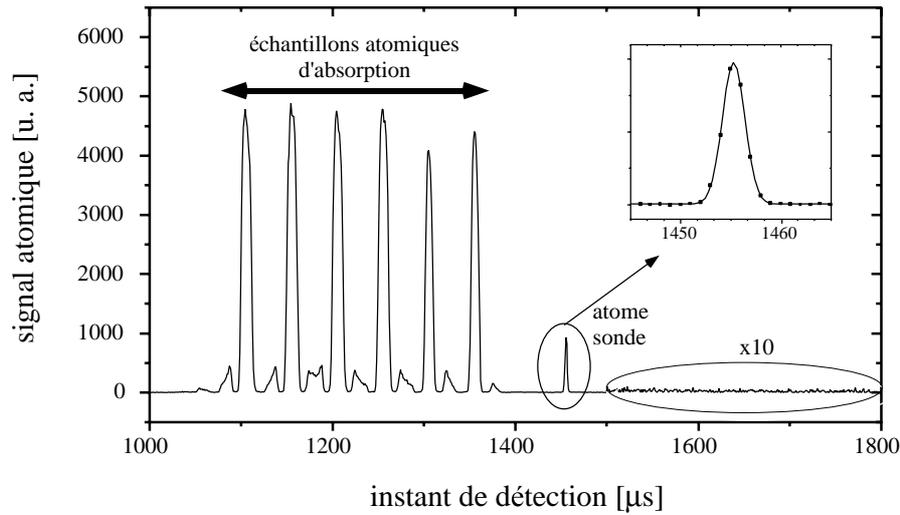


FIG. 3.16: Signal atomique en fonction du temps d'arrivée sur le détecteur. On distingue clairement 6 échantillons atomiques séparés de $50 \mu\text{s}$. Ces échantillons contiennent entre 6 et 9 atomes en moyenne. Ils servent à l'absorption du champ. Un septième paquet (l'insert le montre en détail) contient 0.3 atomes en moyenne et sert à sonder l'état du champ $100 \mu\text{s}$ après le passage du dernier échantillon absorbant dans la cavité. On distingue entre chaque échantillon atomique absorbant des échantillons atomiques parasites, environ 15 fois moins grands.

avec le refroidissement par bande latérale, régulièrement utilisé pour refroidir des ions ou des atomes, piégés dans un potentiel harmonique, jusque dans l'état fondamental de vibration [MMK+95b, PKBS98].

La séquence expérimentale

La figure 3.16 représente le signal atomique détecté en fonction du temps pour une séquence expérimentale typique d'absorption du champ. Nous envoyons six échantillons atomiques, tous sélectionnés en vitesse autour de 500 m/s par pompage optique, à travers la cavité. Les quatre premiers échantillons contiennent chacun en moyenne environ neuf atomes, les deux derniers environ six atomes. Nous prenons ici comme origine des temps l'instant où le premier échantillon absorbant passe dans la zone de sélection de vitesse (cf. figure 2.7, page 48). Il met ensuite environ $1100 \mu\text{s}$ pour parcourir la distance entre cette zone et la zone de détection (voir tableau 2.1, page 34). Les échantillons absorbant se succèdent avec un délai de $50 \mu\text{s}$. Entre la zone de sélection de vitesse et la zone de préparation des états de Rydberg circulaires, les échantillons atomiques dans l'état fondamental $F=3$ s'étalent spatialement à cause de leur dispersion en vitesse ($\sim 20 \text{ m/s}$, cf. figure 2.6, page 47). Leur distance mutuelle valant seulement 2.5 mm , ils commencent à s'imbriquer dans la zone de préparation. En conséquence, des atomes, préparés dans $F=3$ pour l'échantillon numéro n , sont en fait excités vers l'état circulaire avec les atomes des échantillons $n+1$ ou $n-1$.

Ces échantillons atomiques «parasites» possèdent des vitesses différentes de 500 m/s et peuvent donc interférer avec la séquence expérimentale. Nous les supprimons, pour cette

	$\bar{n}_{\text{ph}} = 0,1$	$\bar{n}_{\text{ph}} = 0,3$	$\bar{n}_{\text{ph}} = 0,7$
$P(0)$	0,91	0,77	0,59
$P(1)$	0,08	0,18	0,24
$P(2)$	0,01	0,04	0,10
$P(3)$	0,00	0,01	0,04

TAB. 3.1: Probabilité de trouver n_{ph} photons dans la cavité en fonction du nombre moyen de photons thermiques, \bar{n}_{ph} .

raison, le mieux possible en dépompant les classes de vitesse correspondantes grâce au laser auxiliaire dans la zone de sélection de vitesse (cf. figure 2.5, page 46). Le dernier passage rapide adiabatique micro-onde du processus de préparation (cf. figure 2.4, page 44) permet également d'empêcher certaines classes de vitesse d'être transférées dans les niveaux circulaires e ou g .

Après les échantillons atomiques absorbants, nous envoyons, $100 \mu\text{s}$ plus tard, un dernier échantillon, contenant en moyenne 0.3 atomes. Parce qu'il reste toujours quelques atomes dans les échantillons parasites, susceptibles de perturber l'expérience, le délai minimum entre le dernier échantillon absorbant et la sonde est de $75 \mu\text{s}$. Après ce délai, le fond de détection que l'on observe sur près de $300 \mu\text{s}$ est négligeable devant les atomes de l'échantillon sonde (voir figure 3.16).

L'atome sonde

Le nombre moyen d'atomes dans le dernier échantillon est très faible, de sorte qu'il correspond à l'envoi d'un seul atome dans l'expérience. C'est cet atome qui nous fournit l'information sur l'état du champ dans la cavité à l'issue de la séquence de refroidissement. Il est préparé dans le niveau g et nous réglons son temps d'interaction avec C à une impulsion π de Rabi (cf. section 3.1.2), c'est-à-dire de manière à ce qu'il absorbe le champ avec une efficacité proche de 1 s'il y a un photon dans la cavité. S'il y a plus d'un photon dans le résonateur, le couplage atome–champ augmente et le temps d'interaction n'est plus réglé correctement pour avoir une probabilité d'absorption égale à 1. Le tableau 3.1 montre que, pour les champs thermiques que nous allons rencontrer dans notre expérience, la probabilité $P(n_{\text{ph}})$ d'avoir n_{ph} photons dans le mode est relativement faible pour $n_{\text{ph}} > 1$. Pour ces petits champs on a $\bar{n}_{\text{ph}} \simeq P(1) \simeq P_e$, où P_e est la probabilité que l'atome sonde absorbe un photon et soit détecté dans le niveau e . Pour des champs légèrement plus importants on doit tenir compte de la probabilité d'avoir deux photons dans le mode. Ainsi, l'interaction de l'atome sonde avec le champ nous permet de caractériser de manière satisfaisante la «température» du mode.

3.3.3 Résultats

La performance de la méthode de refroidissement

La figure 3.17 montre le taux d'absorption de l'atome sonde en fonction du nombre d'échantillons absorbants. Le déroulement de la séquence expérimentale est exactement

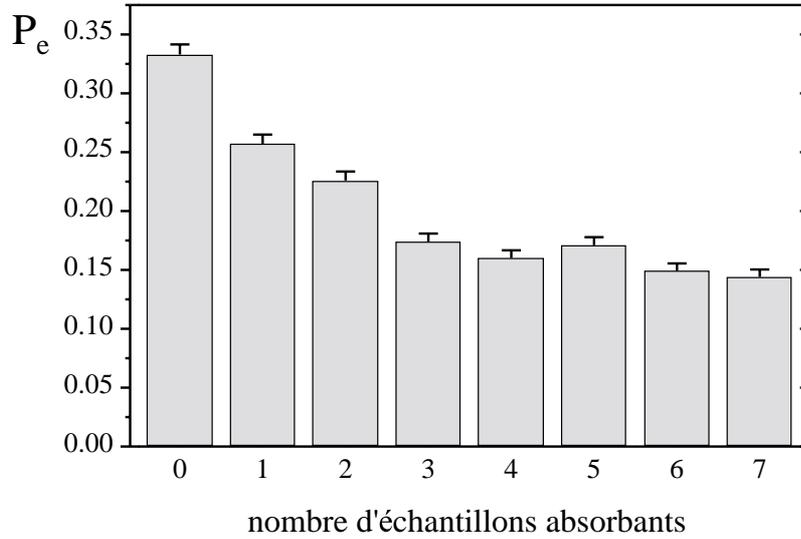


FIG. 3.17: Absorption du champ résiduel par l'atome sonde en fonction du nombre d'échantillons absorbants.

celui de la figure 3.16. Le taux d'absorption initial, sans procédure de refroidissement (zéro échantillon absorbant), vaut 0.32. Ce taux correspond à l'absorption du champ thermique de 0.8 photons présent dans C à l'équilibre. En ajoutant successivement des échantillons absorbants, ce taux diminue jusqu'à une valeur limite de 0.14 environ. Ce résultat confirme que l'intensité du champ thermique est diminuée grâce à la séquence de refroidissement.

Si on tient compte des imperfections sur l'absorption de l'atome sonde, ainsi que de la relaxation du champ vers l'équilibre thermique entre le dernier échantillon absorbant et l'atome sonde, on peut estimer qu'il reste 0.05 ± 0.005 photons thermiques en moyenne dans C juste à la fin de la procédure de refroidissement.

La relaxation vers l'équilibre thermique

L'état du champ dans C après le passage des échantillons absorbants est évidemment hors équilibre thermique. Après le dernier échantillon absorbant, le champ va donc de nouveau relaxer vers un champ thermique avec un nombre moyen de photons de 0.8. La figure 3.18 montre la dynamique de ce processus. Pour obtenir ce signal, nous avons envoyé 6 échantillons absorbants à travers la cavité, comme dans la figure 3.16. L'atome sonde suit après un délai variable de 100 à 2250 μs .

L'ajustement des données expérimentales par une courbe exponentielle fournit le temps caractéristique de retour à l'équilibre thermique $\tau_{\text{relax}} = 0.7$ ms. Il n'est pas égal au temps de vie du résonateur. Ce fait est dû à la saturation de l'absorption de l'atome sonde pour des champs plus intenses. Si on calcule à partir de ce signal le nombre moyen de photons (bas de la figure 3.18), le temps caractéristique de retour à l'équilibre est compatible avec la valeur de $\tau_{\text{cav}} = 1$ ms.

Ce renseignement sur la dynamique du retour à l'équilibre du champ est important. Il nous

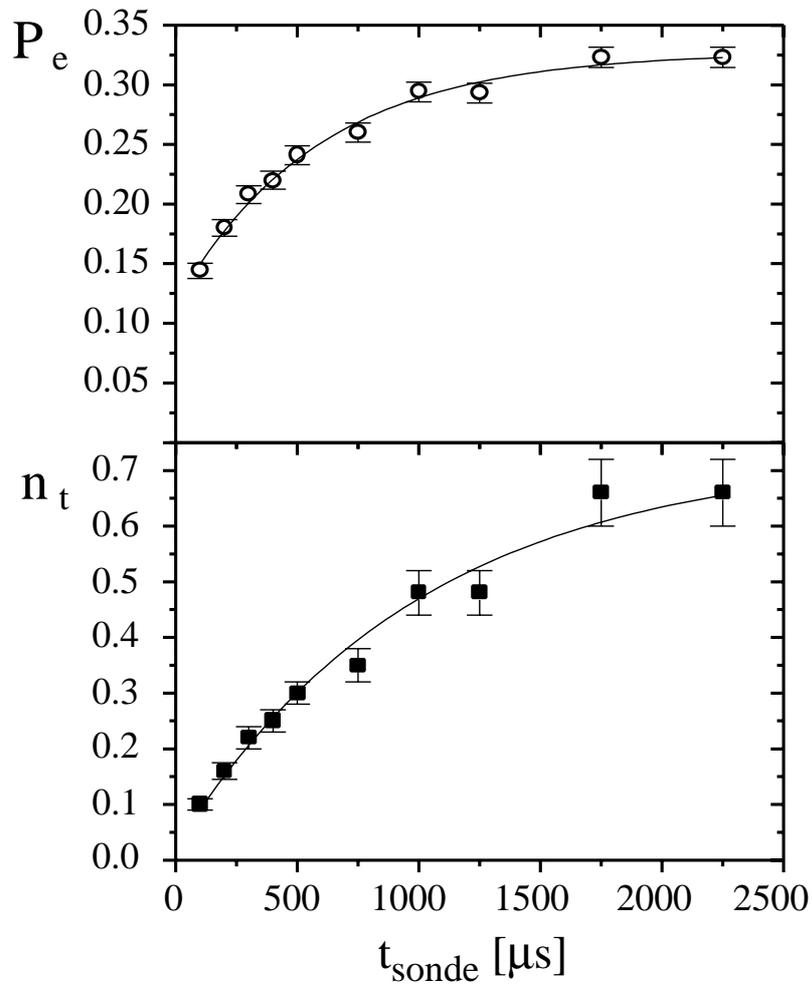


FIG. 3.18: Absorption du champ résiduel par l'atome sonde en fonction du délai après la procédure de refroidissement (diagramme du haut). De ce signal on peut déduire le nombre moyen de photons dans le mode en fonction du temps (courbe du bas). Les lignes continues représentent des ajustements des données par des exponentielles. Le temps caractéristique est ajustable pour l'absorption par l'atome sonde. Il est fixé à $\tau_{\text{cav}} = 1$ ms dans le diagramme du nombre moyen de photons.

indique le temps dont nous disposons pour mener nos expériences avant que les résultats ne soient perturbés par les photons d'origine thermique. Toutes les expériences présentées dans la suite de ce mémoire se dérouleront dans les $200 \mu\text{s}$ qui suivent le passage dans C du dernier échantillon absorbant.

Chapitre 4

Réalisation expérimentale d'une dynamique quantique conditionnelle

Dans la section 1.4, nous avons vu qu'une impulsion 2π de Rabi peut mener à une dynamique quantique conditionnelle : une superposition cohérente des états électroniques $|g\rangle$ et $|i\rangle$ reste inchangée quand la cavité ne contient pas de photon et est déphasée de π quand il y a un photon présent dans le mode de la cavité (voir équation (1.34), page 25). De manière équivalente, un petit champ d'au plus un photon acquiert le même déphasage de π lors de l'interaction avec un atome dans l'état $|g\rangle$ (équation 1.35). De plus, quand à la fois l'atome et C sont préparés dans des superpositions cohérentes, leur dynamique conditionnelle devrait respecter ces cohérences et produire un état de sortie intriqué (équation 1.36).

4.1 Définition d'une «porte de phase quantique conditionnelle»

Dans le langage du traitement quantique de l'information, nous pouvons dire qu'une impulsion 2π de Rabi réalise une porte logique quantique à deux qubits. Les qubits sont codés par les états électroniques, $|g\rangle$ et $|i\rangle$, de l'atome de Rydberg circulaire et par le nombre de photons, $|0\rangle$ ou $|1\rangle$, dans C . Définissons les états logiques pour le qubit atomique comme $|0_{\text{at}}\rangle := |i\rangle$ ($|1_{\text{at}}\rangle := |g\rangle$) et pour le qubit codé dans C comme $|0_C\rangle := |0\rangle$ ($|1_C\rangle := |1\rangle$). Avec ces notations, la dynamique de l'impulsion 2π de Rabi peut être écrite comme

$$|a, b\rangle \xrightarrow{2\pi} \exp(i\phi\delta_{a,1}\delta_{b,1}) |a, b\rangle, \quad (4.1)$$

où $|a\rangle, |b\rangle$ représentent les états de base ($|0\rangle$ ou $|1\rangle$) des deux qubits et $\delta_{i,j}$ est le symbole de Kronecker. La phase ϕ est égale à π dans le cas de l'impulsion 2π Rabi résonnante.

La transformation (4.1) correspond à une porte de phase quantique conditionnelle (PP) : l'état initial reste inchangé, sauf si les deux qubits se trouvent dans l'état $|1\rangle$. Dans ce cas, la phase quantique de l'état est changée de $\phi = \pi$. La PP joue un rôle important dans la théorie du traitement quantique de l'information car elle est universelle : tout

algorithme quantique pourrait être réalisé en combinant des PP et des rotations de qubits individuelles [Llo95].

4.2 Principe du déphasage accordable

Notre opération de porte n'est pas limitée à un déphasage de π . Dans ce qui suit, nous allons voir qu'on peut régler ϕ à n'importe quelle valeur entre 0 et 2π en désaccordant la fréquence de C et la fréquence de la transition $g \leftrightarrow i$. Pour illustrer ce fait, considérons à nouveau les résultats de la section 1.3.2 : dans cette section, nous avons calculé l'évolution du système atome–champ dans le cas très désaccordé, $|\delta| \gg \Omega_0$. Supposons maintenant que l'atome soit préparé dans l'état $|g\rangle$ et que la cavité contienne un photon. En gardant la même vitesse atomique que pour l'impulsion 2π de Rabi résonnante, $\Omega_0 t_{\text{eff,transit}} = 2\pi$ (cf. éq. (2.1), page 34), l'équation (1.27) donne l'état du système atome–champ après que l'atome a entièrement traversé C :

$$|g, 1\rangle \xrightarrow{\text{transit}} = \exp\left(-i \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{\Omega_0}{\delta}\right) |g, 1\rangle = \exp(i\phi) |g, 1\rangle \quad , \quad (4.2)$$

avec

$$\phi = -\frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{\Omega_0}{\delta} .$$

L'interaction atome–champ dispersive produit donc un déphasage de l'état $|g, 1\rangle$. Pour des désaccords négatifs, $-\delta \gg \Omega_0$, ce déphasage est positif et tend vers zéro, $\phi \searrow 0$. Pour des désaccords positifs, $\delta \gg \Omega_0$, le déphasage est négatif. Dans ce cas, il tend aussi vers zéro. Avec la convention $\phi \in [0, 2\pi[$ nous trouvons $\phi \nearrow 2\pi$.

En passant par $\phi = \pi$ quand l'atome et la cavité sont en résonance, le déphasage varie alors de $\phi = 0$ pour un grand désaccord négatif à $\phi = 2\pi$ pour un grand désaccord positif. Si cette variation se fait de manière continue, ϕ doit passer par toutes les valeurs entre 0 et 2π . En conséquence, déjà avant tout calcul numérique, nous savons qu'il est en principe possible d'accorder le déphasage ϕ introduit par notre PP en faisant varier le désaccord atome–champ δ .

Cette méthode pour accorder ϕ demande en principe d'adapter le temps d'interaction, car dans le cas désaccordé, nous trouvons une fréquence de Rabi plus élevée : $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2}$. Pour supprimer l'amplitude de la partie $|e, 0\rangle$ de l'état final, c'est-à-dire pour éviter que l'atome n'absorbe le photon dans C , il faudrait toujours remplir la condition d'une impulsion 2π de Rabi, $\Omega t_{\text{eff,transit}} = 2\pi$. On devrait alors raccourcir $t_{\text{eff,transit}}$ en augmentant la vitesse atomique à la valeur appropriée, $v = \Omega w_0 / 2\sqrt{\pi}$ (cf. éq. (1.18), page 19).

Mais ce paramètre n'est pas très critique : supposons que nous gardions, pour tous les désaccords δ , la même vitesse atomique, $v = \Omega_0 w_0 / 2\sqrt{\pi}$, qui correspond à une impulsion 2π de Rabi résonnante. A résonance, le système effectue donc une oscillation de Rabi complète et l'absorption de l'atome est idéalement égale à zéro. Dans le cas d'un désaccord plus grand que quelques fois la fréquence de Rabi, $|\delta| \gtrsim \Omega_0$, nous avons vu, dans la section 1.3.2, page 20, que, grâce à la variation adiabatique du couplage le long du trajet des atomes, nous pouvons négliger la population de $|e, 0\rangle$ dans l'état final après

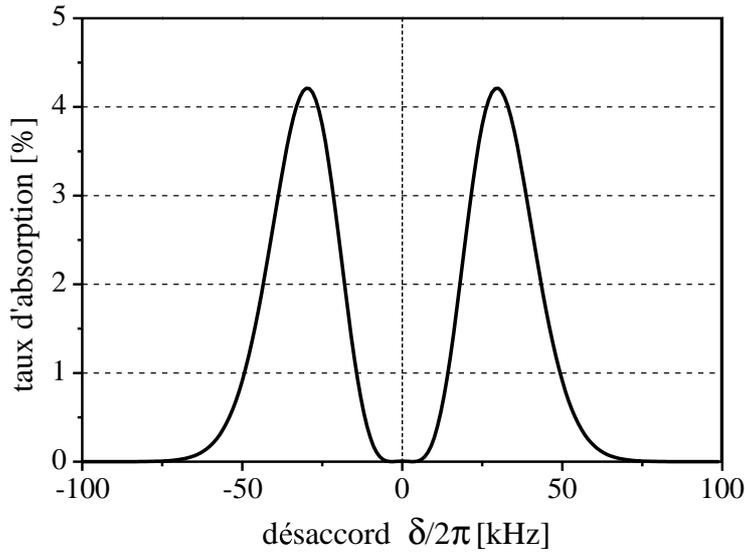


FIG. 4.1: Taux d'absorption théorique, en fonction du désaccord atome–cavité δ , d'un atome qui interagit, en l'absence de toute imperfection expérimentale, avec un photon dans C . Le temps d'interaction correspond à une impulsion 2π de Rabi pour $\delta = 0$.

l'interaction. Finalement, pour un désaccord de l'ordre de la fréquence de Rabi, $\delta \simeq \Omega_0$, une analyse numérique de l'évolution de l'état atome–champ nous informe que l'absorption atomique reste inférieure à 5 % (cf. figure 4.1). Ce résultat remarquable est toujours dû à la variation «lisse» (Gaussienne) du couplage qui assure que le système peut suivre le couplage quasi-adiabatement, en restant, à des corrections près, dans un état «habillé». Nous allons revenir sur cette imperfection théorique de 5 % lors de l'analyse des données expérimentales, où elle sera à comparer à l'absorption résiduelle de notre porte à cause des imperfections expérimentales.

4.3 Expériences

Pour tester si le schéma théorique présenté permet effectivement de réaliser la transformation de la PP (4.1), nous devons vérifier que l'état $|g, 1\rangle$ est déphasé de ϕ par rapport aux autres états, $|g, 0\rangle$, $|i, 1\rangle$ et $|i, 0\rangle$, qui ne sont pas affectés par l'opération de la PP. Ce test nécessite deux expériences : dans la première expérience nous démontrons qu'une cohérence atomique entre les états $|g\rangle$ et $|i\rangle$ est déphasée lors de l'interaction avec un photon stocké dans C . Dans la deuxième expérience, nous démontrons ensuite que, d'une façon complémentaire, une superposition cohérente de zéro et un photon dans C est déphasée lors de l'interaction avec un atome dans l'état $|g\rangle$ par rapport au cas où l'atome est préparé dans l'état $|i\rangle$.

4.3.1 Déphasage d'une cohérence atomique

Dans l'expérience I, nous utilisons notre dispositif expérimental dans une configuration d'interféromètre de Ramsey (voir la section 1.5, page 26) : les atomes subissent, avant et

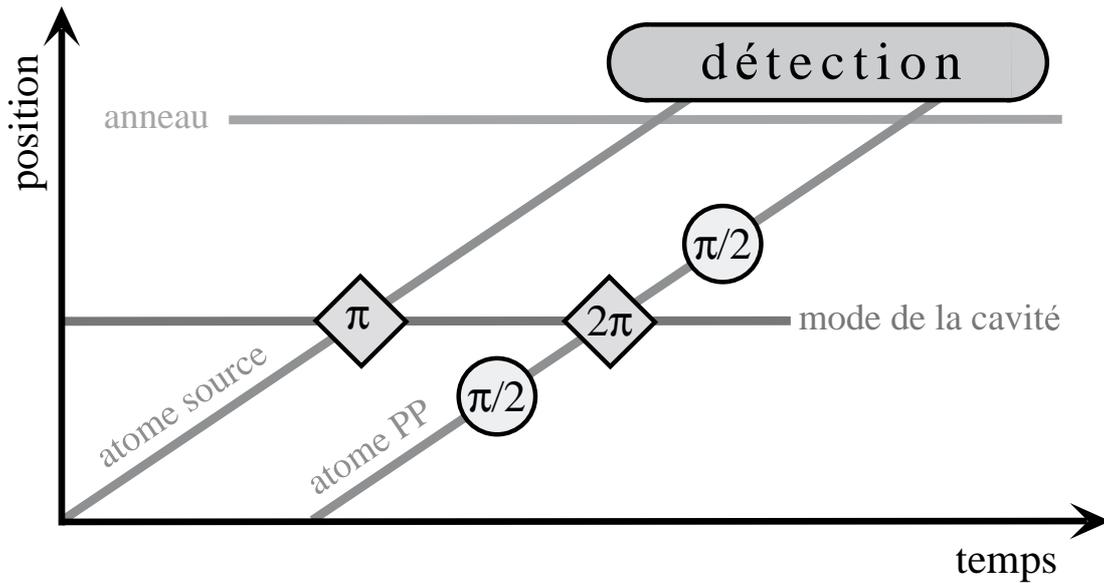


FIG. 4.2: Diagramme spatio-temporel représentant la mesure du déphasage d'une cohérence atomique lors de l'interaction avec un photon. L'atome source émet un photon dans le mode de la cavité. L'atome PP est ensuite préparé dans une superposition cohérente d'états par une impulsion $\pi/2$ de Ramsey et interagit avec le photon dans C . Finalement, le déphasage est analysé par une deuxième impulsion $\pi/2$ de Ramsey.

après l'interaction avec C , deux impulsions $\pi/2$ de Ramsey, R_1 et R_2 , sur la transition $g \leftrightarrow i$. R_1 prépare la superposition d'états $(1/\sqrt{2})(|i\rangle + |g\rangle)$. Lors de l'interaction avec C , cette superposition devient idéalement $(1/\sqrt{2})(|i\rangle + \exp(i\phi)|g\rangle)$ s'il y a un photon dans C . Si, par contre, C est dans l'état vide, la superposition atomique reste inchangée. La phase peut ensuite être mesurée comme un changement de phase des franges de Ramsey dans le cas d'un photon présent dans C , par rapport au cas où la cavité est dans l'état vide (cf. section 1.5.2).

La séquence expérimentale

Le déroulement temporel de l'expérience I est indiqué dans la figure 4.2. Le champ de C est d'abord «refroidi» jusqu'à l'état vide par une séquence d'échantillons atomiques qui sont préparés dans g (voir section 3.3). Pour l'enregistrement des franges de Ramsey avec un photon présent dans C , nous envoyons, 75 μs après le dernier échantillon atomique de refroidissement, un «atome source» à travers C . Cet atome est préparé dans e et ne subit aucune impulsion de Ramsey. Son temps d'interaction avec C correspond à une impulsion π de Rabi et est fixé avec la méthode d'accord par effet Stark. L'échantillon atomique correspondant à l'atome source contient en moyen 0.25 atomes. Si nous détectons que cet échantillon atomique contenait effectivement un atome et que cet atome est bien passé dans le niveau g , nous savons donc—aux imperfections expérimentales près—que nous avons correctement préparé un photon dans C . Nous rejetons les séquences expérimentales où l'échantillon atomique ne contient pas d'atome aussi bien que les séquences où l'atome source est détecté dans e et n'a pas émis de photon à cause des imperfections expérimentales. L'atome sur lequel nous effectuons l'opération PP (l'atome PP) suit

l'atome source après $100 \mu\text{s}$. L'échantillon atomique correspondant contient en moyenne 0.5 atomes.

La séquence expérimentale, incluant les échantillons atomiques de refroidissement, dure 1.5 ms. Nous répétons cette séquence jusqu'à l'obtention d'une statistique suffisante pour la reconstruction de la probabilité $P_g(\nu_R)$ de trouver l'atome PP dans g en fonction de la fréquence ν_R des impulsions de Ramsey R_1 et R_2 . Le taux de répétition de la séquence expérimentale est comparable avec le temps de vie d'un photon dans C . Les échantillons atomiques de refroidissement ne servent alors pas uniquement à absorber le champ thermique : ils «effacent» aussi le photon de la séquence expérimentale précédente qui pourrait éventuellement toujours être présent dans C . A cause de l'efficacité de détection imparfaite, les probabilités de détecter l'atome source et l'atome PP sont 0.1 et 0.2, respectivement. Cela veut dire que seulement dans une fraction de 1/50 des séquences expérimentales nous détectons exactement un atome dans chacun des deux échantillons atomiques. Les autres séquences doivent être rejetées.

Analyse des résultats

Les franges de Ramsey avec un photon présent dans C sont montrées dans la figure 4.3 (a)–(c) (carrés pleins) pour trois valeurs différentes du désaccord atome–champ, $\delta/2\pi = 22, 0$ et -15.5 kHz. Comme référence, les figures montrent aussi les franges qui correspondent au cas de la cavité dans l'état vide (losanges ouverts). Ces franges ont été obtenues en enlevant l'atome source de la séquence expérimentale. Les courbes représentent des ajustements sinusoïdaux et correspondent à $\phi = 273^\circ, 179^\circ$ et 94° pour (a), (b) et (c), respectivement.

Le contraste des franges vaut respectivement 56 % et 54 % dans le cas de zéro et d'un photon. Ces contrastes sont donc inférieurs au contraste que donne l'interféromètre de Ramsey si l'atome n'interagit pas avec C (cf. section 3.2). Cette réduction de contraste est due aux imperfections expérimentales, qui font que le signal des franges que nous observons n'est pas uniquement constitué du signal cherché (avec le nombre désiré de photons présent dans C). Il comprend aussi, en partie, le signal «inverse» (avec 0 (1) au lieu de 1 (0) photon présent dans C). A résonance, nous nous attendons à un déphasage de π introduit par notre PP. L'effet d'une contribution du signal inverse dans ce cas est donc une réduction du contraste du signal total (signal cherché plus une petite contribution du signal inverse ; cf. figure 4.4 (b)). L'effet le plus important qui mène à une telle réduction de contraste est la relaxation du champ entre les échantillons atomiques de refroidissement et l'atome PP (dans le cas de zéro photon) ou entre l'atome source et l'atome PP (dans le cas d'un photon). Dans le cas d'un photon présent dans C , la réduction du contraste est aussi due au fait que le signal des franges est conditionné par la détection de l'atome source dans l'état g . En conséquence, les erreurs de détection sur cet atome source (un atome qui se trouve dans l'état e est détecté dans 3 % des cas environ dans le canal g) et les «comptes noirs» (le bruit de fond de nos détecteurs) nous font croire qu'il se trouve un photon dans C alors que C est toujours dans l'état vide. En plus de la réduction de contraste, nous nous attendons, pour des désaccords atome–champ non-nuls, à ce que le signal total soit légèrement décalé en phase par rapport au signal cherché car la différence de phase entre le signal cherché et le signal inverse n'est plus égale à π (cf. 4.4 (a) et (c)).

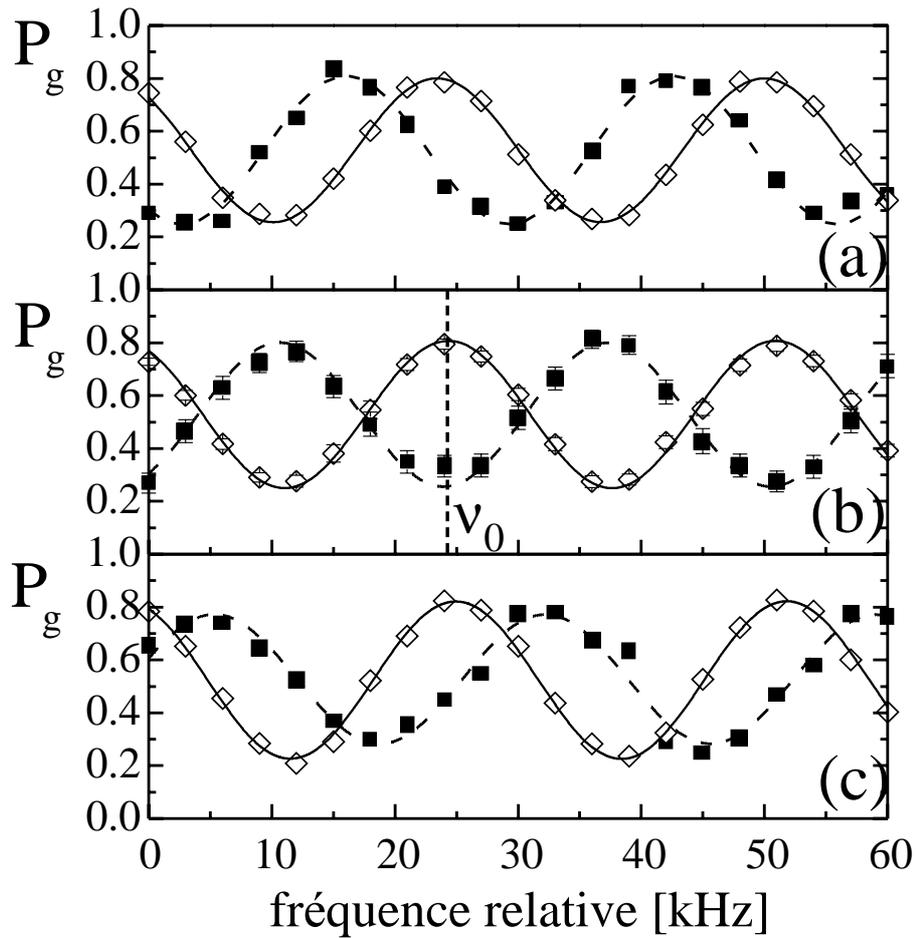


FIG. 4.3: Probabilité P_g pour la détection de l'atome PP dans le niveau g en fonction de la fréquence des impulsions de Ramsey. Le désaccord atome-cavité vaut $\delta/2\pi = 22$, 0 et -15 kHz pour (a), (b) et (c), respectivement. Les barres d'erreur statistiques sont apparentes dans (b). Les points correspondent à des mesures expérimentales (losanges ouverts : cavité vide; carrés pleins : franges dans la présence d'un photon). Les courbes correspondent à des ajustements sinusoidaux.

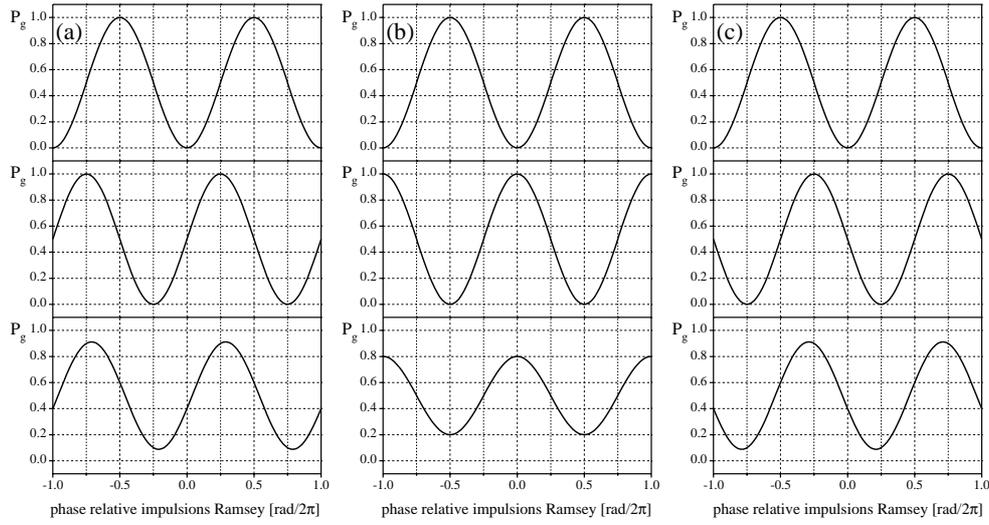


FIG. 4.4: Franges de Ramsey sans imperfections expérimentales pour différents nombres de photons dans C . De haut en bas : 0 photon, les franges restent inchangées ; 1 photon, les franges sont déphasées ; mélange statistique de 0 photon (20 %) et 1 photon (80 %). (a) désaccord atome–cavité $\delta > 0$. (b) $\delta = 0$. (c) $\delta < 0$. Dans les trois cas, le contraste des franges pour le mélange statistique est réduit. Pour (a) et (c), la phase des franges est en plus légèrement changée par rapport au cas de 1 photon.

La figure 4.5 montre la variation de la phase ϕ en fonction du désaccord atome–champ. Les points mesurés sont en très bon accord avec le résultat d’un calcul numérique (représenté par la courbe) qui tient compte de la variation Gaussienne du couplage et, notamment, de l’effet de la contribution du signal «inverse». Les valeurs expérimentales varient entre $\phi = 273^\circ$ pour $\delta = 22$ kHz et $\phi = 54^\circ$ pour $\delta = -30$ kHz. Cette première expérience démontre donc l’évolution continue du déphasage du cas résonnant ($\phi = \pi$) au cas non-résonnant.

Un autre détail est apparent dans la figure 4.3 (b) : quand l’atome et la cavité sont en résonance et la fréquence des impulsions de Ramsey est fixée à ν_0 (trait pointillé vertical dans la figure 4.3 (b)) l’état atomique final est corrélé avec le nombre de photons dans C . Si C se trouve dans l’état vide, l’atome sort de C idéalement dans l’état initial $|g\rangle$. Si, par contre, la cavité contient un photon, l’état de l’atome dans $|g\rangle$ change d’état et sort de C dans l’état $|i\rangle$. Dans le travail de thèse de Gilles Nogues [NRO⁺99, Nog99], nous avons vérifié que cet effet se produit sans que le champ ne soit affecté. Dans le langage du traitement quantique de l’information, la dynamique de la PP combinée à deux impulsions $\pi/2$ de Ramsey (qu’on appelle transformations de Hadamard dans ce contexte) réalise donc, à des phases sans importance près, une porte NON–contrôlé (dite aussi porte XOR). La transformation d’une porte NON–contrôlé s’écrit

$$|a, b\rangle \longrightarrow |a, a \oplus b\rangle, \quad (4.3)$$

où \oplus représente l’addition modulo deux et $|a\rangle$ et $|b\rangle$ représentent les états de base ($|0\rangle$ ou $|1\rangle$) du qubit codé dans C et du qubit codé dans l’état électronique de l’atome respectivement.

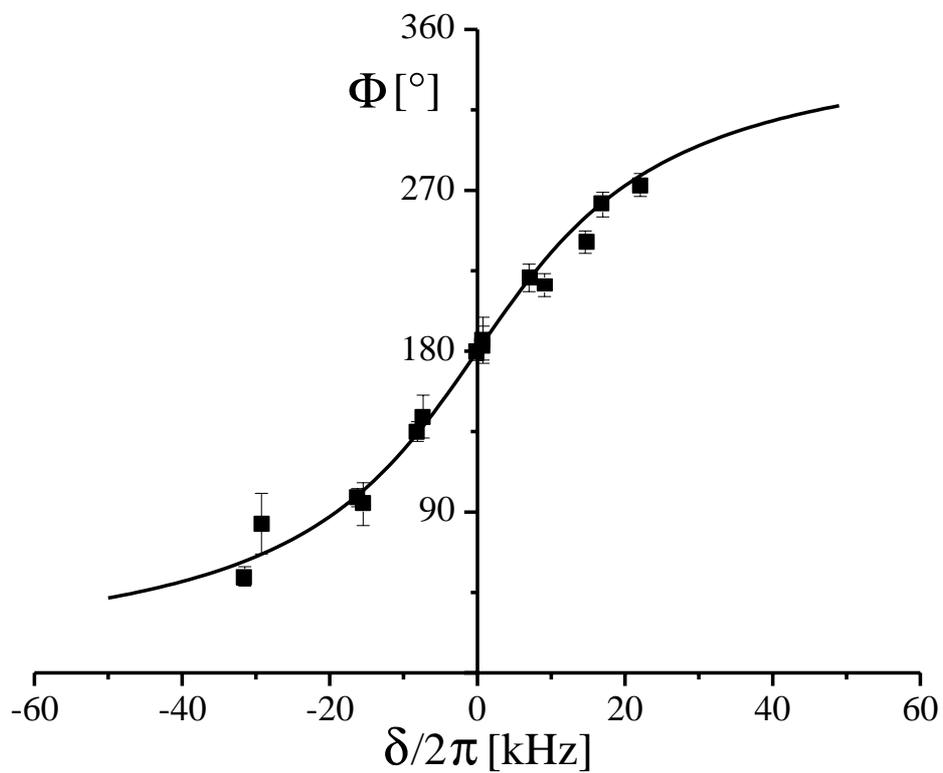


FIG. 4.5: Déphasage conditionnel de la cohérence atomique en fonction du désaccord $\delta/2\pi$. La courbe théorique correspond au résultat d'un calcul numérique tenant compte des imperfections expérimentales (voir texte pour détails).

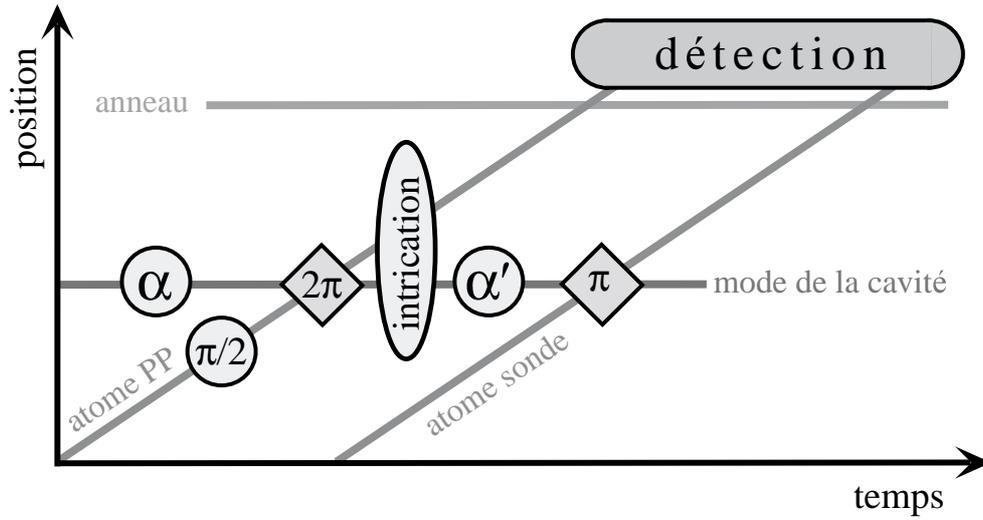


FIG. 4.6: Diagramme spatio-temporel représentant la mesure du déphasage d'une cohérence du champ lors de l'interaction avec un atome. Un petit champ cohérent est injecté dans le mode de la cavité. L'atome PP est ensuite préparé dans une superposition cohérente d'états par une impulsion $\pi/2$ de Ramsey et interagit avec le champ cohérent. La phase du champ résultant est ensuite analysée par une méthode d'homodyne (voir texte pour plus de détails).

4.3.2 Déphasage d'une cohérence du champ

Présentons maintenant la deuxième expérience qui vise à tester qu'une superposition cohérente de zéro et un photon dans C , $c_0 |0\rangle + c_1 |1\rangle$, est déphasée lors de l'interaction avec un atome PP dans le niveau g . Pour effectuer ce test, nous préparons l'atome PP et C dans des superpositions cohérentes.

Le déroulement temporel de l'expérience II est indiqué dans la figure 4.6. La superposition cohérente de zéro et un photon dans C est préparée en injectant, 50 μs après le dernier échantillon de refroidissement, un petit champ cohérent dans C . Lors de l'analyse des données expérimentales présentée ci-dessous, nous avons déterminé le nombre moyen de photons de ce champ à $\bar{n}_{\text{ph}} = 0.10 \pm 0.01$. L'injection est réalisée en couplant la source S_C avec C pendant un intervalle de 10 μs . L'état exact du champ injecté (amplitude $\alpha = \sqrt{\bar{n}_{\text{ph}}}$) s'écrit $|\alpha\rangle = c_0 |0\rangle + c_1 |1\rangle + \sum_{n>1} c_n |n\rangle$ avec $c_0 = \exp(-\bar{n}_{\text{ph}}/2) = 0.95$, $c_1 = \exp(-\bar{n}_{\text{ph}}/2)\sqrt{\bar{n}_{\text{ph}}} = 0.30$. La probabilité de trouver plus qu'un photon est $P(n > 1) = \sum_{n>1} |c_n|^2 < 0.5\%$. L'état cohérent $|\alpha\rangle$ est donc, à une bonne approximation, une superposition cohérente de zéro et un photon. Nous envoyons ensuite, 50 μs après l'injection du champ, l'atome PP à travers C (nombre moyen d'atomes par échantillon atomique 0.5). Il est préparé, comme dans la première expérience, dans l'état $(1/\sqrt{2})(|i\rangle + |g\rangle)$ par une impulsion $\pi/2$ de Ramsey R_1 (nous n'appliquons pas d'impulsion R_2 dans cette deuxième expérience). L'état initial du système atome-cavité est donc l'état produit $(1/\sqrt{2})(|i\rangle + |g\rangle)(c_0 |0\rangle + c_1 |1\rangle)$. Cet état est ensuite transformé, par l'opération PP, et

nous nous attendons à ce qu'il évolue vers l'état intriqué

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[|i\rangle \otimes (c_0 |0\rangle + c_1 |1\rangle) \\ &+ |g\rangle \otimes (c_0 |0\rangle + \exp(i\phi)c_1 |1\rangle)] \end{aligned} \quad (4.4)$$

$$\approx \frac{1}{\sqrt{2}}[|i\rangle |\alpha\rangle + |g\rangle |\exp(i\phi)\alpha\rangle]. \quad (4.5)$$

Afin de vérifier les corrélations impliquées par l'équation (4.5), nous devons analyser la phase du champ de C . Ceci est accompli par une méthode d'«homodynage» : nous injectons dans C , après que l'atome PP est sorti de la cavité, un champ cohérent avec l'amplitude $\alpha' \exp(-i\theta)$. Il s'ajoute de manière cohérente au champ déjà présent dans C . La phase $\theta = 2\pi\Delta\nu T$ dépend du désaccord, $\Delta\nu = \nu_S - \nu_C$, entre S_C et C , où $T = 100 \mu\text{s}$ est le délai entre les deux injections de champ. L'amplitude de la seconde injection, $\alpha' = \sqrt{\bar{n}'_{\text{ph}}} = \sqrt{\bar{n}_{\text{ph}} \exp(-T/\tau_{\text{cav}})}$, est choisie égale à l'amplitude du champ restant dans C à l'instant T (en tenant compte de la relaxation exponentielle pendant l'intervalle de temps T depuis la première injection). Le champ résultant est décrit par l'amplitude complexe, $\alpha_{\text{hom}}(\phi, \theta) = \alpha'(\exp(i\phi) + \exp(-i\theta))$, de module $|\alpha_{\text{hom}}(\phi, \theta)| = 2\alpha' \sqrt{\cos^2((\phi + \theta)/2)}$, qui varie idéalement entre 0 et $2\alpha'$ en fonction de la phase relative $(\phi + \theta)$ entre les impulsions d'homodynage et le champ restant dans C après l'interaction avec l'atome PP. Dans cette expérience, nous fixons le désaccord atome-cavité δ à zéro ($\phi = \pi$ (0) pour l'atome dans g (i)) et nous varions la phase θ en balayant la fréquence de S_C .

Afin de mesurer l'amplitude du champ résultant dans C , nous envoyons, $50 \mu\text{s}$ après la seconde injection de champ, un atome sonde à travers C qui est initialement préparé dans g (nous n'appliquons pas d'impulsion R_1 et R_2). Cet atome sonde (nombre moyen d'atomes par échantillon 0.25) subit une impulsion π de Rabi dans le champ d'un photon. Son taux d'absorption peut être décrit par un modèle simple si nous supposons que l'atome sonde subit une impulsion $\sqrt{2}\pi$ de Rabi dans le champ de deux photons et que la probabilité de trouver plus que deux photons dans C est négligeable. Dans ce cas, la probabilité de trouver l'atome sonde dans le niveau e est idéalement égale à $P_{\text{mod}}(e) = P(1) + \sin^2(\sqrt{2}\pi)P(2)$, où $P(1) = \bar{n}_{\text{hom}} \exp(-\bar{n}_{\text{hom}})$ et $P(2) = \bar{n}_{\text{hom}}^2 \exp(-\bar{n}_{\text{hom}})/2$ sont les probabilités de trouver un ou deux photons dans C , respectivement. Dans ces expressions, \bar{n}_{hom} est le nombre moyen de photons de l'état cohérent présent dans C après la procédure d'homodynage, soit $\bar{n}_{\text{hom}} = |\alpha_{\text{hom}}(\phi, \theta)|^2 = 4\bar{n}'_{\text{ph}} \cos^2((\phi + \theta)/2)$. Le taux d'absorption, $P(e)$, que nous observons dans l'expérience, est évidemment influencé par des imperfections expérimentales. Dans notre modèle, nous tenons compte de ces imperfections au moyen d'un contraste adaptable et d'un offset $P'_{\text{mod}}(e) = \eta P_{\text{mod}}(e) + \xi$.

Les signaux de la figure 4.7 (a) et (b) montrent clairement les corrélations de phase impliquées par l'équation (4.5) : si l'atome PP est détecté dans le niveau i , la phase du champ de C n'est pas changée par rapport au cas où nous n'envoyons pas d'atome PP. Si, par contre, l'atome PP est détecté dans le niveau g , la phase du champ est inversée. Les courbes représentent des ajustements qui sont basés sur notre modèle simple. Les paramètres ajustables sont les contrastes, les offsets et le déphasage ϕ . Le nombre moyen de photons dans l'ajustement est fixé à $\bar{n}'_{\text{ph}} = 0.09$ (cette valeur est déduite du signal de référence dans la fig. 4.7 (b)). Nous déterminons un déphasage de $\phi = 183^\circ \pm 7^\circ$, en très bon accord avec la valeur attendue de π .

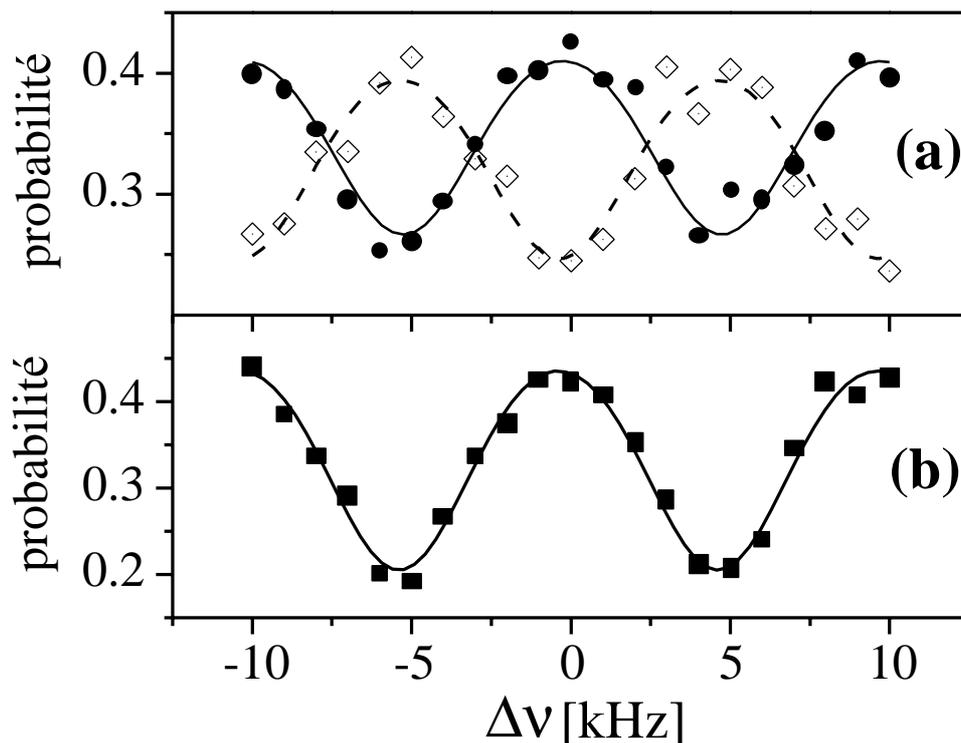


FIG. 4.7: Déphasage d'un petit champ cohérent (amplitude $\alpha = \sqrt{0.1}$). L'atome PP est initialement préparé dans l'état $|g\rangle$. Il traverse ensuite R_1 et C avant d'être détecté. Après l'interaction atome PP–champ, un champ d'homodynage est ajouté dans C (voir texte pour détails). (a) Probabilités conditionnelles $P(e/i)$ (cercles) et $P(e/g)$ (losanges) en fonction du désaccord source–cavité $\Delta\nu$ de détecter l'atome sonde dans le niveau e quand l'atome PP a traversé C dans i ou g . (b) Probabilité $P(e)$ de détecter l'atome sonde dans le niveau e quand l'atome PP n'a pas été envoyé à travers C . Les points correspondent à des mesures expérimentales et les courbes représentent des ajustements théoriques basés sur un modèle simple (voir texte).

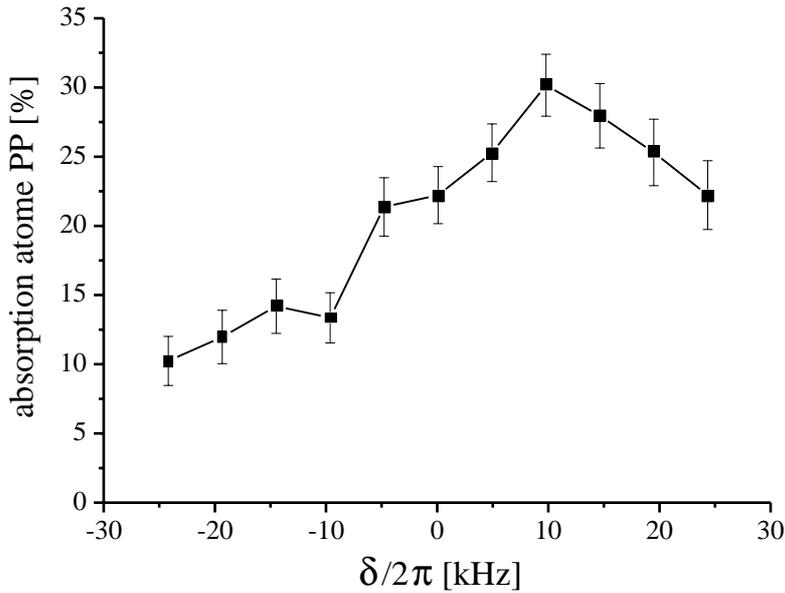


FIG. 4.8: Absorption résiduelle de la porte de phase quantique conditionnelle en fonction du désaccord $\delta/2\pi$.

4.3.3 L'absorption résiduelle comme limitation de notre PP

Une limitation de notre PP est le taux d'absorption résiduelle lors de son fonctionnement. Le taux d'absorption, dans ce contexte, est la probabilité pour que l'atome PP dans g absorbe le photon présent dans C et sorte de la cavité dans e . J'avais déjà indiqué, dans la présentation du principe du déphasage accordable dans la section 4.2, que le fait que nous gardions, pour tous les désaccords δ , la même vitesse atomique qui correspond à une impulsion 2π de Rabi résonnante, $v = \Omega_0 w_0 / 2\sqrt{\pi}$, conduit à une absorption résiduelle théorique de moins de 5 %.

Comparons maintenant cette imperfection théorique de moins de 5 % à l'absorption résiduelle mesurée dans notre expérience. La figure 4.8 montre, en fonction de $\delta/2\pi$, la probabilité de trouver l'atome PP dans le niveau e après son interaction avec un photon stocké dans C . Pour cette mesure, nous avons enlevé les impulsions de Ramsey R_1 et R_2 de la séquence expérimentale et l'atome PP entre dans C dans le niveau g . Le taux d'absorption résiduelle de cet atome en résonance est de 20 %, en accord avec le contraste de 80 % de l'impulsion 2π de Rabi (voir la figure 3.3, page 66). Une contribution importante à cette valeur vient des événements où deux atomes étaient présents dans l'échantillon atomique alors que nous n'avons détecté qu'un atome PP à cause de l'efficacité de détection réduite (40 %). Ces événements ne peuvent pas être rejetés. Dans ce cas, l'échange d'énergie entre l'ensemble des deux atomes et C se produit à un taux de $\sqrt{2}\Omega_0/2\pi$. Le temps d'interaction correspond donc à $2\sqrt{2}\pi \approx 3\pi$ et le photon dans C est absorbé par un des deux atomes. Nous avons vérifié cette hypothèse en réduisant le nombre moyen d'atomes \bar{n}_{at} dans l'échantillon atomique et, par ce moyen, la probabilité des événements à deux atomes. Pour les expériences correspondant aux figures 4.3 et 4.5, ce nombre moyen était de $\bar{n}_{\text{at}} = 0.5$. Pour $\bar{n}_{\text{at}} = 0.18$, nous avons trouvé un taux d'absorption égal à 14 %. Une autre contribution importante à la réduction du contraste est due aux événements

où deux photons sont présents dans C . Dans ce cas, comme dans le cas des deux atomes ci-dessus, la fréquence de Rabi est égale à $\sqrt{2}\Omega_0$ et l'atome PP sort de la cavité dans le niveau e .

Le taux d'absorption résiduelle monte à 30 % pour un désaccord positif de 20 kHz. Cet effet n'est pas dû à l'opération de la PP elle-même. Il provient du fait que la procédure de refroidissement de C avec une série d'échantillons d'atomes dans le niveau g est moins efficace pour des désaccords non-nuls. Pour comprendre cela, considérons quelques détails de cette procédure de refroidissement (cf. section 3.3) : les atomes dans les échantillons de refroidissement ont le même désaccord par rapport à C que l'atome PP. Leur taux d'absorption est donc réduit. En conséquence, le taux d'absorption résiduelle de l'atome PP augmente à cause des photons résiduels dans C . Présenté comme cela, cet effet devrait être indépendant du signe du désaccord atome-cavité. Dans la figure 4.8, par contre, il est apparent que le taux d'absorption résiduelle de l'atome PP diminue pour des désaccords négatifs. Ce fait vient d'un détail technique de la procédure de refroidissement.

A résonance, l'efficacité d'absorption des échantillons atomiques de refroidissement n'est pas forcément optimisée quand les atomes interagissent avec C pendant tout le temps qu'il mettent à le traverser. Par exemple, un échantillon atomique de refroidissement qui contiendrait un atome n'absorberait pas un photon thermique dans C parce qu'il effectuerait une oscillation de Rabi complète pendant le temps de transit. Pour améliorer l'efficacité d'absorption, nous réduisons donc le temps d'interaction des atomes dans les échantillons de refroidissement avec C à la moitié du temps de transit. Cela se fait par effet Stark (voir section 3.1.2). On diminue donc la fréquence de la transition $e \leftrightarrow g$ relativement à la fréquence de C . Pour des désaccord négatifs, les atomes passent ainsi temporairement en résonance avec C pendant qu'on commute leur fréquence de transition (voir figure 4.9). Dans ce cas, ils peuvent toujours absorber—au moins en partie—les photons dans C .

4.4 Conclusions

Les résultats des expériences I & II démontrent que notre PP fonctionne d'une façon symétrique et cohérente : l'atome PP dans g (un photon dans C) a un effet de déphasage ajustable sur l'état à un photon dans C (l'atome PP dans g). Nous avons donc vérifié que notre opération PP réalise la dynamique quantique conditionnelle qui correspond à l'équation (4.1) et qu'elle respecte la cohérence d'une superposition atomique (expérience I) ou d'une superposition de zéro et un photon dans C (expérience II). Selon le principe de superposition, cela implique que l'opération PP mène à des états intriqués si, à la fois, les états initiaux de l'atome PP et de C sont préparés dans des superpositions.

Une telle condition a été réalisée dans l'expérience II. L'état de sortie attendu de l'opération PP, $|\Psi\rangle$, donné par l'équation (4.5), n'est effectivement pas séparable. Nous n'avons pas testé directement l'intrication de $|\Psi\rangle$ dans l'expérience présentée dans ce chapitre. Un tel test demanderait d'effectuer au moins deux mesures d'observables non-commutantes sur $|\Psi\rangle$. Au cours de l'expérience décrite dans le chapitre suivant, nous avons utilisé notre porte de phase quantique conditionnelle pour la préparation d'un état intriqué entre deux

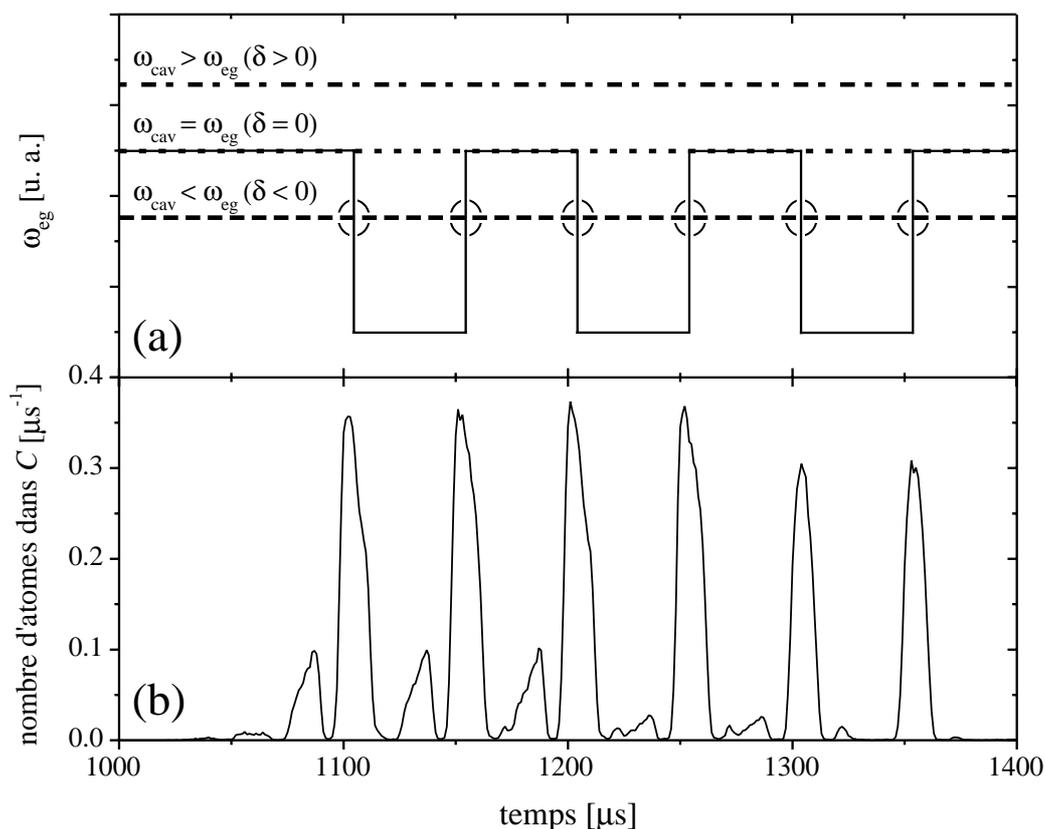


FIG. 4.9: Séquence temporelle du refroidissement du mode de la cavité. (a) Afin d'augmenter le taux d'absorption des échantillons atomiques de refroidissement, nous raccourcissons leur temps d'interaction avec C au moyen de l'effet Stark. Les trait pointillés représentent la fréquence de la cavité pour différents désaccords δ . Il est apparent que, pour un désaccord positif, les échantillons atomiques ne passent jamais en résonance avec C . Pour un désaccord négatif, par contre, les atomes passent temporairement en résonance (cercles). L'efficacité des échantillons atomiques de refroidissement est donc plus important dans le cas $\delta < 0$ que dans le cas $\delta > 0$. (b) Nombre moyen d'atomes au centre de C lors du passage des échantillons atomiques de refroidissement.

atomes et le champ stocké dans le mode de la cavité. Nous avons vérifié que l'état préparé était effectivement intriqué en mesurant ses corrélations dans deux bases orthogonales. Cette expérience confirme donc le fonctionnement cohérent de notre porte de phase quantique conditionnelle.

Chapitre 5

Préparation d'un état intriqué à trois systèmes quantiques

Dans le chapitre précédent, nous avons démontré que l'impulsion 2π de Rabi réalise une dynamique conditionnelle cohérente. Elle peut être interprétée comme la réalisation d'une porte logique de phase quantique agissant sur deux qubits codés dans les états électroniques de l'atome et dans le champ de C . Nous avons dit que cette porte logique quantique était universelle dans le sens où tout algorithme quantique pourrait être réalisé en utilisant l'opération de porte combinée avec des rotations de qubits individuels [Llo95]. Une conséquence en est que, au moyen de cette opération de porte et des rotations de qubits, nous devrions pouvoir transformer un état quantique donné de plusieurs qubits dans n'importe quel autre état quantique. En particulier, nous devrions pouvoir préparer, à partir d'un état produit de systèmes indépendants, un état intriqué.

Avec l'impulsion 2π de Rabi nous disposons donc d'un outil qui devrait nous permettre de préparer des état intriqués «sur mesure». Mais l'impulsion 2π de Rabi n'est pas le seul temps d'interaction atome–champ qui mène à l'intrication. Dans la section 1.3.3, nous avons vu que l'impulsion $\pi/2$ produit, elle aussi, dans un état intriqué atome champ, une paire EPR atome–champ.

Dans ce chapitre, nous présentons une expérience dans laquelle nous avons combiné les deux méthodes. Nous avons préparé une paire EPR atome–champ et nous avons ensuite fait fonctionner l'opération «porte» sur cette paire EPR et sur un deuxième atome (cette méthode a été proposée indépendamment dans [HRN⁺99] et [Zhe99]). Nous avons ainsi préparé, pas à pas, un état intriqué à trois systèmes quantiques : deux atomes et le champ de C . La réalisation expérimentale sera présentée dans la section 5.2.

Nous avons choisi de préparer un état intriqué de type GHZ. Pour un système de trois spins-1/2, cet état a la forme

$$|\Psi_{\text{GHZ}}\rangle := \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|+\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, +\frac{3}{z}\rangle - |-\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, -\frac{3}{z}\rangle \right), \quad (5.1)$$

où, par exemple, $|+\frac{1}{z}\rangle$ signifie l'état propre avec valeur propre $+1$ de l'opérateur σ_z^1 pour la particule 1. Cet état a été proposé en 1989 par GHZ [GHZ89, GHZ90] (et est donc communément appelé l'état GHZ).

GHZ ont fait une analyse des propriétés de leur état, ce qui les a conduit à dire que les prédictions de la mécanique quantique pour cet état sont en contradiction avec le programme EPR tel que je l'ai présenté dans l'introduction de ce mémoire (cf. page 2). L'état dans la forme (5.1) n'est en fait pas le seul état de trois spins-1/2 qui permette d'appliquer le raisonnement de GHZ : il existe toute une classe d'états équivalents que j'introduirai dans la section 5.1. Je présenterai l'argument GHZ à la fin de ce chapitre dans la section 5.6.2, où je préciserai aussi en quel sens cet argument diffère de celui de Bell qui examinait les propriétés de la paire EPR.

Le but de ce travail n'était pourtant pas de tester le caractère non-local de la mécanique quantique face aux théories classiques alternatives. Nous visons plutôt à démontrer notre capacité de préparer, dans notre expérience, des états intriqués multi-particules. Et, dans ce contexte, nous nous intéressons surtout au fait que les corrélations non-classiques parfaites de l'état GHZ nous permettent de l'identifier comme intriqué, même si nous n'effectuons pas toutes les mesures nécessaires (cf. section 5.6.2) pour appliquer l'argument GHZ. Dans la section 5.3 j'expliquerai le principe de la détection de l'intrication.

Les corrélations que nous observons expérimentalement seront aussi présentées dans la section 5.3. A cause des imperfections expérimentales de la préparation et de la détection de l'état GHZ, ces corrélations ne sont évidemment pas parfaites. Dans la section 5.4 je vais donc estimer la fidélité de préparation de l'état GHZ dans notre expérience et je vais ensuite examiner la question de savoir si le contraste de nos données expérimentales nous permet toujours de tirer la conclusion que l'état préparé est intriqué.

Outre le fait que le contraste intrinsèque des corrélations de l'état GHZ est le plus fort possible, sa préparation est aussi intéressante en vue de ses futures applications (il faut toutefois souligner que notre méthode n'est pas limitée à la préparation de l'état GHZ : en modifiant la séquence expérimentale, nous aurions pu préparer, en principe, n'importe quel autre état). Je présenterai trois applications possibles dans la section 5.6. La première est évidente : en effectuant l'ensemble des mesures nécessaires, nous serions en principe capable de réaliser, avec notre triplet GHZ, un test de la mécanique quantique face aux théories à variables cachées. La deuxième est plus surprenante : un triplet d'atomes intriqué nous permettrait en principe de réaliser une téléportation quantique (cf. page 4) de l'état électronique d'un atome de Rydberg circulaire à un autre. Finalement, je vais montrer comment la séquence pourrait être généralisée pour préparer un état intriqué à N systèmes quantiques.

5.1 La classe des états équivalents à l'état GHZ

Dans la section précédente, j'ai introduit l'état GHZ comme un état de trois particules de spin-1/2 (cet état pourrait par exemple provenir d'une désintégration conservant le spin de la particule d'origine). Mais le raisonnement de GHZ n'est pas limité à la situation où le degré de liberté intriqué est la projection du spin sur un axe de quantification donné. Dans leur proposition d'origine, GHZ raisonnent par exemple en analysant un état de trois particules identiques sans spin, provenant de la désintégration d'une particule avec impulsion moyenne zéro. En plaçant convenablement des diaphragmes autour de la

particule d'origine, on peut ensuite préparer les trois particules dans un état où leurs directions de propagation sont intriquées [GHZ89, GHZ90].

Pour illustrer le fait qu'un tel état est équivalent à l'état présenté dans l'équation (5.1), considérons trois systèmes quantiques. Ces trois systèmes peuvent être identiques (comme par exemple trois spin-1/2), mais il peut aussi s'agir de trois systèmes physiques différents. Examinons maintenant l'état

$$|\Psi_{\text{triplet}}\rangle := \frac{1}{\sqrt{2}} (|a_1, a_2, a_3\rangle - \exp(i\beta) |b_1, b_2, b_3\rangle) , \quad (5.2)$$

où a_i et b_i dénotent respectivement deux états orthogonaux arbitraires pour chaque sous-système ($\langle a_i | b_i \rangle = 0$ pour $i = 1, 2, 3$), et où β est une phase arbitraire.

Etant donné que l'état $|\Psi_{\text{triplet}}\rangle$ comprend deux états orthogonaux pour chaque sous-système, il est équivalent à un état intriqué à trois spin-1/2. Et même si deux ou trois des sous-systèmes sont identiques, nous pouvons choisir, pour chaque sous-système, les axes de quantification de ces spins-1/2 fictifs de façon indépendante, car les opérateurs correspondants agissent dans des espaces de Hilbert différents. En définissant les opérateurs par

$$\sigma_z^i |a_i\rangle := + |a_i\rangle, \quad i = 1, 2, 3 \quad \text{et} \quad \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3 |\Psi_{\text{triplet}}\rangle = - |\Psi_{\text{triplet}}\rangle , \quad (5.3)$$

nous faisons un choix d'axes de quantification, qui fait que $|\Psi_{\text{triplet}}\rangle$ a exactement la même forme que $|\Psi_{\text{GHZ}}\rangle$ dans l'équation (5.1). Dans ce sens, tout état de trois systèmes quantiques, qui peut être mis sous la forme (5.2), est équivalent à l'état GHZ. Concernant l'expérience que je vais présenter dans la suite, cela signifie que notre but devait être la préparation d'un état intriqué de la forme (5.2).

5.2 La séquence expérimentale de préparation de l'état GHZ

La séquence expérimentale pour la préparation de l'état GHZ est présentée dans la figure 5.1. Nous envoyons, 75 μs après la série d'échantillons d'atomes dans le niveau g qui initialise le champ de C dans l'état vide (non représentée dans la figure 5.1; cf. section 3.3), un premier atome (A_1), initialement préparé dans l'état $|e_1\rangle$, qui subit une impulsion $\pi/2$ de Rabi dans C . Selon l'équation (1.30), l'état du système A_1-C est donné par

$$|e_1, 0\rangle \xrightarrow{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{2}} (|e_1, 0\rangle - i |g_1, 1\rangle) . \quad (5.4)$$

En même temps, un deuxième atome (A_2), initialement préparé dans l'état $|g\rangle$, qui suit A_1 après 25 μs , subit une impulsion $\pi/2$ micro-onde classique, P_2 , dans la première zone de Ramsey. Il est ainsi préparé dans la superposition d'états $(1/\sqrt{2})(|i_2\rangle + |g_2\rangle)$. A_2 interagit ensuite pendant tout son transit avec le champ de C qui, selon l'équation (5.4), est intriqué avec A_1 . L'interaction de A_2 avec C correspond donc à une impulsion 2π de Rabi dans le champ d'un photon et l'état A_1-A_2-C évolue selon

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} (|e_1, 0\rangle - i |g_1, 1\rangle) \otimes (|i_2\rangle + |g_2\rangle) \\ & \xrightarrow{2\pi} \frac{1}{2} [|e_1, 0\rangle \otimes (|i_2\rangle + |g_2\rangle) - i |g_1, 1\rangle \otimes (|i_2\rangle - |g_2\rangle)] . \end{aligned} \quad (5.5)$$

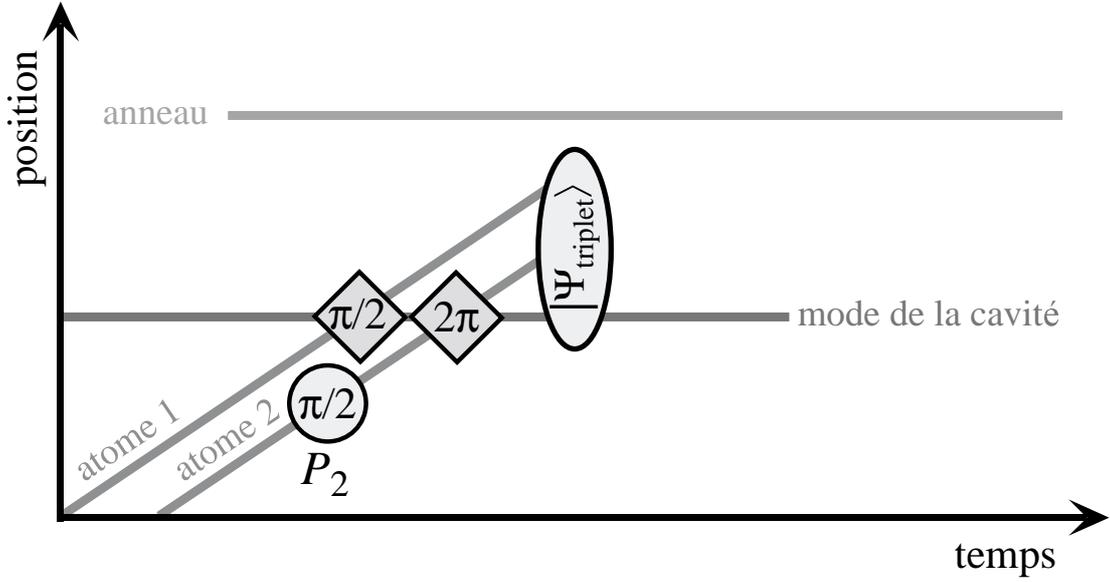


FIG. 5.1: Diagramme spatio-temporel représentant la préparation d'un état GHZ. Un premier atome (A_1) effectue d'abord une impulsion $\pi/2$ de Rabi. En même temps, un deuxième atome (A_2) est préparé dans une superposition cohérente d'états par l'impulsion $\pi/2$ de Ramsey P_2 et interagit ensuite avec C en effectuant une impulsion 2π de Rabi. Lors de cette interaction, A_2 change, en fonction de son état, la phase quantique de la paire EPR A_1-C . L'état résultant est un état intriqué A_1-A_2-C de type GHZ.

Notre séquence expérimentale prépare donc idéalement un état intriqué A_1-A_2-C , qui peut être écrit sous les deux formes équivalentes

$$|\Psi_{\text{triplet}}\rangle = \frac{1}{2} [|e_1\rangle \otimes (|i_2\rangle + |g_2\rangle) \otimes |0\rangle - i |g_1\rangle \otimes (|i_2\rangle - |g_2\rangle) \otimes |1\rangle] \quad (5.6)$$

$$= \frac{1}{2} [|i_2\rangle \otimes (|e_1, 0\rangle - i |g_1, 1\rangle) + |g_2\rangle \otimes (|e_1, 0\rangle + i |g_1, 1\rangle)] . \quad (5.7)$$

L'état $|\Psi_{\text{triplet}}\rangle$ comprend deux niveaux pour chaque sous-système et sa forme correspond à celle présentée dans la section 5.1, équation (5.2). Il est donc équivalent à un état intriqué de trois spin-1/2. Il est instructif de donner ici les expressions explicites des états de spin-1/2 correspondants. En choisissant $|+^1_z\rangle := |e_1\rangle$ ($|-^1_z\rangle := |g_1\rangle$), $|\pm^2_z\rangle := (1/\sqrt{2})(|i_2\rangle \pm |g_2\rangle)$ et $|+^C_z\rangle := |0\rangle$ ($|-^C_z\rangle := i |1\rangle$), l'état $|\Psi_{\text{triplet}}\rangle$ prend la forme de l'état GHZ

$$|\Psi_{\text{triplet}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+^1_z, +^2_z, +^C_z\rangle - |-^1_z, -^2_z, -^C_z\rangle) . \quad (5.8)$$

5.2.1 Quelques détails techniques

Dans la section précédente, la séquence expérimentale a été présentée sous une forme simplifiée ne tenant pas compte des détails techniques qui étaient nécessaires à sa réalisation. Pour rendre la présentation dans ce chapitre plus pédagogique, je vais juste donner un bref aperçu de ces détails. Une discussion plus approfondie se trouve dans l'annexe A.

Le problème technique principal pour la réalisation de la séquence expérimentale est le fait que toute cohérence atomique est brouillée et perdue dès que l'atome traverse l'anneau

qui ferme la cavité (cf. section 2.3.3). Pour pouvoir dire que nous préparons l'état $|\Psi_{\text{GHZ}}\rangle$, nous sommes donc obligés de resserrer le déroulement temporel de notre expérience de telle manière que les deux atomes se trouvent en même temps dans la cavité. Plus précisément, A_2 doit avoir fini son impulsion 2π de Rabi avant que A_1 ne quitte la cavité par le trou de l'anneau.

Ceci implique que nous appliquions l'impulsion micro-onde classique $\pi/2$ à A_2 pendant que A_1 se trouve aussi dans la cavité. Il faut donc nous assurer que A_1 ne «voit» pas cette impulsion micro-onde, alors qu'il se trouve dans la même onde classique stationnaire créée par la source S_R que A_2 . Nous avons surmonté cette difficulté en choisissant un déroulement temporel tel que A_1 se trouve dans un nœud de l'onde stationnaire au moment où A_2 se trouve dans le ventre qui nous sert de zone de Ramsey R_1 (cf. annexe A.1). A l'instant où nous allumons S_R , c'est donc uniquement A_2 qui interagit avec la micro-onde.

Un autre problème provenant du déroulement temporel resserré est le fait que la distance entre A_1 et A_2 vaut seulement deux fois le col du mode dans la cavité. En conséquence, A_2 , qui doit être en résonance avec C pendant tout son transit, rentre dans le mode avant que A_1 ne l'ait quitté. A cet instant, A_1 doit avoir fini son impulsion $\pi/2$ de Rabi et ne doit plus interagir avec C . Mais nous ne pouvons pas arrêter son interaction avec C en désaccordant sa fréquence de transition par effet Stark, car le même champ Stark serait «vu» par A_2 et l'empêcherait d'effectuer son impulsion 2π de Rabi.

Nous avons contourné ce problème de la manière suivante : nous fixons, par effet Stark, le temps d'interaction de A_1 avec C de telle façon qu'il ait fini son impulsion $\pi/2$ de Rabi avant que A_2 ne rentre dans C . Nous désaccordons ensuite sa fréquence de transition de δ par rapport à C pendant un intervalle de temps $\Delta t_{\text{Stark}} = \pi/2\delta$. Cette impulsion de champ Stark change donc la phase relative de la paire EPR A_1-C de $\pi/2$ et «gèle» l'interaction quand A_1 est remis en résonance avec C . Un calcul numérique confirme que, même si les deux atomes se trouvent en même temps dans C , on peut considérer, en première approximation, que les atomes ne se «voient» pas et interagissent indépendamment l'un de l'autre avec C (cf. annexe A.2.4).

En outre, la préparation des deux atomes circulaires, A_1 et A_2 , dans un délai de seulement $25 \mu\text{s}$ pose des difficultés techniques car les atomes se trouvent en même temps dans la zone de préparation des atomes de Rydberg circulaires. Je discuterai plus en détails ce problème et ses conséquences dans la section 5.3.4.

5.3 La séquence expérimentale de détection de l'état GHZ

Notre séquence expérimentale prépare idéalement l'état intriqué A_1-A_2-C , tel que le donne l'équation (5.6) ou, de façon équivalente, l'équation (5.7). L'observable que nous détectons dans notre expérience est l'énergie atomique. En conséquence, pour détecter l'état préparé, nous devons d'abord «lire» l'état du champ de C avec un troisième atome (A_3), initialement préparé dans l'état $|g_3\rangle$, qui nous sert d'atome sonde. Il suit A_2 après $42 \mu\text{s}$ ou $55 \mu\text{s}$ (cf. annexe A) et son temps d'interaction avec C est fixé, par effet Stark, à une valeur correspondant à une impulsion π de Rabi dans le champ d'un photon. Si C ne

contient pas de photon, l'état de A_3 ne change pas : $|g_3, 0\rangle \xrightarrow{\pi} |g_3, 0\rangle$. Si, par contre, il y a un photon dans C , celui-ci est absorbé par A_3 : $|g_3, 1\rangle \xrightarrow{\pi} -i|e_3, 0\rangle$. A une phase près, l'état de C est donc transféré à A_3 (cf. section 1.3.3). En conséquence, en détectant A_1 , A_2 et A_3 , nous mesurons un ensemble d'observables appartenant aux trois sous-systèmes de notre triplet intriqué.

Si A_3 traversait C avant que A_1 ne soit sorti de l'anneau, un état intriqué à trois atomes en résulterait :

$$|\Psi'_{\text{triplet}}\rangle = \frac{1}{2} [|e_1\rangle \otimes (|i_2\rangle + |g_2\rangle) \otimes |g_3\rangle - |g_1\rangle \otimes (|i_2\rangle - |g_2\rangle) \otimes |e_3\rangle] \quad (5.9)$$

$$= \frac{1}{2} [|i_2\rangle \otimes (|e_1, g_3\rangle - |g_1, e_3\rangle) + |g_2\rangle \otimes (|e_1, g_3\rangle + |g_1, e_3\rangle)] . \quad (5.10)$$

Mais, même si A_3 est retardé, ses corrélations avec A_1 et A_2 correspondent à celles indiquées par les équations (5.9) et (5.10) et sont directement liées aux corrélations de C avec A_1 et A_2 . Dans la discussion suivante, nous ferons donc référence d'une façon équivalente à C et à A_3 .

Nous pouvons aussi écrire $|\Psi'_{\text{triplet}}\rangle$ comme un état intriqué à trois spin-1/2 de type GHZ. En gardant les mêmes notations que dans la section 5.2 pour A_1 et A_2 et en définissant $|+^3_z\rangle := |g_3\rangle$ ($|-^3_z\rangle := |e_3\rangle$), nous trouvons

$$|\Psi'_{\text{triplet}}\rangle = \frac{1}{2} (|+^1_z, +^2_z, +^3_z\rangle - |-^1_z, -^2_z, -^3_z\rangle) \quad (5.11)$$

$$= \frac{1}{2} [|+^2_x\rangle \otimes (|+^1_x, -^3_x\rangle + |-^1_x, +^3_x\rangle) + |-^2_x\rangle \otimes (|+^1_x, +^3_x\rangle + |-^1_x, -^3_x\rangle)] , \quad (5.12)$$

où $|\pm^i_x\rangle := (1/\sqrt{2})(|+^i_x\rangle \pm |-^i_x\rangle)$ sont les états propres de σ_x^i ($i = 1, 2, 3$).

Il n'est possible de passer de l'équation (5.11) à l'équation (5.12) que si $|\Psi'_{\text{triplet}}\rangle$ est vraiment une superposition cohérente des deux termes, $|+^1_z, +^2_z, +^3_z\rangle$ et $|-^1_z, -^2_z, -^3_z\rangle$. Si, par contre, il s'agissait d'un mélange statistique des deux termes, le changement de base de $\{|+_z\rangle, |-_z\rangle\}$ à $\{|+_x\rangle, |-_x\rangle\}$ ne nous donnerait pas le même résultat. Une détection des corrélations correspondant à l'équation (5.11), quand on mesure les trois spins le long de l'axe de quantification z (corrélations «longitudinales»), et à l'équation (5.12), quand on mesure les trois spins le long de l'axe de quantification x (corrélations «transversales»), prouverait donc que nous avons effectivement préparé un état intriqué. Même si le contraste observé dans l'expérience n'est pas parfait, il peut, sous certaines conditions, nous permettre de tirer cette conclusion. Je discuterai ces conditions lors de l'analyse des données expérimentales dans les sections 5.4.2 et 5.4.3.

5.3.1 Détection des corrélations longitudinales : l'expérience I

En appliquant une impulsion aux atomes après leur interaction avec C et en détectant ensuite leur état d'énergie, nous pouvons mesurer le pseudo-spin de chaque atome le long d'un axe de quantification arbitraire. Dans l'expérience I décrite dans cette section, nous mesurons les «spins» le long de l'axe de quantification que nous définissons comme l'axe z (états propres $|\pm^i_z\rangle$, avec $i = 1, 2, 3$). Nous testons ainsi ce que nous appelons les corrélations longitudinales, impliquées par l'équation (5.11).

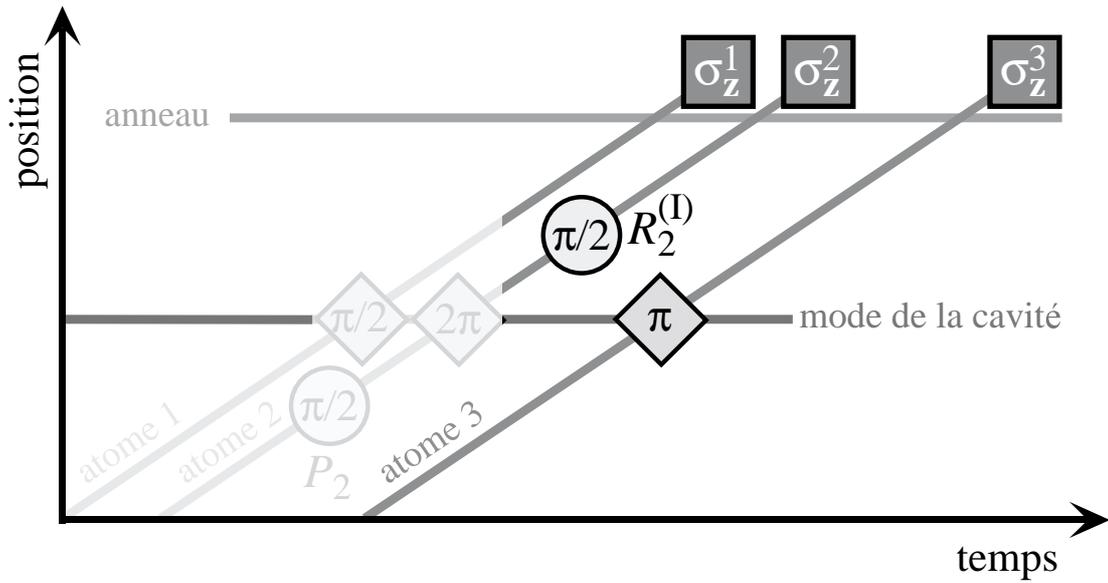


FIG. 5.2: Diagramme spatio-temporel représentant la détection des corrélations longitudinales. L'état du champ est d'abord transféré sur un troisième atome (A_3) qui effectue une impulsion π de Rabi dans le champ d'un photon. A_1 et A_3 sont ensuite détectés directement. A_2 subit une impulsion $\pi/2$ d'analyse, $R_2^{(I)}$, avant d'être détecté.

La séquence expérimentale est décrite par la figure 5.2. Pour A_1 et A_3 (et, par l'intermédiaire de A_3 , aussi pour C), nous détectons directement les états d'énergie, car $|+^1_z\rangle = |e_1\rangle$ ($|-^1_z\rangle = |g_1\rangle$) et $|+^3_z\rangle = |g_3\rangle$ ($|-^3_z\rangle = |e_3\rangle$), respectivement. Pour A_2 , une impulsion microonde $\pi/2$ d'analyse, $R_2^{(I)}$, appliquée sur la transition $g \leftrightarrow i$, transforme $|+^2_z\rangle$ et $|-^2_z\rangle$ en $|i_2\rangle$ et $-|g_2\rangle$, respectivement. Idéalement, nous nous attendons donc à ce que seulement deux canaux de détection soient peuplés : $\{e_1, i_2, g_3\}$ ou $\{g_1, g_2, e_3\}$.

5.3.2 Résultat de l'expérience I

Le résultat de la détection des corrélations longitudinales est présenté dans la figure 5.3. Idéalement, selon la section précédente, les canaux de détection $\{e_1, i_2, g_3\}$ et $\{g_1, g_2, e_3\}$ devraient être uniquement peuplés. Dans l'expérience, ces deux canaux de détection sont prédominants, leurs probabilités valant respectivement 36 % et 22 %. La probabilité totale des deux canaux attendus vaut donc $58 \% \pm 2 \%$.

La différence entre les deux probabilités s'explique par des imperfections expérimentales : le canal $\{g_1, g_2, e_3\}$ correspond au cas où A_1 émet un photon dans C . A cause de la relaxation du champ de C , ce photon peut ensuite être dissipé avant que l'atome A_3 ne l'absorbe. De plus, A_2 effectue, dans la moitié des cas, une impulsion 2π de Rabi dans le champ du photon émis par A_1 .¹ Lors de cette opération de porte de phase quantique conditionnelle, la probabilité d'absorption résiduelle est donc de $0.5 \times 20 \% = 10 \%$ (cf. section 4.3.3). Et, finalement, bien que A_1 se trouve dans un nœud de l'onde stationnaire avec laquelle

¹ A_2 est préparé dans une superposition des états $|g_2\rangle$ et $|i_2\rangle$ de poids égaux. Uniquement la partie qui correspond à l'atome dans le niveau g interagit ensuite avec le photon déposé dans C .

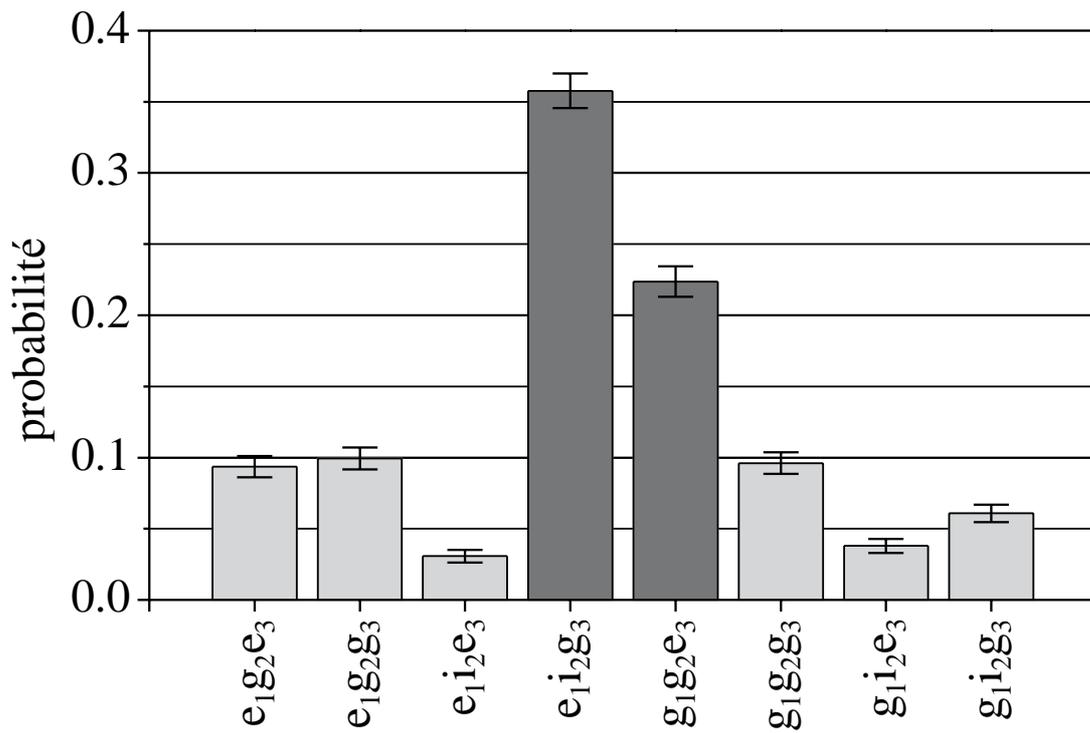


FIG. 5.3: Résultat expérimental de la détection des corrélations longitudinales. L'histogramme donne les probabilités de détection pour les huit canaux de détection importants. Les deux canaux attendus, $\{e_1, i_2, g_3\}$ et $\{g_1, g_2, e_3\}$, sont prédominants. Les autres canaux de détection sont peuplés à cause des imperfections expérimentales. Les barres d'erreur représentent la variance de la statistique binomiale.

nous appliquons l'impulsion micro-onde P_2 à A_2 sur la transition $g \leftrightarrow i$, cette impulsion a encore un petit effet sur A_1 (de l'ordre de quelques pour cent de transfert, cf. annexe A.1). En conséquence, une partie de la population de A_1 dans le niveau g est transférée vers le niveau i .

Il faut mentionner qu'on pourrait en partie compenser l'effet de ces imperfections en changeant le temps d'interaction de A_1 avec C . De cette façon, on devrait augmenter le poids de $|g_1, 1\rangle$ dans l'état A_1-C préparé afin d'égaliser les populations dans les deux canaux de détection $\{e_1, i_2, g_3\}$ et $\{g_1, g_2, e_3\}$.

Un autre point est apparent dans la discussion des imperfections expérimentales des paragraphes précédents. Etant donné que les atomes A_1 et A_3 «voient» quand même un peu les impulsions P_2 et $R_2^{(I)}$, une partie de leur population peut être transférée dans les niveaux i_1 et i_3 , respectivement. En outre, l'absorption résiduelle lors de l'opération de la porte transfère une partie de la population de A_2 dans le niveau e_2 . L'expérience comprend donc trois niveaux (e , g et i) pour chaque atome avec un total de $3^3 = 27$ canaux de détection. Nous avons mesuré huit de ces canaux de détection directement (niveaux e ou g pour A_1 et A_3 et niveaux g ou i pour A_2). Compte tenu des imperfections de notre dispositif expérimental, que nous avons déterminées dans des expériences indépendantes, nous estimons que la contribution totale des canaux que nous n'avons pas mesurés directement est inférieure à 15 %.

Les six canaux parasites, qui ont été mesurés directement, sont montrés dans l'histogramme de la figure 5.3. Ils sont peuplés en raison des imperfections expérimentales (deux atomes présents dans le même échantillon, champ thermique résiduel, relaxation du champ, erreurs de détection etc.). Leurs probabilités restent inférieures à 10 % et leur somme totale est de $42 \% \pm 2 \%$.

Aux imperfections expérimentales de la préparation et de la détection près, nous trouvons donc des corrélations qui correspondent à celles que nous attendons selon l'équation (5.11). Mais, comme je l'ai expliqué juste avant la section 5.3.1, ces corrélations seules ne prouveraient pas que nous avons préparé un état intriqué. Elles peuvent être expliquées classiquement par un mélange statistique des états $|e_1, i_2, g_3\rangle$ et $|g_1, g_2, e_3\rangle$. Si, par contre, nous trouvons en plus les corrélations transversales impliquées par l'équation (5.12), nous ne pouvons plus expliquer les résultats d'une façon classique.

5.3.3 Détection des corrélations transversales : l'expérience II

Pour tester les corrélations transversales de l'état préparé, nous mesurons A_1 et A_2 le long de l'axe de quantification que nous définissons comme l'axe x (états propres $|\pm_x^i\rangle$, avec $i = 1, 2$). Nous détectons ensuite A_3 le long d'un axe dans le plan $x-y$ faisant l'angle Φ par rapport à l'axe x [états propres $|\pm_\Phi^3\rangle = (1/\sqrt{2})(|+\frac{3}{z}\rangle \pm \exp(+i\Phi)|-\frac{3}{z}\rangle)$]. La séquence expérimentale est indiquée dans la figure 5.4. Nous détectons A_2 directement, car $|+\frac{2}{x}\rangle$ et $|-\frac{2}{x}\rangle$ coïncident avec $|i_2\rangle$ et $|g_2\rangle$, respectivement. A_1 et A_3 subissent, après C , deux impulsions $\pi/2$ d'analyse, $R_1^{(II)}$ et $R_3^{(II)}$, sur la transition $e \leftrightarrow g$, avec une différence de phase de $-\Phi$. Ces impulsions transforment $|+\frac{1}{x}\rangle$ ($|-\frac{1}{x}\rangle$) en $|g_1\rangle$ ($|e_1\rangle$) et $|+\frac{3}{\Phi}\rangle$ ($|-\frac{3}{\Phi}\rangle$) en $|g_3\rangle$ ($\exp(i\Phi)|e_3\rangle$). Une détection dans le niveau g revient donc à une détection de $|+\frac{1}{x}\rangle$ ou $|+\frac{3}{\Phi}\rangle$ pour l'atome A_1 ou A_3 , respectivement.

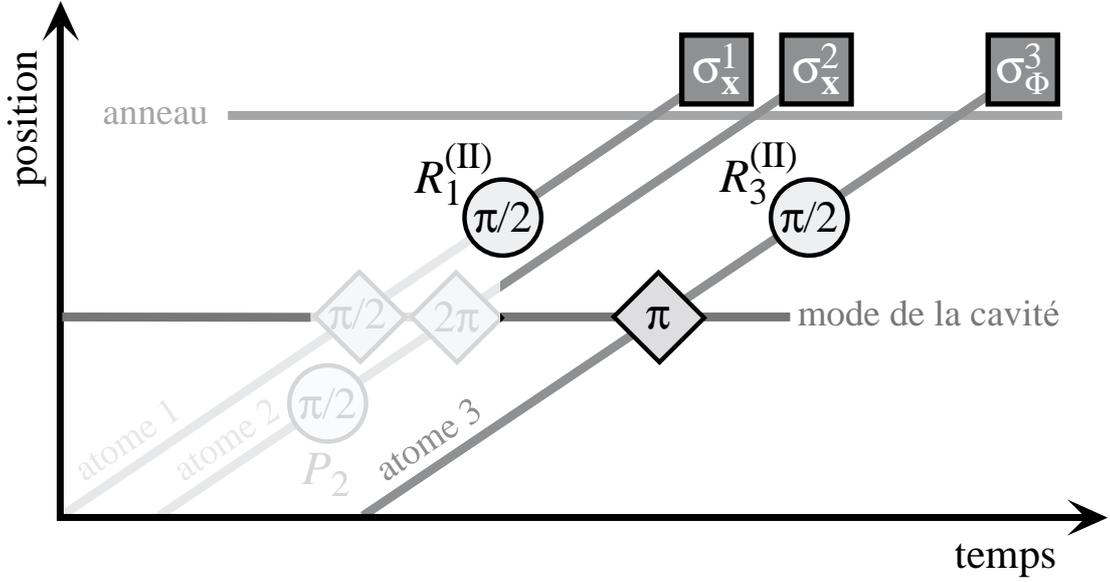


FIG. 5.4: Diagramme spatio-temporel représentant la détection des corrélations transversales. A_2 est détecté directement. A_1 et A_3 subissent des impulsions $\pi/2$ d'analyse, $R_1^{(\text{II})}$ et $R_3^{(\text{II})}$, avant d'être détectés.

Pour illustrer à quel signal de corrélation nous nous attendons, rappelons la forme adéquate de l'état (équations (5.10) et (5.12))

$$|\Psi'_{\text{triplet}}\rangle = \frac{1}{2} [|i_2\rangle \otimes (|e_1, g_3\rangle - |g_1, e_3\rangle) + |g_2\rangle \otimes (|e_1, g_3\rangle + |g_1, e_3\rangle)] \quad (5.13)$$

$$= \frac{1}{2} [|+\frac{2}{x}\rangle \otimes (|+\frac{1}{x}, -\frac{3}{x}\rangle + |-\frac{1}{x}, +\frac{3}{x}\rangle) + |-\frac{2}{x}\rangle \otimes (|+\frac{1}{x}, +\frac{3}{x}\rangle + |-\frac{1}{x}, -\frac{3}{x}\rangle)] , \quad (5.14)$$

avec les définitions de la section 5.3. Supposons maintenant que nous détectons A_2 dans le niveau i_2 , c'est-à-dire dans l'état $|+\frac{2}{x}\rangle$. Par cette mesure, l'état A_1 - A_3 est projeté sur

$$|\Psi_{1,3}(+\frac{2}{x})\rangle = (|+\frac{1}{x}, -\frac{3}{x}\rangle + |-\frac{1}{x}, +\frac{3}{x}\rangle) . \quad (5.15)$$

Supposons ensuite que A_1 soit détecté dans le niveau g_1 , c'est-à-dire dans l'état $|+\frac{1}{x}\rangle$. En conséquence, l'état de A_3 est projeté sur

$$|\Psi_1(+\frac{1}{x}, +\frac{2}{x})\rangle = |-\frac{3}{x}\rangle . \quad (5.16)$$

La probabilité de détecter l'atome A_3 dans le niveau g_3 , c'est-à-dire dans l'état $|+\frac{3}{x}\rangle$ est donc idéalement modulée entre 0 pour $\Phi = 0$ et 1 pour $\Phi = \pi$:

$$P(+\frac{3}{x} / \{+\frac{1}{x} \wedge +\frac{2}{x}\}) = |\langle +\frac{3}{x} | \Psi_1(+\frac{1}{x}, +\frac{2}{x}) \rangle|^2 = |\langle +\frac{3}{x} | -\frac{3}{x} \rangle|^2 = \frac{1}{2}(1 - \cos \Phi) . \quad (5.17)$$

Si, par contre, A_2 est détecté dans le niveau g_2 , c'est-à-dire dans l'état $|-\frac{2}{x}\rangle$, nous avons $|\Psi_1(+\frac{1}{x}, -\frac{2}{x})\rangle = |+\frac{3}{x}\rangle$ et la phase des franges dans le signal de détection de l'atome A_3 est inversée :

$$P(+\frac{3}{x} / \{+\frac{1}{x} \wedge -\frac{2}{x}\}) = |\langle +\frac{3}{x} | \Psi_1(+\frac{1}{x}, -\frac{2}{x}) \rangle|^2 = |\langle +\frac{3}{x} | +\frac{3}{x} \rangle|^2 = \frac{1}{2}(1 + \cos \Phi) . \quad (5.18)$$

Quelques détails techniques

Dans la section précédente, j'ai présenté la séquence expérimentale de façon simplifiée en disant que nous analysons la cohérence entre les niveaux e et g des atomes A_1 et A_3 avec des impulsions $\pi/2$ d'analyse, $R_1^{(II)}$ et $R_3^{(II)}$, sur la transition $e \leftrightarrow g$. Dans la «vraie» expérience, ceci n'est malheureusement pas possible : une impulsion micro-onde, appliquée sur la transition $e \leftrightarrow g$ et donc résonnante avec C , serait aussi couplée à C . Un champ s'établirait donc dans C qui brouillerait les corrélations quantiques que nous cherchons à mesurer.

Nous avons résolu ce problème en appliquant d'abord aux atomes A_1 et A_3 une impulsion π sur la transition $g \leftrightarrow i$. Ces impulsions, R_1^{gi} et R_3^{gi} , transforment la cohérence entre les niveaux e et g en une cohérence entre les niveaux e et i :

$$a|e\rangle + b|g\rangle \xrightarrow{\pi_{gi}} a|e\rangle + b|i\rangle, \quad (5.19)$$

où a et b sont des amplitudes de probabilité arbitraires.

Nous analysons ensuite cette cohérence entre les niveaux e et i en appliquant aux atomes A_1 et A_3 deux impulsions $\pi/2$ d'analyse, R_1^{ei} et R_3^{ei} , sur la transition à deux photons $e \leftrightarrow i$ qui n'est plus résonnante avec C (ce sont ces deux impulsions qui correspondent aux impulsions $R_1^{(II)}$ et $R_3^{(II)}$ dans la séquence simplifiée dans la section précédente). Cette combinaison d'une impulsion π et d'une impulsion $\pi/2$ à deux photons correspond justement à l'«impulsion d'analyse» pour les franges de Ramsey à six photons (cf. section 3.2.1). Elle transforme $|+\frac{1}{x}\rangle$ ($|-\frac{1}{x}\rangle$) en $|i_1\rangle$ ($|e_1\rangle$) et $|+\frac{3}{\Phi}\rangle$ ($|-\frac{3}{\Phi}\rangle$) en $|i_3\rangle$ ($\exp(i\Phi)|e_3\rangle$). Une détection dans le niveau i revient donc à une détection de $|+\frac{1}{x}\rangle$ ou $|+\frac{3}{\Phi}\rangle$ pour l'atome A_1 ou A_3 , respectivement.

Comme c'était déjà le cas pour la séquence expérimentale de préparation de l'état GHZ, un autre problème est la nécessité, à cause du déroulement temporel resserré, d'appliquer les impulsions R_1^{gi} et R_1^{ei} à l'atome A_1 pendant que A_2 se trouve déjà à l'intérieur de la cavité (les impulsions R_3^{gi} et R_3^{ei} sont appliquées à l'atome A_3 quand A_1 et A_2 sont déjà sortis de la cavité et ne posent plus de problème). L'instant d'allumage de la source micro-onde S_R qui crée l'onde stationnaire induisant ensuite les transitions correspondantes est donc de nouveau choisi de telle manière que A_2 se trouve dans les nœuds et n'interagisse pas avec ce champ micro-onde. La séquence expérimentale précise correspondante est expliquée en détails dans l'annexe A.1.2.

5.3.4 Résultat de l'expérience II

Le résultat de la détection des corrélations longitudinales est représenté dans la figure 5.5. Les graphes donnent le signal de détection de l'atome A_3 en fonction de la phase de détection Φ . Cette phase de détection est ajustée en changeant la fréquence (et, par ce moyen, la phase relative) des impulsions d'analyse, R_1^{ei} et R_3^{ei} , sur la transition $e \leftrightarrow i$. La figure 5.5 (a) montre la probabilité $P(+\frac{3}{\Phi}/+\frac{1}{x})$ de détecter A_3 dans i_3 si A_1 a été détecté dans i_1 .

Pour obtenir un signal de référence, nous avons d'abord enlevé l'atome A_2 de la séquence expérimentale et nous avons enregistré les corrélations entre A_1 et A_3 . Cette séquence

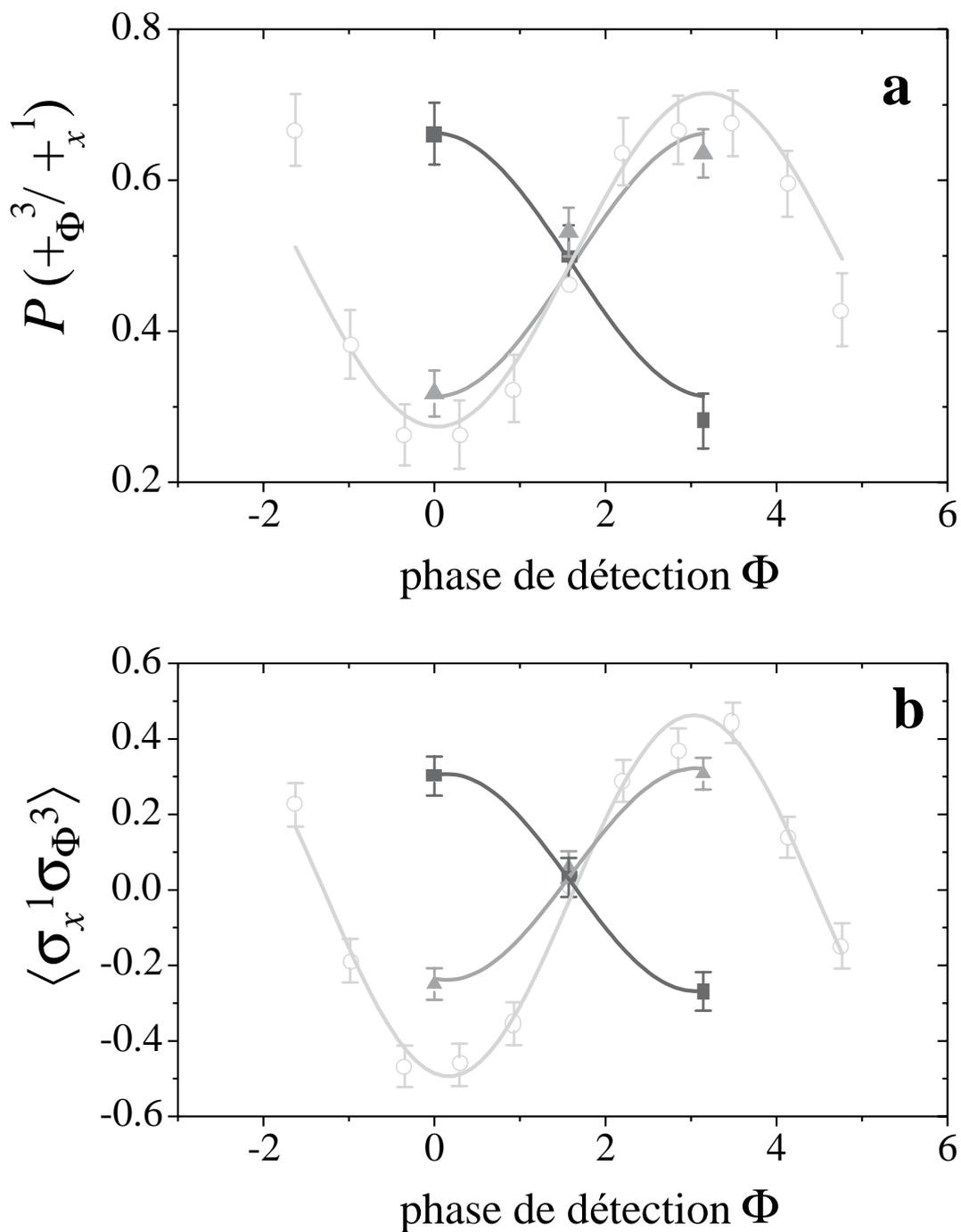


FIG. 5.5: Les corrélations transversales. (a) Probabilité $P(+_{\Phi}^3/+_x^1)$, en fonction de la phase de détection Φ , de détecter A_3 dans i_3 si A_1 a également été détecté dans i_1 . Cercles : sans atome A_2 ; triangles : atome A_2 détecté dans i_2 ; carrés : atome A_2 détecté dans g_2 . (b) Signal de Bell, en fonction de Φ , avec les mêmes conventions que dans (a). Aussi bien dans (a) que dans (b), la phase du signal de détection de A_3 est inversée quand l'atome A_2 est détecté dans le niveau g_2 . Les barres d'erreur représentent la variance de la statistique binomiale et les courbes correspondent à des ajustements sinusoidaux.

expérimentale sans A_2 prépare idéalement l'état $|\Psi_{2\text{ atomes}}\rangle = (1/\sqrt{2})(|e_1, g_3\rangle - |g_1, e_3\rangle) = (1/\sqrt{2})(|+\frac{1}{x}, +\frac{3}{x}\rangle + |-\frac{1}{x}, -\frac{3}{x}\rangle)$. Nous nous attendons donc au même signal de détection que si A_2 avait été envoyé et avait été détecté ensuite dans i_2 , c'est-à-dire dans l'état $|+\frac{2}{x}\rangle$. Dans l'expérience, nous observons effectivement que les franges dans la probabilité $P(+\frac{3}{\Phi}/+\frac{1}{x})$ pour le signal de référence sont, comme attendu, en phase avec le signal que nous observons quand A_2 a été détecté dans le niveau i_2 . Si, par contre, l'atome a été détecté dans le niveau g_2 , la phase des franges de détection est inversée. Les corrélations que nous observons dans les canaux de détection qui contribuent au calcul de $P(+\frac{3}{\Phi}/+\frac{1}{x})$ pour les deux possibilités de détection de l'atome A_2 ($\{i_1, i_2, i_3\}$, $\{i_1, i_2, e_3\}$, $\{i_1, g_2, i_3\}$ et $\{i_1, g_2, e_3\}$) correspondent donc parfaitement au résultat de notre raisonnement.

La figure 5.5 (b) montre la valeur moyenne

$$\begin{aligned} \langle \sigma_x^1 \sigma_\Phi^3 \rangle &= P(+\frac{1}{x}, +\frac{3}{\Phi}) + P(-\frac{1}{x}, -\frac{3}{\Phi}) - P(+\frac{1}{x}, -\frac{3}{\Phi}) - P(-\frac{1}{x}, +\frac{3}{\Phi}) \\ &= P(i_1, i_3) + P(e_1, e_3) - P(i_1, e_3) - P(e_1, i_3), \end{aligned} \quad (5.20)$$

où $P(a_1, a_3)$ est la probabilité de trouver les atomes A_1 et A_3 dans les états $|a_1\rangle$ et $|a_3\rangle$, respectivement. Ce signal, qui contient les signaux des huit canaux de détection pour les trois atomes, est communément appelé «signal de Bell». Dans ce cas aussi, nous observons une inversion de la phase des franges de détection quand l'atome A_2 a traversé C dans l'état $|g_2\rangle$. L'ajustement sinusoidal donne un contraste de $48\% \pm 2\%$ pour le signal de référence sans A_2 . Le signal conditionné par la détection de A_2 donne un contraste de $28\% \pm 3\%$ pour A_2 dans $\{+\frac{i}{2}\}$ et $29\% \pm 4\%$ pour A_2 dans $\{-\frac{i}{2}\}$.

La réduction de contraste par rapport au signal de référence de la figure 5.5 (b) peut être expliquée en considérant les imperfections expérimentales connues que l'atome A_2 introduit dans la séquence expérimentale (deux atomes dans l'échantillon atomique correspondant, erreurs de détection etc.). De plus, nous avons observé que le processus de circularisation de l'atome A_2 a un effet «décircularisant» sur l'atome A_1 . L'atome A_1 est donc en partie transféré, par la circularisation de A_2 , dans des états elliptiques de la même multiplicité Stark (cf. figure 2.3, section 2.2.1). En conséquence, une partie des atomes A_1 n'est plus couplée au mode de la cavité et au champ micro-onde classique de l'impulsion d'analyse. Ces atomes sont ensuite, avec une certaine probabilité, détectés dans le canal de détection $\{e_1\}$, c'est-à-dire $\{-\frac{1}{x}\}$. Dans ce cas, aucune corrélation entre A_1 et A_3 n'est établie. A_3 est donc détecté, sans égard pour la phase de détection Φ , dans les deux canaux de détection, $\{e_3\}$ ($\{-\frac{3}{x}\}$) et $\{i_3\}$ ($\{+\frac{3}{x}\}$), dans 50 % des cas.

A_1 est en fait influencé par le processus de circularisation de A_2 , parce qu'il se trouve, à cause de la petite distance entre A_1 et A_2 , toujours dans la zone de circularisation quand A_2 subit la série d'impulsions laser, radiofréquence et micro-onde. Nous n'avons pas cherché à identifier précisément quel effet perturbait A_1 car, même en ayant cette information, il aurait été difficile de modifier la séquence de préparation des atomes de Rydberg circulaires pour A_2 de telle manière qu'elle n'influence pas l'atome A_1 . Par contre, étant donnée la position de A_1 , qui se trouve déjà à proximité du trou de sortie de la zone de circularisation au moment de la circularisation de A_2 , nous avons pu minimiser l'effet sur A_1 au moyen des électrodes qui établissent le champ électrique statique directeur pour les atomes de Rydberg circulaires dans ce trou de sortie (cf. section 2.2.1). Le champ de ces électrodes s'étend aussi dans la zone de préparation. Nous avons donc changé leurs potentiels en surveillant la pureté de l'état circulaire de l'atome A_1 . Ce paramètre optimisé,

il restait environ 3 % des atomes A_1 qui étaient détectés dans le niveau $|e_1\rangle$ mais qui ne participaient pas à l'oscillation de Rabi dans C .

5.4 Fidélité, séparabilité et distillabilité de l'état préparé

L'état que nous avons préparé dans notre expérience nous donne des signaux de détection sujets aux imperfections expérimentales au niveau de la préparation et de la détection, ayant donc un contraste réduit par rapport aux prédictions théoriques. Nous n'avons ainsi évidemment pas préparé l'état GHZ pur tel que le donne l'équation (5.6), page 108. La première question qui se pose est donc de savoir avec quelle fidélité nous avons préparé l'état GHZ. La fidélité de préparation, dans ce contexte, est définie comme le recouvrement de l'état que nous avons préparé avec l'état GHZ,

$$\mathcal{F} := \langle \Psi_{\text{GHZ}} | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | \Psi_{\text{GHZ}} \rangle , \quad (5.21)$$

où $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$ est l'opérateur statistique décrivant l'état à trois systèmes préparé dans notre expérience. Une deuxième question, qui est liée à la première, est de savoir si ces signaux expérimentaux prouvent que l'état préparé, même s'il n'est pas identique à l'état GHZ, est effectivement un état intriqué ou si nous pouvons comprendre ces signaux en supposant des corrélations classiques entre les trois atomes.

A ce point de la discussion, il faudrait clarifier la terminologie que nous employons. Ceci est nécessaire parce qu'il existe plus d'une sorte d'intrication dans un système à trois particules. Examinons, par exemple, un état où il y a juste de l'intrication entre les atomes A_1 et A_2 . Un tel état n'est pas séparable en ce sens qu'il ne peut pas être écrit comme une combinaison d'états produits

$$\hat{\rho}_{\text{sep}} = \sum_i p_i |\eta_i^1, \theta_i^2, \xi_i^3\rangle \langle \eta_i^1, \theta_i^2, \xi_i^3| , \quad (5.22)$$

où $|\eta_i^1\rangle$, $|\theta_i^2\rangle$ et $|\xi_i^3\rangle$ sont respectivement des états arbitraires de A_1 , A_2 et A_3 . Mais il n'est pas équivalent de dire qu'un état à trois particules n'est pas séparable et que cet état montre de l'intrication à trois particules. Ce fait devient plus clair dans l'exemple ci-dessus, où seulement les corrélations entre A_1 et A_2 sont quantiques. Les corrélations entre A_1 et A_3 ou entre A_2 et A_3 , par contre, peuvent être comprises de façon classique. Nous allons traiter cet aspect plus en détails dans la section 5.4.3.

Dans l'expérience présentée dans ce chapitre, nous avons cherché à préparer un état intriqué à trois systèmes quantiques, c'est-à-dire un état qui montre des corrélations quantiques entre les trois systèmes. Dans l'analyse des données expérimentales, nous devons donc vérifier si les signaux de détection donnent effectivement une signature d'une telle intrication à trois systèmes ou s'ils sont compatibles avec une interprétation classique.

Finalement, nous pouvons nous poser la question de savoir s'il serait possible de préparer, en principe, à partir d'un nombre donné de triplets avec fidélité $\mathcal{F} < 1$, un nombre plus petit de triplets avec une fidélité $\mathcal{F}' > \mathcal{F}$ en effectuant des opérations locales sur l'ensemble des triplets [BBP⁺95]. Si notre état remplit cette condition, nous l'appellerons «distillable».

5.4.1 Estimation de la fidélité

Avant d'estimer la fidélité de préparation de l'état GHZ dans notre expérience, il faut faire une remarque à propos de ce paramètre, car la signification de \mathcal{F} peut facilement être mal interprétée. Bien entendu, la valeur idéale $\mathcal{F} = 1$ indiquerait, sans ambiguïté, que l'état préparé est identique à l'état GHZ. Mais, étant donné que \mathcal{F} est le recouvrement entre $|\Psi_{\text{GHZ}}\rangle$ et l'état préparé, nous trouvons que, en général, $\mathcal{F} > 0$, même si l'état préparé est arbitraire. Calculons, par exemple, la valeur de \mathcal{F} pour un opérateur statistique qui est proportionnel à la matrice d'unité,

$$\hat{\rho}_{\text{diag}} := \sum_{i,j,k \in \{+, -\}} \frac{1}{8} |i^1, j^2, k^3\rangle \langle i^1, j^2, k^3|. \quad (5.23)$$

La définition (5.21) nous donne $\mathcal{F} = 1/4$, bien qu'aucune intrication et même aucune information ne soient présentes dans $\hat{\rho}_{\text{diag}}$. Cet exemple montre déjà que, pour $0 < \mathcal{F} < 1$, le contraste des corrélations quantiques de l'état préparé n'est pas simplement proportionnel à \mathcal{F} , comme on pourrait le penser à première vue.

En termes des éléments de matrice de $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$, la fidélité de préparation de l'état GHZ peut être exprimée comme

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2} [P(+\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, +\frac{3}{z}) + P(-\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, -\frac{3}{z})] + \rho_{\perp}, \quad (5.24)$$

où $P(+\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, +\frac{3}{z}) [P(-\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, -\frac{3}{z})]$ est la probabilité de trouver les trois atomes dans l'état $|+\frac{i}{z}\rangle [|-\frac{i}{z}\rangle]$ et $\rho_{\perp} := |\langle +\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, +\frac{3}{z} | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | -\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, -\frac{3}{z} \rangle|$ est l'amplitude de la cohérence entre les états $|+\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, +\frac{3}{z}\rangle$ et $|-\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, -\frac{3}{z}\rangle$.

Dans l'expérience présentée dans la section 5.3.1, nous avons déterminé les probabilités $P(+\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, +\frac{3}{z})$ et $P(-\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, -\frac{3}{z})$. Leur somme vaut $P(+\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, +\frac{3}{z}) + P(-\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, -\frac{3}{z}) = 58\% \pm 2\%$ (cf. figure 5.3). Pour évaluer \mathcal{F} , nous devrions en plus mesurer ρ_{\perp} . Mais nous n'avons pas facilement accès à cette quantité, car elle correspond à une mesure de l'opérateur $\Pi_{\perp} = (1/2)(|+\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, +\frac{3}{z}\rangle \langle -\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, -\frac{3}{z}| + |-\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, -\frac{3}{z}\rangle \langle +\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, +\frac{3}{z}|)$ qui est une superposition cohérente d'opérateurs de type $\sigma_i^1 \sigma_j^2 \sigma_k^3$, avec $i, j, k \in \{x, y, z\}$. Dans l'expérience présentée dans la section 5.3.4, nous avons par contre mesuré la valeur moyenne de l'opérateur $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3$. En termes de notre opérateur statistique $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$, cette valeur moyenne est égale à

$$\begin{aligned} \langle \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3 \rangle &= \text{Tr}(\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3 \hat{\rho}_{\text{triplet}}) \\ &= 2 \left| \langle +\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, +\frac{3}{z} | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | -\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, -\frac{3}{z} \rangle \right| \cos(\Phi + \Phi_1) \\ &\quad + 2 \left| \langle -\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, +\frac{3}{z} | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | +\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, -\frac{3}{z} \rangle \right| \cos(\Phi + \Phi_2) \\ &\quad + 2 \left| \langle +\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, +\frac{3}{z} | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | -\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, -\frac{3}{z} \rangle \right| \cos(\Phi + \Phi_3) \\ &\quad + 2 \left| \langle -\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, +\frac{3}{z} | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | +\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, -\frac{3}{z} \rangle \right| \cos(\Phi + \Phi_4), \end{aligned} \quad (5.25)$$

où Φ_i , $i = 1, \dots, 4$, sont les phases des cohérences correspondantes. Le signal contient donc un terme qui est modulé, en fonction de Φ , avec une amplitude qui vaut deux fois le module de l'élément de matrice qui nous intéresse, ρ_{\perp} .

Il n'est toutefois pas possible, dans le cas général, d'extraire ρ_{\perp} , car le signal se compose en même temps de trois autres termes qui sont modulés avec la même périodicité en Φ .

Les amplitudes de ces termes sont égales à deux fois le module de trois autres éléments non-diagonaux qui correspondent à des cohérences entre les six états restants.

Pour pouvoir estimer, à partir des données expérimentales que nous avons acquises, la fidélité de préparation telle que la définit l'équation (5.24), nous devons donc faire une hypothèse supplémentaire sur la forme spécifique de $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$. Nous supposons que les éléments de matrice, autres que ρ_{\perp} , qui apparaissent dans l'équation (5.25) sont négligeables devant ρ_{\perp} . Dans ce cas, le module de l'élément de matrice recherché est simplement égal à $\rho_{\perp} = V_{\perp}$, où V_{\perp} est la visibilité des franges dans le signal de $\langle \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3 \rangle$.²

Il faut souligner que notre hypothèse concernant les éléments de matrice, autres que ρ_{\perp} , est très raisonnable : ces éléments correspondent à des cohérences entre des états (comme par exemple $|-\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, +\frac{3}{z}\rangle$ et $|+\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, -\frac{3}{z}\rangle$) qui sont peuplés par des processus «parasites», c'est-à-dire à cause des imperfections expérimentales. Des expériences annexes à un atome nous ont permis d'identifier des imperfections expérimentales qui sont clairement non-cohérentes, comme le champ thermique résiduel, la relaxation du champ ou les erreurs de détection. Supposer que ces cohérences ne soient pas négligeables reviendrait donc à dire que les imperfections dans notre expérience GHZ ne sont pas de même nature que dans les expériences annexes à un atome.

Dans la figure 5.5 (b), nous avons montré la valeur moyenne $\langle \sigma_x^1 \sigma_{\Phi}^3 \rangle$ pour les deux détections possibles de l'atome A_2 , $\{+\frac{2}{x}\}$ et $\{-\frac{2}{x}\}$. A partir de ces deux signaux, nous pouvons facilement calculer la valeur moyenne $\langle \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3 \rangle = (1/2)(\langle \sigma_x^1 \sigma_{\Phi}^3 \rangle_{+\frac{2}{x}} - \langle \sigma_x^1 \sigma_{\Phi}^3 \rangle_{-\frac{2}{x}})$. En utilisant les valeurs que nous avons déterminées dans la section 5.3.4, nous trouvons pour la visibilité $V_{\perp} = 14 \% \pm 1 \%$. Avec cette valeur nous calculons donc une fidélité de préparation détectée de $\mathcal{F}_{\text{detect}} = \frac{1}{2}[P(+\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, +\frac{3}{z}) + P(-\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, -\frac{3}{z})] + V_{\perp} = 43 \% \pm 2 \%$.

Mais cette fidélité de préparation détectée est en fait affectée par les imperfections expérimentales de la détection de l'état. Nous déduisons donc que la fidélité de l'état préparé est effectivement plus grande que celle que nous détectons. Nous avons déterminé, par des expériences annexes à un seul atome, la grandeur de certaines imperfections de détection qui ont lieu à trois étapes différentes : d'abord le transfert de l'état de C sur l'atome A_3 n'est pas parfait à cause du contraste réduit (83 %) de l'impulsion π de Rabi. En estimant l'effet de cette imperfection, nous trouvons qu'elle diminue la fidélité détectée par rapport à la fidélité de l'état préparé de 0.03. Une autre réduction de la fidélité détectée vient du fait que les impulsions micro-onde classiques d'analyse ont aussi un contraste réduit (92 % pour $R_2^{(I)}$ et 70 % pour $R_1^{(II)}$ et $R_3^{(II)}$) qui diminue de 0.05 la fidélité détectée. Et, finalement, la méthode de détection de l'énergie atomique dans un champ ionisant mène, dans 2-3 % de cas, à des erreurs de détection qui réduisent de 0.03 la fidélité détectée. En corrigeant la fidélité brute pour ces effets, nous trouvons une valeur de

$$\mathcal{F}_{\text{prepa}} = 54 \% \pm 2 \% . \quad (5.26)$$

Le recouvrement de l'état que nous avons préparé avec l'état GHZ vaut alors 54 % ou, autrement dit, un système de détection idéal nous indiquerait, dans plus de la moitié des cas, une préparation réussie d'un état GHZ.

² V_{\perp} est égale à la moitié de l'amplitude des franges dans le signal de $\langle \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3 \rangle$, car ce signal varie idéalement entre -1 et $+1$.

Mais, comme nous l'avons vu dans l'exemple de l'équation (5.23), le même système de détection idéal indiquerait, dans un quart des cas, une réussite si le système A_1-A_2-C était préparé dans un mélange statistique de chacun des huit états de base. Connaissant la valeur $\mathcal{F}_{\text{prepa}} = 54\%$, nous avons alors besoin d'un critère pour l'évaluation de la performance de notre préparation.

Notre but étant de préparer un état intriqué à trois systèmes quantiques, la question que nous devons nous poser est donc de savoir si la valeur de \mathcal{F} peut nous renseigner sur le degré d'intrication de l'état préparé. J'examinerai cette questions dans les sections suivantes.

5.4.2 Une première approche de la question de l'intrication

Le contre-exemple de l'équation (5.23) montre que le fait que $\mathcal{F} > 0$ ne nous garantit pas que nous avons préparé un état intriqué à trois systèmes quantiques. Pourtant, intuitivement, il est clair que la valeur de \mathcal{F} peut nous donner une indication sur une éventuelle intrication. Le but de cette section est donc, en utilisant un raisonnement simple qui a été adapté de [SKK⁺00], d'établir, sur la base de la fidélité de préparation, un critère suffisant pour une intrication à trois systèmes quantiques.

Considérons alors une fonction d'onde de trois spin-1/2 arbitraires qui peut être factorisée

$$|\Psi_{\text{fact}}\rangle := (a|+_{z}^i, +_{z}^j\rangle + b|-_{z}^i, -_{z}^j\rangle + \dots) \otimes (c|+_{z}^k\rangle + d|-_{z}^k\rangle), \quad (5.27)$$

où $\{i, j, k\}$ est une permutation de $\{1, 2, 3\}$. La normalisation de $|\Psi_{\text{fact}}\rangle$ impose que $|a|^2 + |b|^2 \leq 1$ et $|c|^2 + |d|^2 \leq 1$. Nous pouvons combiner ces deux équations et réarranger les termes afin d'obtenir

$$(|a| - |c|)^2 + 2|ac| + (|b| - |d|)^2 + 2|bd| \leq 2. \quad (5.28)$$

Etant donné que les termes au carré sont positifs, l'inégalité (5.28) implique que $|ac| + |bd| \leq 1$ et donc que $(|ac| + |bd|)^2 \leq 1$. Nous avons donc

$$|ac|^2 + |bd|^2 + 2|acbd| \leq 1. \quad (5.29)$$

En identifiant $|ac|^2 = P(+_{z}^1, +_{z}^2, +_{z}^3)$, $|bd|^2 = P(-_{z}^1, -_{z}^2, -_{z}^3)$ et $|acbd| = \rho_{\perp}$, nous trouvons une contrainte sur la fidélité

$$P(+_{z}^1, +_{z}^2, +_{z}^3) + P(-_{z}^1, -_{z}^2, -_{z}^3) + 2\rho_{\perp} = 2\mathcal{F} \leq 1. \quad (5.30)$$

Comme l'inégalité (5.30) tient pour toute fonction d'onde séparable, elle doit aussi tenir pour tout opérateur statistique séparable. La fidélité que nous avons déterminée pour la préparation de l'état GHZ dans notre expérience est plus grande que 1/2 (cf. équation (5.26)) et indique donc que l'état préparé est effectivement un état intriqué à trois systèmes quantiques.

5.4.3 Une analyse plus profonde

L'argument présenté dans la section précédente a l'avantage d'être simple, mais il a aussi des faiblesses dans notre cas. Pour arriver à remplir le critère que nous avons établi (et donc pour pouvoir dire que l'état préparé dans notre expérience est effectivement intriqué), nous sommes obligés d'utiliser la valeur de la fidélité corrigée des imperfections expérimentales au niveau de la détection. Cette procédure suppose que ces imperfections sont les mêmes dans l'expérience à trois atomes et dans les expériences annexes à un atome qui nous ont servi à déterminer les valeurs des corrections correspondantes (cf. l'équation (5.26) et les paragraphes précédent et suivant). Il serait plus satisfaisant de pouvoir utiliser, à partir d'un critère moins difficile à remplir, les données «brutes» de notre expérience pour pouvoir identifier l'état préparé comme intriqué. Afin d'établir un tel critère, nous allons, dans la section suivante, présenter une analyse plus profonde des propriétés de certains états à trois spin-1/2. Nous allons voir que les propriétés d'un état arbitraire à trois spin-1/2 peuvent être décrites en termes de ces états spéciaux. Les arguments présentés ont été adaptés à partir d'un raisonnement concernant l'analyse de l'intrication à N systèmes quantiques, qu'on pourra retrouver dans [DC00c].

Séparabilité et partitions de trois systèmes en deux et trois sous-ensembles

Nous appelons \mathcal{P} l'ensemble des partitions de trois systèmes en deux sous-ensembles. \mathcal{P} contient donc les partitions $\{A_1, A_3\}-\{A_2\}$, $\{A_2, A_3\}-\{A_1\}$ et $\{A_3\}-\{A_1, A_2\}$ que nous appelons respectivement P_{+-} , P_{-+} et P_{--} . La notation des P_k avec $k = k_1 k_2$ est choisie de telle façon que k_i est égal à $+$ ($-$), si A_i fait partie du même sous-ensemble que A_3 (ne fait pas partie du même sous-ensemble que A_3). Nous appelons A le sous-ensemble de la partition auquel appartient A_3 et nous appelons B l'autre sous-ensemble. La partition des trois systèmes en trois sous-ensembles, $\{A_1\}-\{A_2\}-\{A_3\}$, est nommée \mathcal{S} .

Considérons maintenant l'opérateur statistique $\hat{\rho}$ qui décrit l'état des trois systèmes. Nous disons que $\hat{\rho}$ est entièrement séparable s'il peut être écrit comme une combinaison d'états produits

$$\hat{\rho} = \sum_i |a_1^i\rangle\langle a_1^i| \otimes |a_2^i\rangle\langle a_2^i| \otimes |a_3^i\rangle\langle a_3^i| . \quad (5.31)$$

Même si $\hat{\rho}$ n'est pas entièrement séparable, il pourrait toujours être séparable par rapport à une des trois partitions en deux sous-ensembles P_k . Ceci serait le cas si, pour cette partition P_k , $\hat{\rho}$ pouvait être écrit comme une somme d'états produits des sous-ensembles A et B :

$$\hat{\rho} = \sum_i |a_i\rangle\langle a_i| \otimes |b_i\rangle\langle b_i| , \quad (5.32)$$

où $|a_i\rangle$ et $|b_i\rangle$ sont des états de A et B , respectivement. Si $\hat{\rho}$ peut être mis sous une telle forme, nous dirons qu'il est séparable par rapport à la partition P_k .

Propriétés d'un ensemble particulier d'états à trois spin-1/2

Considérons un ensemble particulier d'états à trois spin-1/2 qui sera appelé ρ_3 par la suite. Cet ensemble est défini de la façon suivante : un opérateur statistique $\hat{\rho}$ fait partie

de ρ_3 , s'il peut être écrit sous la forme

$$\begin{aligned} \hat{\rho} = & \sum_{i=\pm} \mu_{+++}^i |\Psi_{+++}^i\rangle\langle\Psi_{+++}^i| \\ & + \sum_{k \neq +++} \lambda_k (|\Psi_k^+\rangle\langle\Psi_k^+| + |\Psi_k^-\rangle\langle\Psi_k^-|) , \end{aligned} \quad (5.33)$$

où

$$|\Psi_k^\pm\rangle := \frac{1}{\sqrt{2}} (|k_1, k_2, +\rangle \pm |\bar{k}_1, \bar{k}_2, -\rangle) \quad (5.34)$$

sont des états de type GHZ avec $k = k_1 k_2$, $k_i = \pm$ et $\bar{k}_i = -k_i$. Pour clarifier cette notation, je vais donner la forme explicite de ces états :

$$\begin{aligned} |\Psi_{+++}^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|+, +, +\rangle \pm |-, -, -\rangle) \\ |\Psi_{+-}^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|+, -, +\rangle \pm |-, +, -\rangle) \\ |\Psi_{-+}^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|-, +, +\rangle \pm |+, -, -\rangle) \\ |\Psi_{--}^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|-, -, +\rangle \pm |+, +, -\rangle) . \end{aligned} \quad (5.35)$$

Nous supposons que les états sont choisis de telle façon que $\Delta := \mu_{+++}^+ - \mu_{+++}^- \geq 0$.

Dans ce qui suit, nous allons voir que les propriétés concernant la séparabilité et la distillabilité des états qui font partie de l'ensemble ρ_3 sont entièrement déterminées par les coefficients suivants :

$$s_k = \begin{cases} 1, & \text{si } \lambda_k < \Delta/2 \\ 0, & \text{si } \lambda_k \geq \Delta/2 \end{cases} . \quad (5.36)$$

En fait, ce n'est pas par hasard que nous avons choisi la même notation pour les états $|\Psi_k^\pm\rangle$ et les partitions en deux sous-ensembles P_k : dans le point (ii) ci-dessous nous allons voir que les coefficients s_k nous donnent la réponse à la question de savoir si l'état $\hat{\rho}$ est séparable par rapport à la partition P_k .

Les états qui font partie de l'ensemble ρ_3 ont été examinés dans [DC00b, DC00a]. Je me contente donc de résumer leurs propriétés ici :

- (i) **Dépolarisation** : Un état arbitraire à trois spin-1/2 $\hat{\rho}$ peut être transformé, au moyen d'opérations locales sur les trois spin-1/2, en un état $\hat{\rho}'$ qui a la forme (5.33). Ceci peut être accompli sans changer les valeurs de $\mu_{+++}^\pm = \langle\Psi_{+++}^\pm|\hat{\rho}|\Psi_{+++}^\pm\rangle$ et $2\lambda_j = \langle\Psi_j^+|\hat{\rho}|\Psi_j^+\rangle + \langle\Psi_j^-|\hat{\rho}|\Psi_j^-\rangle$. Nous appelons état $\hat{\rho}'$ la version dépolarisée de $\hat{\rho}$ (le terme «dépolarisation» se justifie par le fait que $\hat{\rho}'$ est l'état «le moins intriqué possible» qui ait les mêmes valeurs de μ_{+++}^\pm et $2\lambda_j$ que $\hat{\rho}$; cf. la section suivante).
- (ii) **Séparabilité** : Pour toutes les partitions en deux sous-ensembles, P_k , et tous les états $\hat{\rho}$ qui font partie de l'ensemble ρ_3 , les coefficients (5.36) sont égaux à zéro, $s_k = 0$, si et seulement si $\hat{\rho}$ est séparable par rapport à la partition P_k .
- (iii) **Distillabilité** : Nous pouvons, à partir d'un état $\hat{\rho}$ qui fait partie de l'ensemble ρ_3 , distiller un état GHZ (cf. page 118) si et seulement si $\hat{\rho}$ est non-séparable par rapport à toutes les partitions en deux sous-ensembles P_k .

Un critère pour la séparabilité et la distillabilité de l'état préparé

Les propriétés (i–iii) nous donnent un critère pour la détection de l'intrication de l'état $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$ qui est préparé dans notre expérience : il suit de (i) que $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$ est au moins aussi intriqué que sa version dépolarisée $\hat{\rho}'_{\text{triplet}}$. Cela est dû au fait qu'une séquence d'opérations locales sur les trois systèmes peut détruire de l'intrication mais ne pourrait, en aucun cas, créer de nouvelle intrication qui ne soit présente dans l'état initial.

Pour pouvoir appliquer (ii) et (iii), nous devons connaître les éléments de matrice

$$\Delta = \mu_{++}^+ - \mu_{++}^- = 2 \operatorname{Re}(\langle +, +, + | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | -, -, - \rangle) = 2\rho_{\perp} \quad (5.37)$$

$$\begin{aligned} 2\lambda_j &= \langle \Psi_j^+ | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | \Psi_j^+ \rangle + \langle \Psi_j^- | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | \Psi_j^- \rangle \\ &= \langle j_1, j_2, + | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | j_1, j_2, + \rangle + \langle \bar{j}_1, \bar{j}_2, - | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | \bar{j}_1, \bar{j}_2, - \rangle . \end{aligned} \quad (5.38)$$

Il suffit donc de déterminer les six éléments de matrice diagonaux (dans la base $\sigma_z^1 \sigma_z^2 \sigma_z^3$) autres que $\langle +, +, + | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | +, +, + \rangle$ et $\langle -, -, - | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | -, -, - \rangle$ ainsi que l'amplitude de l'élément non-diagonal $\rho_{\perp} = |\langle +, +, + | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | -, -, - \rangle|$. Avec ces valeurs, nous pouvons ensuite déterminer les coefficients λ_j et Δ qui déterminent entièrement, selon (ii) et (iii), les propriétés concernant la séparabilité et la distillabilité de $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$.

Les résultats de l'expérience I (cf. section 5.3.2) nous donnent les coefficients suivants :

$$\begin{aligned} 2\lambda_{+-} &= P(+, -, +) + P(-, +, -) = P(e_1, g_2, g_3) + P(g_1, i_2, e_3) = 0.14 \pm 0.01 \\ 2\lambda_{-+} &= P(-, +, +) + P(+, -, -) = P(g_1, i_2, g_3) + P(e_1, g_2, e_3) = 0.15 \pm 0.01 \\ 2\lambda_{--} &= P(-, -, +) + P(+, +, -) = P(g_1, g_2, g_3) + P(e_1, i_2, e_3) = 0.13 \pm 0.01 . \end{aligned} \quad (5.39)$$

Pour déterminer $\Delta = 2\rho_{\perp}$ à partir des résultats de l'expérience II (cf. section 5.3.4), nous tombons, comme dans le raisonnement simple de la section 5.4.2, sur le problème que la visibilité V_{\perp} des franges de détection, que nous avons mesurée, ne nous donne pas directement une valeur pour l'élément de matrice ρ_{\perp} , car V_{\perp} dépend aussi de certains autres éléments de matrice dont nous ne connaissons pas la valeur (cf. équation (5.25)). Comme dans la section 5.4.2, nous sommes donc obligés de supposer que ces éléments sont négligeables pour l'état préparé dans notre expérience.

Partant de cette hypothèse raisonnable (cf. section 5.4.2), nous avons $\Delta = 2\rho_{\perp} = 2V_{\perp} = 28 \% \pm 2 \%$. Nous pouvons donc calculer les coefficients s_k dont nous avons besoin pour appliquer les points (ii) et (iii) de la section précédente. Etant donné que Δ est plus grand que $2\lambda_k$ pour tous les $k \neq ++$, nous trouvons $s_{+-} = s_{-+} = s_{--} = 1$. A partir de ce résultat, le point (ii) nous dit que l'état préparé ne peut pas être séparé par rapport aux trois partitions en deux sous-ensembles, P_k , et que $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$ n'est en particulier pas entièrement séparable (cf. équation (5.31)). Le point (iii) a ensuite pour conséquence qu'un état GHZ pur peut être distillé à partir de l'état expérimental $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$.

Estimation pessimiste

La conclusion que l'état $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$ n'est pas séparable et qu'il permettrait de distiller un état GHZ pur n'est valable que sous l'hypothèse que les éléments de matrice autres que

$\rho_{\perp} = |\langle +_{z^1}, +_{z^2}, +_{z^3} | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | -_{z^1}, -_{z^2}, -_{z^3} \rangle|$, qui apparaissent dans l'expression (5.25) pour la valeur moyenne de $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3$, soient négligeables. Dans la section 5.4.1 j'ai déjà discuté cette hypothèse et montré qu'elle est très raisonnable dans le cas de notre expérience.

On pourrait toutefois adopter une approche pessimiste et dire que, étant donné que nous n'avons aucun moyen d'extraire les valeurs de ces éléments de matrice de nos données expérimentales, nous devrions mettre une borne supérieure sur leurs valeurs absolues en examinant les éléments de matrice diagonaux que nous avons déterminés dans l'expérience I, section 5.3.1. En considérant ces bornes supérieures, nous devrions ensuite estimer si nos conclusions sont valables même en imaginant, dans le pire cas possible, que tous les éléments de matrice en question prennent leurs valeurs maximales.

Adoptons, pour le moment, ce point de vue et examinons, par exemple, l'élément de matrice $\rho_{-+-}^{++-} := |\langle +_{z^1}, +_{z^2}, -_{z^3} | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | -_{z^1}, -_{z^2}, +_{z^3} \rangle|$ qui est la cohérence entre les éléments de matrice

$$\rho_{-+-}^{++-} = \langle +_{z^1}, +_{z^2}, -_{z^3} | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | +_{z^1}, +_{z^2}, -_{z^3} \rangle = P(+_{z^1}, +_{z^2}, -_{z^3}) = P(e_1, g_2, g_3) = 0.096 \quad (5.40)$$

et

$$\rho_{--+}^{--+} = \langle -_{z^1}, -_{z^2}, +_{z^3} | \hat{\rho}_{\text{triplet}} | -_{z^1}, -_{z^2}, +_{z^3} \rangle = P(-_{z^1}, -_{z^2}, +_{z^3}) = P(g_1, i_2, e_3) = 0.031 \quad (5.41)$$

(cf. l'histogramme 5.3). La cohérence, ρ_{-+-}^{++-} , serait maximale si l'opérateur statistique réduit dans le sous-espace $\{|+_{z^1}, +_{z^2}, -_{z^3}\}, \{|-_{z^1}, -_{z^2}, +_{z^3}\}\}$ correspondait à un état pur du type $|\Psi_{-+-}^{++-}\rangle := a |+_{z^1}, +_{z^2}, -_{z^3}\rangle + b |-_{z^1}, -_{z^2}, +_{z^3}\rangle$, où les valeurs absolues des coefficients sont données par $|a| = \sqrt{P(+_{z^1}, +_{z^2}, -_{z^3})}$ et $|b| = \sqrt{P(-_{z^1}, -_{z^2}, +_{z^3})}$. Dans ce cas, nous aurions

$$\rho_{-+-}^{++-} = |ab^*| = |a||b| = \sqrt{P(+_{z^1}, +_{z^2}, -_{z^3})P(-_{z^1}, -_{z^2}, +_{z^3})} = 0.054 . \quad (5.42)$$

Cette relation nous donne donc une borne supérieure pour l'élément de matrice en question, $\rho_{-+-}^{++-} \leq 0.054$. De la même façon, nous trouvons $\rho_{-+-}^{+-+} \leq 0.061$ et $\rho_{-+-}^{-++} \leq 0.075$. Rappelons l'expression pour la valeur moyenne de $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3$ en utilisant ces nouvelles notations :

$$\begin{aligned} \langle \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3 \rangle &= \text{Tr}(\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3 \hat{\rho}_{\text{triplet}}) \\ &= 2\rho_{\perp} \cos(\Phi + \Phi_1) \\ &\quad + 2\rho_{-+-}^{--+} \cos(\Phi + \Phi_2) \\ &\quad + 2\rho_{-+-}^{+-+} \cos(\Phi + \Phi_3) \\ &\quad + 2\rho_{-+-}^{-++} \cos(\Phi + \Phi_4) , \end{aligned} \quad (5.43)$$

où Φ_i , $i = 1, \dots, 4$, sont les phases des cohérences correspondantes.

Supposons maintenant que tous les éléments de matrice dans cette expression aient la même phase, $\Phi' := \Phi_1 = \dots = \Phi_4$, et que chacune des trois cohérences «parasites» soit maximale, c'est-à-dire égale à sa borne supérieure. Dans ce cas, la valeur moyenne de $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3$ serait modulée avec une amplitude qui vaut deux fois la somme des valeurs absolues des quatre éléments de matrice,

$$\langle \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3 \rangle = 2(\rho_{\perp} + \rho_{-+-}^{++-} + \rho_{-+-}^{+-+} + \rho_{-+-}^{-++}) \cos(\Phi + \Phi') , \quad (5.44)$$

et la visibilité du signal de détection serait donnée par

$$V_{\perp} = \rho_{\perp} + \rho_{--+-}^{++-} + \rho_{-+-}^{++-} + \rho_{+--}^{++-} = \rho_{\perp} + 0.19 . \quad (5.45)$$

A partir de cette expression de la visibilité, nous pouvons fixer une borne inférieure pour ρ_{\perp} :

$$\rho_{\perp}^{\min} = \begin{cases} V_{\perp} - 0.19 & , \text{ si } V_{\perp} - 0.19 > 0 \\ 0 & , \text{ si } V_{\perp} - 0.19 \leq 0 \end{cases} . \quad (5.46)$$

La valeur expérimentale que nous avons déterminée vaut $V_{\perp} = 14 \% \pm 1 \%$ (cf. section 5.4.1). Cela veut dire que, étant donné le contraste de notre signal de détection transversal, nous ne pouvons pas, dans un sens strict, fixer une borne inférieure à la valeur de ρ_{\perp} , car $\rho_{\perp}^{\min} = 0$. Comme nous le voyons dans l'équation (5.46), nous pourrions même expliquer une visibilité de 19 % sans que ρ_{\perp}^{\min} soit non-nul.

Il faut toutefois souligner que ce résultat ne signifie pas que l'état $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$, préparé dans notre expérience, ne soit pas intriqué. Tout ce que nous constatons est que ses corrélations peuvent être expliquées sans évoquer de l'intrication, si nous supposons que toutes les cohérences dans l'expression (5.43) sont maximales et ont en plus la même phase.

Au niveau expérimental, cela voudrait dire que toutes les imperfections expérimentales qui ont mené à la population des états autres que $|+_{z}^{1}, +_{z}^{2}, +_{z}^{3}\rangle$ et $|-_{z}^{1}, -_{z}^{2}, -_{z}^{3}\rangle$ sont cohérentes et ont un rapport de phase bien précis entre elles. Comme j'ai déjà explicité dans la section 5.4.1, cela signifierait que les imperfections dans notre expérience de préparation d'un état GHZ ne sont pas de même nature que dans les expérience annexes à un atome, nous ayant permis d'identifier des imperfections expérimentales clairement non-cohérentes.

Cette supposition est donc très peu justifiée. Mais la seule façon de l'exclure avec certitude, serait d'effectuer des mesures sur l'état $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$ lui-même. Une approche serait d'améliorer la qualité des données en minimisant les imperfections expérimentales pour trouver un rapport plus favorable entre la visibilité et les bornes supérieures des cohérences parasites en question. L'autre approche consisterait en une mesure directe de l'élément de matrice ρ_{\perp} (auquel cas on pourrait se passer de toute hypothèse sur la forme de $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$). Cela pourrait être effectué : une mesure de tous les paramètres de la matrice densité pour une paire de photons intriquée a été réalisée dans [WJEK99]. Cette méthode peut, en principe, être adaptée à notre cas, car nous disposons, avec les impulsions d'analyse de phase et durée variable suivies de la détection des états d'énergie, de tous les «éléments d'optique» utilisés dans cette expérience de photons jumeaux.

L'inconvénient d'une telle mesure serait son caractère «tomographique» : une seule expérience ne détermine pas directement une cohérence de la matrice densité, mais plutôt une combinaison linéaire de cohérences (cf. la détection des corrélations longitudinales, où la visibilité V_{\perp} dépend de la somme de quatre éléments de matrice). En conséquence, nous devrions mesurer plusieurs opérateurs et appliquer ensuite aux probabilités pour les différents canaux de détection un algorithme linéaire d'inversion pour pouvoir en déduire la quantité recherchée. En général, il faudrait choisir et mesurer huit opérateurs de base (le choix de ces opérateurs n'est pas unique). Pour chaque mesure, nous avons huit canaux de détection, ce qui nous fait $8^2 = 64$ taux de coïncidences. Après normalisation, il nous reste donc 63 probabilités à partir desquelles nous pourrions reconstruire les 63 paramètres de $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$.

La question se pose de savoir si nous avons vraiment besoin de chacune de ces 63 probabilités pour déterminer un élément de matrice donné (comme ρ_{\perp} dans notre cas), ou si un choix d'opérateurs bien adapté ne nous permettrait pas d'extraire le résultat désiré avec un effort moindre. La réponse à cette question n'est pas triviale, car elle nécessiterait de savoir pour quel jeu d'opérateurs une reconstruction de $\hat{\rho}_{\text{triplet}}$ est possible. Il faudrait ensuite minimiser (voire annuler) la dépendance de l'élément de matrice recherché par rapport au plus grand nombre de probabilités de détection possible. D'un point de vue expérimental, il faut en plus s'assurer que les opérateurs correspondent à des observables qui sont facilement accessibles et non pas à des mesures dans des bases intriquées. Ce travail théorique est en cours.

5.5 Conclusions

J'ai présenté, dans ce chapitre, une expérience dans laquelle nous avons préparé deux atomes et le mode de la cavité dans un état intriqué du type GHZ. Pour démontrer que l'état préparé est bien celui attendu, nous avons détecté les corrélations entre les trois systèmes dans deux bases différentes. Aux imperfections expérimentales près, les résultats de ces deux expériences correspondent aux résultats prédits par la théorie.

J'ai ensuite analysé les résultats expérimentaux afin d'évaluer avec quelle fidélité nous avons préparé l'état désiré. Sur la base de cette fidélité, j'ai établi un critère simple pour estimer si la description théorique de l'état préparé nécessite un état quantique intriqué ou si les signaux expérimentaux peuvent être compris en supposant des corrélations classiques. Nous trouvons que ce critère est rempli par notre fidélité si nous corrigeons sa valeur pour les imperfections expérimentales dans l'étape de détection que nous avons déterminées au moyen d'expériences annexes. Par la suite, en analysant plus en profondeur les données expérimentales, j'ai établi un critère plus raffiné pour l'intrication de l'état préparé, ce critère étant même rempli par les données expérimentales brutes non corrigées. Il assure en plus que, en effectuant des opérations locales, on puisse en principe distiller un état GHZ pur à partir de l'état préparé.

En conclusion, notre expérience démontre notre capacité de préparer et de manipuler des états intriqués en électrodynamique quantique en cavité. En réalisant la séquence expérimentale présentée dans ce chapitre, nous avons mis en œuvre la préparation «sur mesure» d'un état intriqué à trois systèmes quantiques. La séquence expérimentale se compose de transformations unitaires, c'est-à-dire déterministes et réversibles, qui agissent sur un ou deux systèmes à la fois. Elle peut donc être modifiée afin de l'adapter à d'autres situations expérimentales.

Dans les perspectives dans la section suivante, je vais donner, comme application d'une telle séquence expérimentale modifiée, un schéma théorique pour la téléportation inconditionnelle d'un état quantique. Je vais aussi expliquer comment, dans un dispositif expérimental amélioré, l'état GHZ préparé peut nous permettre de tester le caractère non-local de la mécanique quantique. Finalement, je vais présenter une séquence expérimentale généralisée à un plus grand nombre de systèmes qui ouvre la voie à la préparation d'états quantiques intriqués de plus en plus complexes.

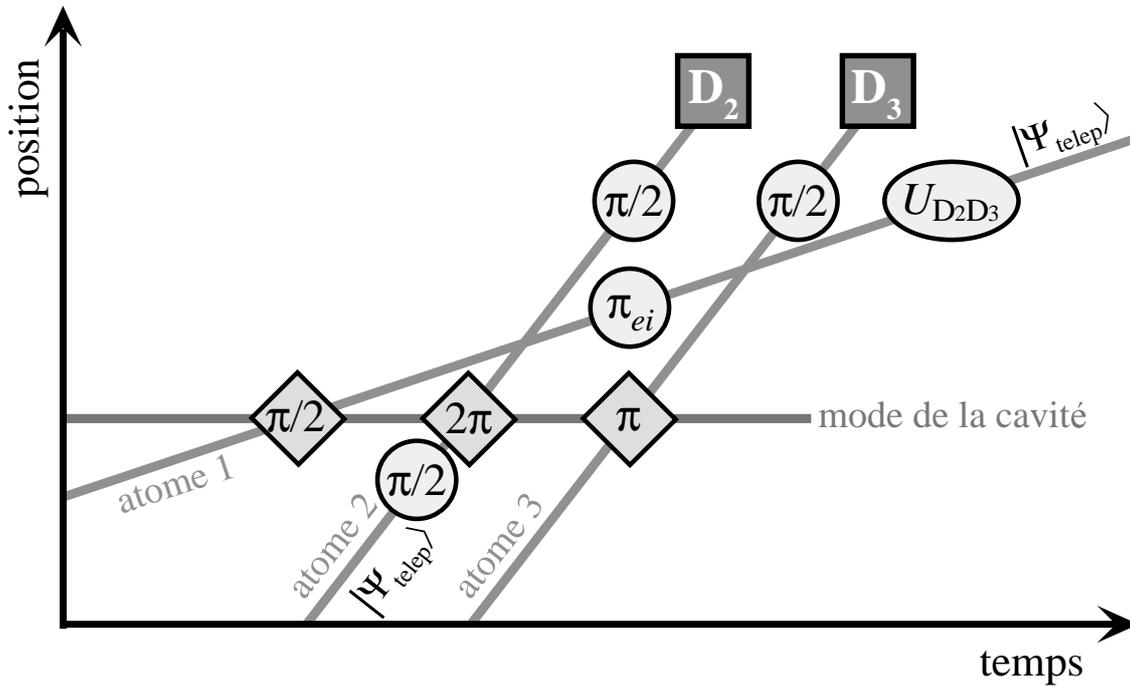


FIG. 5.6: Diagramme spatio-temporel représentant la téléportation inconditionnelle d'un état quantique (voir texte pour détails).

5.6 Perspectives

5.6.1 Téléportation inconditionnelle d'un état quantique

Je vais montrer, dans cette section, que la préparation d'un état intriqué entre deux atomes et le champ dans C représente une étape essentielle vers la téléportation inconditionnelle d'un état quantique [BBC⁺93] dans notre expérience. Sous condition d'une cavité améliorée sans anneau, qui permettrait pour les cohérences atomiques d'entrer dans la cavité et d'en sortir, le schéma expliqué dans la suite serait entièrement réalisable avec les techniques expérimentales qui sont à notre disposition.

Schéma théorique

Le processus comprend trois atomes, A_1 , A_2 et A_3 , et le mode de la cavité C . Le déroulement temporel du schéma théorique est représenté dans la figure 5.6. L'atome A_2 est préparé dans une superposition cohérente arbitraire des niveaux g_2 et i_2 , $c_g |g_2\rangle + c_i |i_2\rangle$, que nous appelons $|\Psi_{\text{telep}}\rangle$ dans la suite (cet état pourrait même être inconnu de l'expérimentateur). Le but de notre téléportation est de transférer $|\Psi_{\text{telep}}\rangle$ d'un endroit à un autre, c'est-à-dire de l'atome A_2 à un autre atome, sans que ces deux atomes interagissent entre eux. Nous allons voir que cela peut être accompli à l'aide de corrélations non-locales.

L'atome sur lequel $|\Psi_{\text{telep}}\rangle$ sera transféré est l'atome A_1 , initialement préparé dans l'état $|e_1\rangle$. Pour cela, A_1 subit une impulsion $\pi/2$ de Rabi dans C qui est initialement dans

l'état vide $|0\rangle$. Nous préparons ainsi un état EPR atome–champ (cf. équation (1.30)) :

$$|e_1, 0\rangle \xrightarrow{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{2}} (|e_1, 0\rangle - i |g_1, 1\rangle) . \quad (5.47)$$

Nous appliquons ensuite une impulsion π de Ramsey sur la transition $e \leftrightarrow i$ à A_1 , afin d'effectuer la transformation $|e_1\rangle \rightarrow |i_1\rangle$ (le niveau g_1 n'est pas affecté par cette impulsion). L'état atome–champ devient

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|e_1, 0\rangle - i |g_1, 1\rangle) \xrightarrow{\pi e_i} \frac{1}{\sqrt{2}} (|i_1, 0\rangle - i |g_1, 1\rangle) . \quad (5.48)$$

Nous allons voir, à la fin, que cette impulsion n'est en fait pas indispensable si nous nous contentons de transférer seulement toute l'information contenue dans $|\Psi_{\text{telep}}\rangle$ à A_1 . Un schéma qui téléporte l'état physique $|\Psi_{\text{telep}}\rangle$, par contre, nécessite l'étape (5.48).

L'atome A_2 subit une impulsion $\pi/2$ de Ramsey sur la transition $g \leftrightarrow i$ qui transforme les niveaux selon $|g_2\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(|g_2\rangle + |i_2\rangle)$ et $|i_2\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(-|g_2\rangle + |i_2\rangle)$. Avant son interaction avec C , l'état de A_2 est donc

$$\frac{1}{\sqrt{2}} [c_g(|g_2\rangle + |i_2\rangle) + c_i(-|g_2\rangle + |i_2\rangle)] . \quad (5.49)$$

A ce point, nous effectuons l'opération «porte» avec un déphasage de π entre A_2 et C . Pour cela, A_2 interagit, de manière résonnante, avec C pendant un temps d'interaction qui correspond à une impulsion 2π de Rabi dans le champ d'un photon. L'état de A_2 devient donc intriqué avec la paire EPR A_1 – C :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left\{ [c_g(|g_2\rangle + |i_2\rangle) + c_i(-|g_2\rangle + |i_2\rangle)] \otimes (|i_1, 0\rangle - i |g_1, 1\rangle) \right\} \xrightarrow{2\pi} \\ \frac{1}{2} [c_g(|g_2\rangle + |i_2\rangle) + c_i(-|g_2\rangle + |i_2\rangle)] \otimes |i_1, 0\rangle \\ - \frac{i}{2} [c_g(-|g_2\rangle + |i_2\rangle) + c_i(|g_2\rangle + |i_2\rangle)] \otimes |g_1, 1\rangle \end{aligned} \quad (5.50)$$

Il faut souligner que A_2 effectue son impulsion 2π de Rabi dans C après que A_1 l'a quittée. Aucune interaction entre A_1 et A_2 n'a donc lieu et la distance entre A_1 et A_2 dans l'expérience pourrait être de l'ordre du centimètre.

Après l'opération «porte», nous appliquons à A_2 une deuxième impulsion $\pi/2$ de Ramsey sur la transition $g \leftrightarrow i$ qui réalise, comme la première, les transformations $|g_2\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(|g_2\rangle + |i_2\rangle)$ et $|i_2\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(-|g_2\rangle + |i_2\rangle)$ (les deux impulsions ont donc la même phase ; cf. équation (1.37), page 27). L'état A_1 – A_2 – C s'écrit

$$\frac{1}{\sqrt{2}} [(c_g |i_2\rangle - c_i |g_2\rangle) \otimes |i_1, 0\rangle - i (-c_g |g_2\rangle + c_i |i_2\rangle) \otimes |g_1, 1\rangle] . \quad (5.51)$$

Ensuite, nous envoyons l'atome A_3 dans le niveau g_3 . Il subit une impulsion π de Rabi dans le champ d'un photon dans C . A une phase près, l'état de C est donc transféré sur

A_3 (cf. section 1.3.3) et nous avons l'état A_1 - A_2 - A_3

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{2}} [(c_g |i_2\rangle - c_i |g_2\rangle) \otimes |i_1, g_3\rangle - (-c_g |g_2\rangle + c_i |i_2\rangle) \otimes |g_1, e_3\rangle] \\ & = \frac{c_g}{\sqrt{2}} (|i_1, i_2, g_3\rangle + |g_1, g_2, e_3\rangle) - \frac{c_i}{\sqrt{2}} (|i_1, g_2, g_3\rangle + |g_1, i_2, e_3\rangle) . \end{aligned} \quad (5.52)$$

Si nous analysons le schéma théorique présenté jusqu'ici, nous voyons que la séquence des impulsions de Ramsey et les interactions des atomes avec C sont identiques à la séquence de préparation de notre état GHZ incluant la détection des corrélations longitudinales (expérience I, page 110). Les seules différences sont, qu'ici, nous transférons l'état $|e_1\rangle$ de A_1 dans $|i_1\rangle$ (comme j'ai déjà indiqué, cette transformation n'est, strictement, pas obligatoire pour la téléportation) et que l'état initial de l'atome A_2 est une superposition cohérente des niveaux g_2 et i_2 (l'état à téléporter $|\Psi_{\text{telep}}\rangle$), au lieu de $|g_2\rangle$. Si nous mettons $c_g = 1$ et $c_i = 0$ et si nous remplaçons l'état $|i_1\rangle$ par $|e_1\rangle$ dans (5.52), nous trouvons donc exactement le même état que celui qui serait préparé dans l'expérience I juste avant la détection des atomes, si l'anneau de la cavité laissait passer les cohérences atomiques.

La dernière étape avant la détection des atomes A_2 et A_3 est une impulsion $\pi/2$ de Ramsey sur la transition $e \leftrightarrow g$ que nous appliquons à l'atome A_3 . Cette impulsion effectue les transformations $|e_3\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(|e_3\rangle + |g_3\rangle)$ et $|g_3\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(|g_3\rangle - |e_3\rangle)$. Nous obtenons ainsi l'état A_1 - A_2 - A_3

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} [|g_2, e_3\rangle \otimes (c_g |g_1\rangle + c_i |i_1\rangle) \\ & - |i_2, e_3\rangle \otimes (c_i |g_1\rangle + c_g |i_1\rangle) \\ & - |i_2, g_3\rangle \otimes (c_i |g_1\rangle - c_g |i_1\rangle) \\ & + |g_2, g_3\rangle \otimes (c_g |g_1\rangle - c_i |i_1\rangle)] . \end{aligned} \quad (5.53)$$

Une mesure de l'état des atomes A_2 et A_3 projette donc A_1 sur un état qui est, à des transformations unitaires près, identique à l'état $|\Psi_{\text{telep}}\rangle$. Ces transformations dépendent en fait du résultat de la mesure. Si nous détectons A_2 et A_3 dans le canal de détection $\{g_2, e_3\}$, plus aucune transformation n'est nécessaire : A_1 se trouve dans l'état $|\Psi_{\text{telep}}\rangle$. Si nous détectons A_2 et A_3 dans les canaux de détection $\{i_2, e_3\}$ ou $\{i_2, g_3\}$, il faut appliquer, avec la phase appropriée, une impulsion π de Ramsey sur la transition $g \leftrightarrow i$ à A_1 , afin de transformer son état dans $|\Psi_{\text{telep}}\rangle$. Et finalement, quand A_2 et A_3 sont détectés dans $\{g_2, g_3\}$, il faut changer la phase relative entre les états $|g_1\rangle$ et $|i_1\rangle$ de π . Cela peut, par exemple, être réalisé en appliquant à A_1 une impulsion 2π de Ramsey sur la transition $e \leftrightarrow g$. Une autre méthode serait de déphaser la cohérence atomique de π au moyen d'une impulsion de champ Stark (cf. annexe A.2).

Quelques remarques

Le schéma représente une téléportation inconditionnelle de l'état $|\Psi_{\text{telep}}\rangle$ entre les atomes A_2 et A_1 . Ceci est possible parce que l'ensemble des opérations effectuées sur A_2 et A_3 (resp. C) revient à une mesure complète des deux systèmes dans la base des états de Bell, c'est-à-dire dans une base intriquée [BBC⁺93].

Une telle mesure n'est pas faisable pour les états de polarisation de deux photons car à ce jour il n'existe pas de réalisation expérimentale d'une porte logique quantique agissant sur des photons individuels. Les expériences de téléportation quantique d'un état de polarisation d'un photon sont donc conditionnées à la détection d'un sous-ensemble des états de la base de Bell [BPM⁺97, BBM⁺98].

Une autre différence par rapport aux expériences avec des photons est, qu'ici, nous téléporterions un état d'une particule massive. En principe, le transfert de cet état entre les atomes pourrait se faire à la vitesse de la lumière (le temps que mettrait l'information classique concernant le résultat de la mesure de A_2 et A_3 dans la base de Bell pour être envoyée). Etant donné que les atomes ne peuvent pas se propager à cette vitesse, cela représenterait un exemple remarquable de la non-localité quantique.

Enfin, vue la forte connotation de science-fiction du terme téléportation, il serait peut-être utile de résumer les propriétés du processus présenté : cette téléportation quantique

- transmettrait exactement l'état électronique d'un atome (à un endroit) à un autre atome (à un autre endroit)
- transmettrait aussi une intrication éventuelle de l'atome d'origine avec un système quantique auxiliaire à l'atome cible
- serait impossible sans la non-localité de la mécanique quantique et les postulats de la mesure quantique

Pourtant, cette téléportation quantique

- ne transmettrait pas de la matière, car l'atome, sur lequel l'état quantique est transféré, est déjà présent avant la téléportation
- ne transmettrait pas de l'information plus vite que la lumière, car avant l'arrivée de l'information classique concernant les résultats de la mesure des atomes A_2 et A_3 , l'atome A_1 se trouve dans un mélange statistique des niveaux g_1 et i_1 , avec des poids égaux, et ne porte pas d'information
- ne clone pas un système quantique, car l'état de l'atome A_2 est téléporté, mais l'«original» est perdu lors de la mesure
- serait difficilement généralisable à un système complexe, car cela impliquerait des états intriqués macroscopiques qui seraient sensibles à la décohérence

5.6.2 Un test de la mécanique quantique

Dans cette section, je vais présenter les principes d'un test de la validité de la mécanique quantique qui prédit, comme nous allons le voir dans la suite, des corrélations non-locales pour l'état GHZ, face à des théories alternatives qui sont classiques dans le sens où elles respectent la réalité et la localité telles que EPR les définissent (cf. page 2 de l'introduction).

L'argument GHZ

L'argument que je donnerai n'est pas dans la forme originale de GHZ mais dans la version raffinée et simplifiée de Mermin, qui date de 1990 [Mer90b]. Pour développer cet argument,

considérons l'ensemble complet d'opérateurs Hermitiens commutants des trois spin-1/2

$$\sigma_x^1 \sigma_y^2 \sigma_y^3, \quad \sigma_y^1 \sigma_x^2 \sigma_y^3, \quad \sigma_y^1 \sigma_y^2 \sigma_x^3. \quad (5.54)$$

Même si les σ_x^i et σ_y^i anticommulent pour chacun des trois spin-1/2, les opérateurs (5.54) commutent, en effet, parce que le produit de chaque paire d'opérateurs peut être transformé en le produit dans l'ordre inverse en passant par un nombre pair d'anticommutations.

Nous pouvons facilement nous convaincre que l'état $|\Psi_{\text{GHZ}}\rangle$ est, à la fois, état propre des trois opérateurs, avec valeur propre +1 dans les trois cas. Ceci veut dire que, si nous mesurons σ_x sur un des trois spin-1/2 et σ_y sur les deux autres, le produit des trois résultats (chacun +1 ou -1) est égal à +1, quel que soit le spin-1/2 que nous avons choisi pour la mesure de σ_x . En conséquence, nous pouvons prédire avec certitude le résultat d'une mesure de σ_x sur un des trois spin-1/2 en mesurant σ_y sur les deux autres spin-1/2 : si les deux composantes y sont les mêmes, la mesure de la composante x du troisième spin-1/2 doit donner +1 ; si, par contre, les deux composantes y sont différentes, nous devons trouver -1 pour la composante x du troisième spin-1/2.

Appliquons maintenant les hypothèses de la localité et de la réalité de EPR (cf. page 2) à cette situation. Les trois spin-1/2 peuvent être arbitrairement éloignés. Selon l'hypothèse de la localité, les mesures de σ_y sur les deux autres spin-1/2 ne peuvent alors pas perturber le spin-1/2 duquel nous voulons connaître la composante x . L'hypothèse de la réalité suggère donc qu'il existe des éléments de réalité m_x^1, m_x^2 et m_x^3 , chacun ayant une valeur +1 ou -1, qui attendent d'être dévoilés par une paire de mesures de σ_y sur d'autres spin-1/2 à distance.

Nous pouvons aussi prédire, de façon toute à fait similaire, la composante y d'un des trois spin-1/2 en mesurant respectivement σ_x et σ_y sur les deux autres. En conséquence, m_y^1, m_y^2 et m_y^3 sont aussi des éléments de réalité avec des valeurs +1 ou -1, qui peuvent être dévoilés par des mesures lointaines.

Déjà à ce stade, nous pouvons voir que notre raisonnement ne peut pas être en accord avec la mécanique quantique, car σ_x^i et σ_y^i ne commutent pas et donc ne peuvent pas avoir simultanément des valeurs pour chaque spin-1/2. Il demeure toutefois vrai que les résultats des six mesures possibles peuvent être prédits avec une probabilité 1. Raisonnons alors pour le moment comme si ces six éléments de réalité existaient. Dans ce cas, leurs valeurs sont contraintes par le fait que les valeurs des opérateurs $\sigma_x^1 \sigma_y^2 \sigma_y^3, \sigma_y^1 \sigma_x^2 \sigma_y^3$ et $\sigma_y^1 \sigma_y^2 \sigma_x^3$, qui sont toutes égales à +1 pour l'état $|\Psi_{\text{GHZ}}\rangle$, doivent être identiques aux valeurs des produits correspondants $m_x^1 m_y^2 m_y^3, m_y^1 m_x^2 m_y^3$ et $m_y^1 m_y^2 m_x^3$. Mais, si ces trois quantités sont égales à +1, la même chose est vraie pour leur produit combiné. Étant donné que la valeur de chaque m_y^i est soit +1, soit -1 et que chaque m_y^i apparaît deux fois, ce produit combiné est simplement égal à $m_x^1 m_x^2 m_x^3$. L'hypothèse de l'existence des éléments de réalité nous amène donc à prédire que, si nous mesurons σ_x pour les trois spin-1/2 préparés dans l'état $|\Psi_{\text{GHZ}}\rangle$, le produit des trois résultats doit toujours être égal à +1.

Mais nous pouvons aussi prédire la valeur de ce produit sans évoquer des éléments de réalité, en nous reposant sur la mécanique quantique. Cette valeur correspond simplement au résultat de la mesure de l'opérateur Hermitien

$$\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3. \quad (5.55)$$

Il est, encore une fois, facile de se convaincre que $|\Psi_{\text{GHZ}}\rangle$ est un état propre de cet opérateur. Cela est peu surprenant car nous nous attendons, selon le raisonnement ci-dessus, à ce qu'on trouve toujours la même valeur $+1$ en mesurant $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3$ sur $|\Psi_{\text{GHZ}}\rangle$. Il est surprenant, par contre, que nous ne trouvions pas $+1$ mais au contraire -1 comme valeur propre de $|\Psi_{\text{GHZ}}\rangle$ par rapport à $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3$.

Nous aboutissons alors à une contradiction : l'hypothèse de la localité combinée avec l'hypothèse de la réalité exige que le produit des trois résultats soit toujours égal à $+1$, alors que la mécanique quantique nous dit que ce produit est toujours égal à -1 . En raison de cette contradiction, il est clair qu'une expérience dans laquelle nous préparons un état GHZ sur lequel nous mesurons ensuite la valeur de $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3$ pourrait nous permettre de réfuter soit les théories à variables cachées, soit la mécanique quantique.

On pourrait faire l'objection que raisonner en analysant les prédictions pour un état à trois spin-1/2, comme le font GHZ, rend l'expérience de pensée simplement plus complexe que dans le raisonnement de Bell, qui analysait l'état EPR. Après tout, nous rencontrons dans les deux cas une situation qui nous permet de confronter les théories classiques et la mécanique quantique. Mais il existe quand même une différence importante entre les deux lignes de raisonnement : dans l'argument de Bell la différence entre la mécanique quantique et les théories classiques se manifeste dans les prédictions statistiques concernant des corrélations imparfaites. Rien qu'au niveau conceptuel, Bell était donc obligé d'introduire des inégalités qui permettent de distinguer les deux cas. Dans l'argument GHZ, par contre, nous ne trouvons pas d'inégalité et, au moins au niveau conceptuel, le raisonnement se passe entièrement de toute statistique.

Quelques remarques concernant l'interprétation de l'argument GHZ

Etant donné que l'argument GHZ ne repose pas sur une inégalité, on entend souvent dire que, dans une expérience idéale (sans imperfections au niveau de la préparation et de la détection de l'état), une seule mesure suffirait à opter pour les théories classiques ou la mécanique quantique. Mais, même dans le cas d'une telle expérience idéale, cette idée n'est pas correcte. Le problème est qu'il faut d'abord démontrer qu'on a bien préparé l'état GHZ, c'est-à-dire un état qui donne toujours $+1$ si on mesure les trois opérateurs (5.54). Mais ceci n'est jamais entièrement possible, parce qu'on ne peut qu'effectuer un nombre fini de mesures pour démontrer cette propriété. A cause de ce nombre fini de mesures, nous ne pouvons jamais être sûrs que nous avons vraiment préparé l'état GHZ. Même dans le cas de l'état GHZ et pour une expérience idéale, nous sommes donc obligés d'effectuer un grand nombre de mesures, nous permettant de dire avec quelle probabilité leurs résultats sont compatibles avec les théories classiques.

Application de l'argument au cas de notre expérience

Pour effectuer le test suggéré par l'argument GHZ dans notre expérience, nous devrions mesurer les valeurs moyennes des opérateurs

$$\sigma_x^1 \sigma_y^2 \sigma_y^3, \sigma_y^1 \sigma_x^2 \sigma_y^3, \sigma_y^1 \sigma_y^2 \sigma_x^3 \text{ et } \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3 . \quad (5.56)$$

Dans l'expérience II de ce chapitre, nous avons en fait mesuré la valeur moyenne de l'opérateur $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_\Phi^3$ où σ_Φ^3 correspond à une détection de l'atome A_3 le long d'un axe dans le plan x - y faisant l'angle Φ par rapport à l'axe x . En particulier, pour $\Phi = 0$, nous avons donc déterminé la valeur moyenne de $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3$.

Dans l'expérience nous trouvons $\langle \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3 \rangle = -0.28 \pm 0.03$, une valeur qui est plus près de la valeur théorique de -1 prédite par la mécanique quantique que de la valeur de $+1$ que demanderait une théorie classique sous condition que les mesures des autres trois opérateurs donnent toujours $+1$. La question se pose de savoir si une telle valeur réduite par les imperfections expérimentales nous permettrait tout de même d'exclure la validité des théories classiques. Ce problème a été attaqué dans plusieurs travaux théoriques [Mer90a, RS91, Ard92] qui trouvent tous le même résultat : pour un état GHZ, nous entrons dans le régime quantique si les franges d'interférence à trois particules (comme par exemple la valeur moyenne $\langle \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_\Phi^3 \rangle$ en fonction de Φ) ont une visibilité supérieure à 50 %.

La visibilité des franges que nous avons détectées dans l'expérience II vaut $V_\perp = 14\% \pm 1\%$ (cf. section 5.4.1) et n'atteint donc pas ce seuil. Dans les conditions actuelles de notre expérience il serait donc inutile de déterminer les valeurs moyennes des trois autres opérateurs, car le contraste expérimental des données serait trop réduit. Un test de la mécanique quantique au moyen d'un état GHZ demanderait donc tout d'abord une amélioration de notre dispositif expérimental.

Malgré cela, la question est intéressante de savoir si, expérimentalement, nous avons accès aux trois autres opérateurs. La réponse est évidente : en adaptant la phase des impulsions $\pi/2$ de Ramsey d'analyse sur la transition $e \leftrightarrow g$, $R_1^{(\text{II})}$ et $R_3^{(\text{II})}$, que nous appliquons respectivement à l'atome A_1 et A_3 dans l'expérience II (cf. section 5.3.3),³ nous pouvons détecter ces atomes le long de n'importe quel axe dans le plan x - y . Pour l'atome A_2 , la détection directe de son état d'énergie correspondait à une mesure de l'opérateur σ_x^2 (cf. section 5.3.3). Pour détecter cet atome le long d'un autre axe de quantification, il faudrait lui appliquer, avec la phase appropriée, une impulsion $\pi/2$ d'analyse, $R_2^{(\text{II})}$, sur la transition $g \leftrightarrow i$.

Compte tenu de l'impulsion $\pi/2$ que nous appliquons à l'atome A_2 lors de la préparation de l'état GHZ, P_2 , une telle expérience comprendrait donc au total quatre impulsions $\pi/2$. Deux de ces impulsions, $R_1^{(\text{II})}$ et $R_3^{(\text{II})}$, seraient appliquées sur la transition $e \leftrightarrow g$ et les deux autres, P_2 et $R_2^{(\text{II})}$, sur la transition $g \leftrightarrow i$. Dans la suite, les phases de ces impulsions seront appelées respectivement φ_{P_2} et φ_{R_j} pour les impulsions P_2 et $R_j^{(\text{II})}$ (cf. section 1.5).

Examinons maintenant l'effet physique de ces phases. Pour cela, rappelons les transformations qu'une impulsion micro-onde induit (équation (1.37), page 27) :

$$\begin{aligned} |a\rangle &\longrightarrow \cos(\Omega_R t_i^{\text{int}}/2) |a\rangle + e^{i\varphi} \sin(\Omega_R t_i^{\text{int}}/2) |b\rangle \\ |b\rangle &\longrightarrow -e^{-i\varphi} \sin(\Omega_R t_i^{\text{int}}/2) |a\rangle + \cos(\Omega_R t_i^{\text{int}}/2) |b\rangle, \end{aligned} \quad (5.57)$$

où a et b correspondent aux niveaux de plus haute et de plus basse énergie qui sont couplés (couplage $\Omega_R/2$), de façon résonnante, aux champs micro-ondes pendant un temps t_i^{int} .

³Pour raison de simplicité, je raisonne ici en termes d'impulsions d'analyse sur la transition $e \leftrightarrow g$. Dans la vraie expérience, ces impulsions seraient remplacées par une impulsion π sur la transition $g \leftrightarrow i$ plus une impulsion $\pi/2$ sur la transition $e \leftrightarrow i$ (cf. section 5.3.3, page 115, et annexe A.1.2)

La phase φ , comme je l'ai déjà indiqué dans la section 1.5, page 27, assure que le dipôle atomique est en quadrature avec le champ. Elle dépend donc de la phase de l'impulsion sur la transition $a \leftrightarrow b$, $\varphi_{a \leftrightarrow b}$, et de la définition des états atomiques $|a\rangle$ et $|b\rangle$.

Cela veut dire que nous pouvons «absorber» $\varphi_{a \leftrightarrow b}$ dans cette définition : en choisissant $|a\rangle$ et $|b\rangle$ de telle manière que $-\mathbf{d}_{ab} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{a \leftrightarrow b}$ soit complexe ($\mathbf{d}_{ab} = \langle a | q \hat{\mathbf{r}} | b \rangle$ étant l'élément de matrice dipolaire et $\boldsymbol{\epsilon}_{a \leftrightarrow b}$ la polarisation du champ qui induit la transition) et que $-e^{i(\varphi_{a \leftrightarrow b} - \vartheta)} \mathbf{d}_{ab} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{a \leftrightarrow b}$ soit réel et positif, les équations de transformation (5.57) deviennent

$$\begin{aligned} |a\rangle &\longrightarrow \cos(\Omega_R t_i^{\text{int}}/2) |a\rangle + e^{i\vartheta} \sin(\Omega_R t_i^{\text{int}}/2) |b\rangle \\ |b\rangle &\longrightarrow -e^{-i\vartheta} \sin(\Omega_R t_i^{\text{int}}/2) |a\rangle + \cos(\Omega_R t_i^{\text{int}}/2) |b\rangle, \end{aligned} \quad (5.58)$$

où ϑ est une phase arbitraire qui ne dépend plus de $\varphi_{a \leftrightarrow b}$.

Pour chaque transition atomique sur laquelle nous appliquons des impulsions micro-ondes, nous avons donc la liberté de définir les états atomiques de telle manière que la phase de la première impulsion n'apparaisse pas dans l'état préparé. Mais une fois que les états atomiques ont été définis en fonction des premières impulsions sur chaque transition, les phases des impulsions suivantes interviennent en général dans le résultat. Autrement dit, la seule quantité qui a une signification physique est la phase relative entre les impulsions que nous appliquons sur chaque transition.

Ce fait a une conséquence importante pour la mesure des opérateurs (5.56) : étant donné que $R_1^{(\text{II})}$ est la première impulsion que nous appliquons sur la transition $e \leftrightarrow g$, sa phase n'intervient pas dans le résultat de l'expérience. Nous pouvons constater que dire que nous détectons l'atome A_1 le long de l'axe de quantification x , comme nous l'avons fait dans la section 5.3.3, est juste une convention qui dépend de la définition des états atomiques $|e\rangle$ et $|g\rangle$. De même droit, nous pouvons dire que nous avons détecté A_1 le long de n'importe quel autre axe de quantification dans le plan x - y , faisant par exemple un angle Θ par rapport à l'axe x , c'est-à-dire que nous avons mesuré l'opérateur σ_{Θ}^1 .

L'atome A_3 est ensuite analysé en lui appliquant l'impulsion $R_3^{(\text{II})}$. Il s'agit de la deuxième impulsion sur la transition $e \leftrightarrow g$. La phase relative $\Phi = \varphi_{R3} - \varphi_{R1}$ entre les impulsions $R_1^{(\text{II})}$ et $R_3^{(\text{II})}$ détermine donc le long de quel axe de quantification nous détectons A_3 par rapport à A_1 . Si, par exemple, nous disons que nous mesurons σ_{Θ}^1 pour l'atome A_1 , cela veut dire que nous mesurons $\sigma_{\Phi-\Theta}^3$ pour l'atome A_3 .⁴

Ceci signifie que, en effectuant les mesures de l'expérience II, nous n'avons pas seulement mesuré l'opérateur $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi}^3$ mais en fait toute la classe d'opérateurs

$$\sigma_{\Theta}^1 \sigma_x^2 \sigma_{\Phi-\Theta}^3 \quad \text{pour } \Theta \in [0, 2\pi[. \quad (5.59)$$

En particulier, nous constatons que, pour $\Phi = 0$, en plus d'avoir mesuré la valeur moyenne de l'opérateur $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3$ (cela correspond au choix $\Theta = 0$), nous avons en même temps déterminé la valeur moyenne de l'opérateur $\sigma_y^1 \sigma_x^2 \sigma_{-y}^3 = -\sigma_y^1 \sigma_x^2 \sigma_y^3$ (nous choisissons $\Theta = \pi/2$ dans ce cas), c'est-à-dire la valeur moyenne d'un deuxième des quatre opérateurs (5.56). Sa valeur est $\langle \sigma_y^1 \sigma_x^2 \sigma_y^3 \rangle = -\langle \sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3 \rangle = +0.28 \pm 0.03$ (cf. ci-dessus). Dans notre

⁴N. B. : Nous mesurons bien $\sigma_{\Phi-\Theta}^3$ et non pas $\sigma_{\Phi+\Theta}^3$, car les définitions des états du spin fictif ne sont pas les mêmes pour les atomes A_1 et A_3 (cf. section 5.3, page 110). Nous avons choisi $|+\frac{1}{z}\rangle = |e_1\rangle$ ($|-\frac{1}{z}\rangle := |g_1\rangle$) et $|+\frac{3}{z}\rangle = |g_3\rangle$ ($|-\frac{3}{z}\rangle := |e_3\rangle$).

cas, les opérateurs $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3$ et $\sigma_y^1 \sigma_x^2 \sigma_y^3$ correspondent donc, à un signe moins près, à la même observable physique.

Pour déterminer les deux opérateurs restants, il suffirait d'effectuer une seule autre expérience dans laquelle nous mesurons la valeur moyenne de la classe d'opérateurs

$$\sigma_{\Theta}^1 \sigma_y^2 \sigma_{\Phi-\Theta}^3 \quad \text{pour } \Theta \in [0, 2\pi[. \quad (5.60)$$

Cette mesure nécessiterait, comme précédemment, les deux impulsions d'analyse, $R_1^{(\text{II})}$ et $R_3^{(\text{II})}$, appliquées respectivement aux atomes A_1 et A_3 sur la transition $e \leftrightarrow g$. De plus, la détection de l'atome A_2 le long de l'axe y nécessiterait une impulsion d'analyse, $R_2^{(\text{II})}$, appliquée à A_2 sur la transition $g \leftrightarrow i$. La phase relative de cette impulsion par rapport à l'impulsion de préparation P_2 (c'est cette impulsion P_2 qui fixe la phase relative des états $|g\rangle$ et $|i\rangle$) devrait être égale à $\varphi_{R_2} - \varphi_{P_2} = \pi/2$. Cette impulsion transformerait les niveaux selon $|g_2\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(|g_2\rangle + i|i_2\rangle)$ et $|i_2\rangle \rightarrow (1/\sqrt{2})(|i_2\rangle + i|g_2\rangle)$. Après cette impulsion, une détection de l'atome dans le niveau i_2 correspondrait donc à une détection de l'état $|+^2_y\rangle = (1/\sqrt{2})(|+^2_z\rangle + i|-^2_z\rangle) = (1/\sqrt{2})(e^{-i\pi/4}|g_2\rangle + e^{i\pi/4}|i_2\rangle)$.⁵

En mesurant la valeur moyenne de l'opérateur (5.60), nous aurions, pour $\Phi = \pi/2$, en particulier déterminé les valeurs moyennes des opérateurs $\sigma_x^1 \sigma_y^2 \sigma_y^3$ et $\sigma_y^1 \sigma_y^2 \sigma_x^3$ (dans notre cas, ces deux opérateurs correspondent encore une fois à la même observable physique, car ils se distinguent uniquement par le choix de l'angle Θ qui serait respectivement égal à 0 et $\pi/2$).

Comme remarque finale, il faut mentionner que, en absorbant les phases des impulsions P_2 et $R_1^{(\text{II})}$ dans les définitions des états atomiques $|e\rangle$, $|g\rangle$ et $|i\rangle$, nous faisons quand même une hypothèse : nous supposons que les atomes, avant de subir ces impulsions P_2 et $R_1^{(\text{II})}$, ne «voient» pas les deux champs micro-ondes, qui les induisent. Si cela n'était pas le cas, c'est-à-dire si les atomes interagissaient avec ces champs (ce qui pourrait en principe arriver dans le dispositif expérimental par des fuites micro-ondes), ce serait cette interaction «parasite» qui fixerait les phases des états atomiques. Pour exclure cette possibilité, il faudrait donc effectuer des expériences annexes à un atome : l'atome devrait être envoyé dans le niveau e (g) à travers le dispositif expérimental et il faudrait lui appliquer une impulsion d'analyse $\pi/2$ sur la transition $e \leftrightarrow g$ ($g \leftrightarrow i$) en variant la phase de cette impulsion. Si, sans égard à cette phase, le transfert induit par l'impulsion reste invariablement à 50 %, nous pouvons être sûrs qu'aucune interaction atome–champ $e \leftrightarrow g$ (champ $g \leftrightarrow i$) n'a eu lieu avant l'impulsion d'analyse.

5.6.3 Préparation d'un état de Mermin à N systèmes quantiques

Comme nous avons vu dans la section 5.6.2, le programme EPR, tel que je l'ai présenté dans l'introduction, page 2, n'est pas compatible avec les corrélations parfaites de l'état GHZ. Le contraste des franges d'interférence à trois particules observé dans l'expérience doit être supérieur à 50 % pour pouvoir réfuter les théories classiques alternatives à la mécanique quantique.

⁵Les états du spin fictif étaient définis comme $|\pm^2_z\rangle = (1/\sqrt{2})(|i_2\rangle \pm |g_2\rangle)$ (cf. section 5.2, page 108).

Ce que Mermin a démontré en 1990 [Mer90a], est que l'argument GHZ peut également être appliqué à des états GHZ généralisés à N systèmes quantiques. Je donne ici la forme d'un tel état en termes de N spins-1/2 :

$$|\Psi_{\text{Mermin}}^{\text{theo}}\rangle := \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\underbrace{|+, +, \dots, +\rangle}_N - \underbrace{|-, -, \dots, -\rangle}_N \right). \quad (5.61)$$

La caractéristique qui rendrait un tel état intéressant pour un test de la mécanique quantique est le fait que le contraste des franges d'interférence à N systèmes nécessaire pour exclure la validité des théories classiques décroît exponentiellement avec N . Plus précisément, la visibilité critique est $V_{\text{crit}} = 1/\sqrt{2^{(N-1)}}$ si nous analysons chaque spin-1/2 le long de deux axes de quantification (dans un travail plus récent [ZK97], il a été démontré que, pour $N \geq 4$, la visibilité critique est en fait encore plus petite, $V'_{\text{crit}} = \sqrt{3}(\frac{2}{3})^N$, si nous considérons trois mesures pour chaque spin-1/2).

Principe de la séquence expérimentale

Je vais montrer, dans la suite, que la séquence expérimentale de préparation de l'état GHZ, telle que je l'ai présentée dans la section 5.2, peut, en principe, être étendue à la préparation d'un état de Mermin à N systèmes quantiques. Cela est possible, parce que l'interaction de l'atome A_2 avec le champ dans C lors de la séquence de préparation de l'état GHZ ne change idéalement pas le nombre de photons dans C . Le déroulement temporel de la séquence modifiée est représenté dans la figure 5.7. Après avoir préparé l'atome A_1 et C dans l'état EPR tel que le donne l'équation (5.4), nous pourrions donc, à la place d'un seul atome A_2 , envoyer une série de $N - 2$ atomes, $A_2 - A_3 - \dots - A_{N-1}$, tous préparés dans l'état $(1/\sqrt{2})(|i\rangle + |g\rangle)$.

L'état de cette série d'atomes deviendrait donc corrélé avec les parties de l'état $A_1 - C$ qui correspondent respectivement à zéro et un photon dans C : tous les atomes $A_2 - \dots - A_{N-1}$ se trouveraient dans l'état $(1/\sqrt{2})(|i\rangle + |g\rangle)$ dans le cas de zéro photon et dans l'état $(1/\sqrt{2})(|i\rangle - |g\rangle)$ dans le cas d'un photon. Idéalement, ce processus préparerait donc l'état intriqué

$$|\Psi_{\text{Mermin}}^{\text{exp}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|+\frac{1}{z}, +\frac{2}{z}, \dots, +\frac{N-1}{z}, +\frac{C}{z}\rangle - |-\frac{1}{z}, -\frac{2}{z}, \dots, -\frac{N-1}{z}, -\frac{C}{z}\rangle \right), \quad (5.62)$$

où les notations correspondent à celles utilisées dans la section 5.2.

Quelques remarques

Au vu du déroulement temporel resserré pour la préparation de l'état GHZ dans notre expérience (cf. annexe A), il faut toutefois souligner que des améliorations de notre dispositif expérimental seraient nécessaires pour intriquer quatre systèmes ou plus. En particulier, il nous faudrait une cavité sans anneau qui laisse passer les cohérences atomiques afin de pouvoir utiliser toute la distance entre le mode de la cavité et le système de détection pour «enchaîner» (cf. figure 5.7) des atomes intriqués avec C .

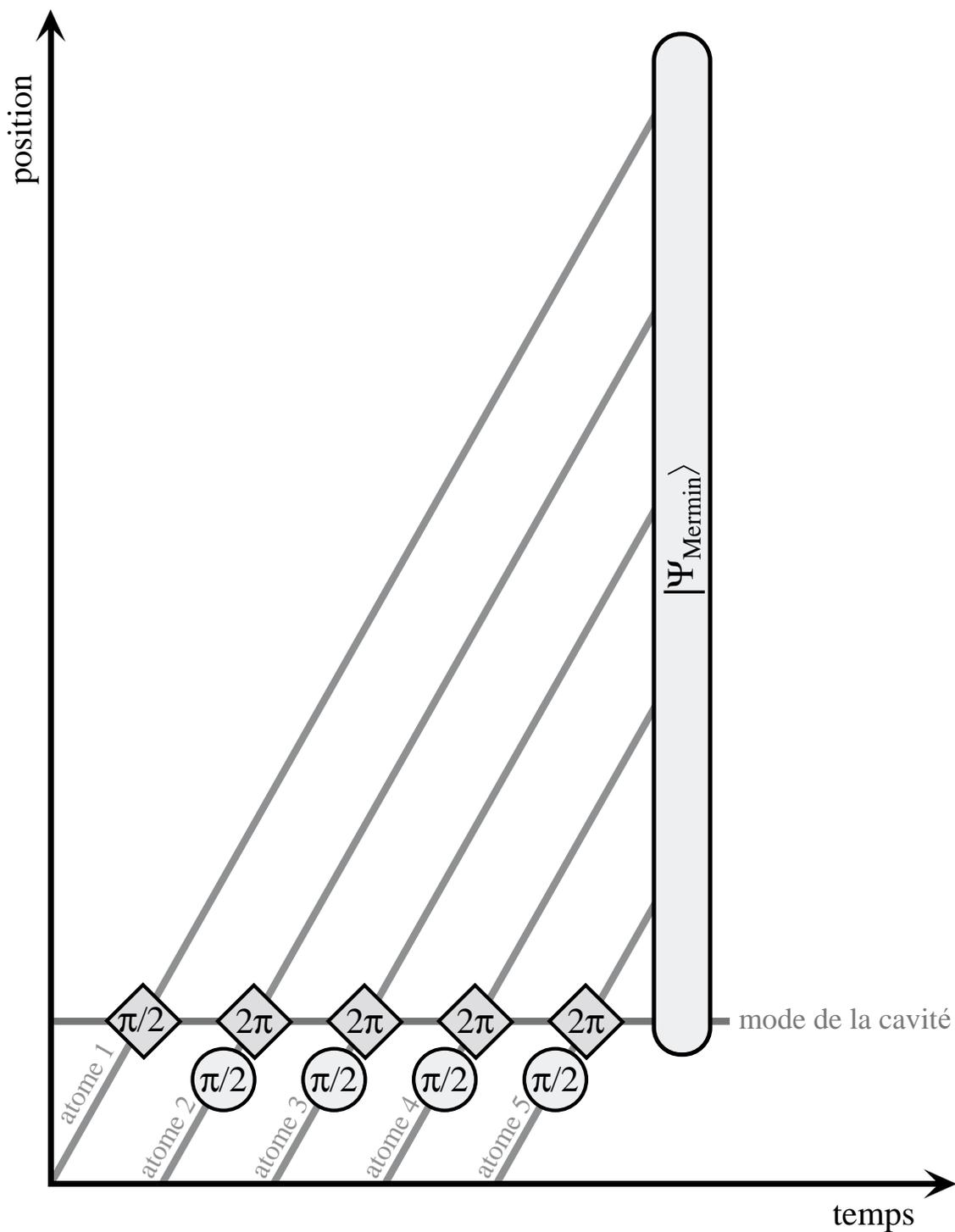


FIG. 5.7: Diagramme spatio-temporel représentant la préparation d'un état de Mermin à six systèmes quantiques. Un premier atome effectue d'abord une impulsion $\pi/2$ de Rabi. Par la suite, quatre atomes, chacun préparé dans une superposition cohérente d'états par des impulsions $\pi/2$ de Ramsey, interagissent avec C en effectuant des impulsions 2π de Rabi. Lors de ces interactions, ils changent, en fonction du nombre de photons dans C , la phase relative de la superposition cohérente. L'état résultant est un état intriqué de type Mermin.

Il faudrait aussi se débarrasser du champ thermique dans le mode de la cavité. Dans l'état actuel, nous arrivons à réaliser des expériences jusqu'à trois atomes en effaçant, avant chaque séquence expérimentale, ce champ thermique dans C . Mais, lors de la séquence expérimentale, ce champ relaxe de nouveau vers son équilibre d'un photon environ. Cette relaxation se fait dans le temps de relaxation de la cavité de $\tau_{\text{cav}} = 1$ ms. De plus, dans le même temps, un photon stocké dans C lors de la séquence expérimentale relaxerait vers l'état vide. Ces deux processus de relaxation limitent donc actuellement le temps maximal pour une séquence expérimentale.

Un autre problème est le fait que le temps d'acquisition des données croît exponentiellement avec le nombre d'atomes compris dans la séquence expérimentale. Les ordres de grandeur pour ce temps sont 3 min, 30 min et 300 min pour une expérience à respectivement un, deux et trois atomes (ces temps correspondent à la pure acquisition des données). Pour une expérience à quatre atomes il faudrait donc déjà acquérir des données pendant une durée de l'ordre de 48 h—un temps qui est à la limite du réalisable, aussi bien au niveau technique qu'au niveau physiologique.

Pour contourner ce problème, il nous faudrait tout d'abord une source déterministe d'atomes de Rydberg circulaires qui nous permettrait d'envoyer, à un instant programmé, exactement un atome de Rydberg circulaire à travers le dispositif expérimental. Un projet visant à réaliser une telle source est sur le point de démarrer dans notre équipe.

Il faudrait aussi augmenter l'efficacité de détection des atomes. Au moins «sur le papier» une efficacité de détection de presque 100 % semble réalisable en optimisant les condensateurs d'ionisation et l'optique de focalisation des électrons sur les multiplicateurs d'électrons. Une paire de détecteurs optimisée a déjà été construite et sera intégrée dans la prochaine version améliorée de notre dispositif expérimental.

Finalement, il faut dire que, en ce qui concerne un test de la mécanique quantique, il serait difficile de profiter du fait que la visibilité critique pour entrer dans le régime purement quantique décroît exponentiellement avec le nombre de systèmes intriqués. Le problème dans ce contexte est que la visibilité expérimentale des franges d'interférence à N particules, elle aussi, décroît typiquement exponentiellement avec N , car en première approximation les imperfections expérimentales réduisent ce contraste d'un facteur fixe par atome. On peut donc constater que, pour une violation des inégalités basées sur l'état GHZ ou sur un état de Mermin, il faut déjà avoir un contraste expérimental suffisant pour la violation des inégalités de Bell pour une paire EPR.

Annexe A

Détails de la préparation et de la détection de l'état GHZ

Dans le chapitre 5, section 5.2.1, j'ai déjà indiqué que le déroulement temporel resserré de la séquence expérimentale de préparation de l'état GHZ a conduit à certaines difficultés techniques. J'ai brièvement mentionné ces détails, sans approfondir, pour ne pas trop distraire l'attention du lecteur. Le but de cette annexe est de préciser la séquence expérimentale de manière détaillée.

A.1 Les impulsions micro-ondes

Dans cette section, je donnerai le déroulement temporel des impulsions micro-ondes et je décrirai comment nous avons pu appliquer, de façon sélective, des impulsions aux atomes alors que la distance entre eux était telle qu'ils se trouvaient, à un moment donné de la séquence expérimentale, tous les trois en même temps dans la cavité. Au lieu de donner les valeurs numériques des délais entre atomes et des instants des impulsions micro-ondes, je montrerai des diagrammes qui donnent les positions spatio-temporelles des atomes et des impulsions lors du déroulement des séquences expérimentales. Ces diagrammes ne sont pas schématiques, comme dans le chapitre 5, mais représentent des plans précis des expériences. Dans tous les diagrammes, $t = 0 \mu\text{s}$ correspond à l'instant où l'atome A_1 se trouve au centre de la cavité, situé à la position $x = 0 \text{ cm}$.

A.1.1 La préparation

Examinons d'abord l'étape de préparation de l'état GHZ (figure A.1). Nous constatons que l'atome A_1 se trouve légèrement à droite du centre de la cavité quand nous appliquons l'impulsion $\pi/2$ sur la transition $g \leftrightarrow i$ à l'atome A_2 (l'impulsion est indiquée par l'ellipse et son instant par le trait pointillé horizontal). La partie basse du diagramme montre, en fonction de la position dans la cavité, le transfert que cette impulsion P_2 induit pour un atome qui est préparé dans l'état g .

Nous avons obtenu ce signal dans une expérience annexe, en envoyant un échantillon

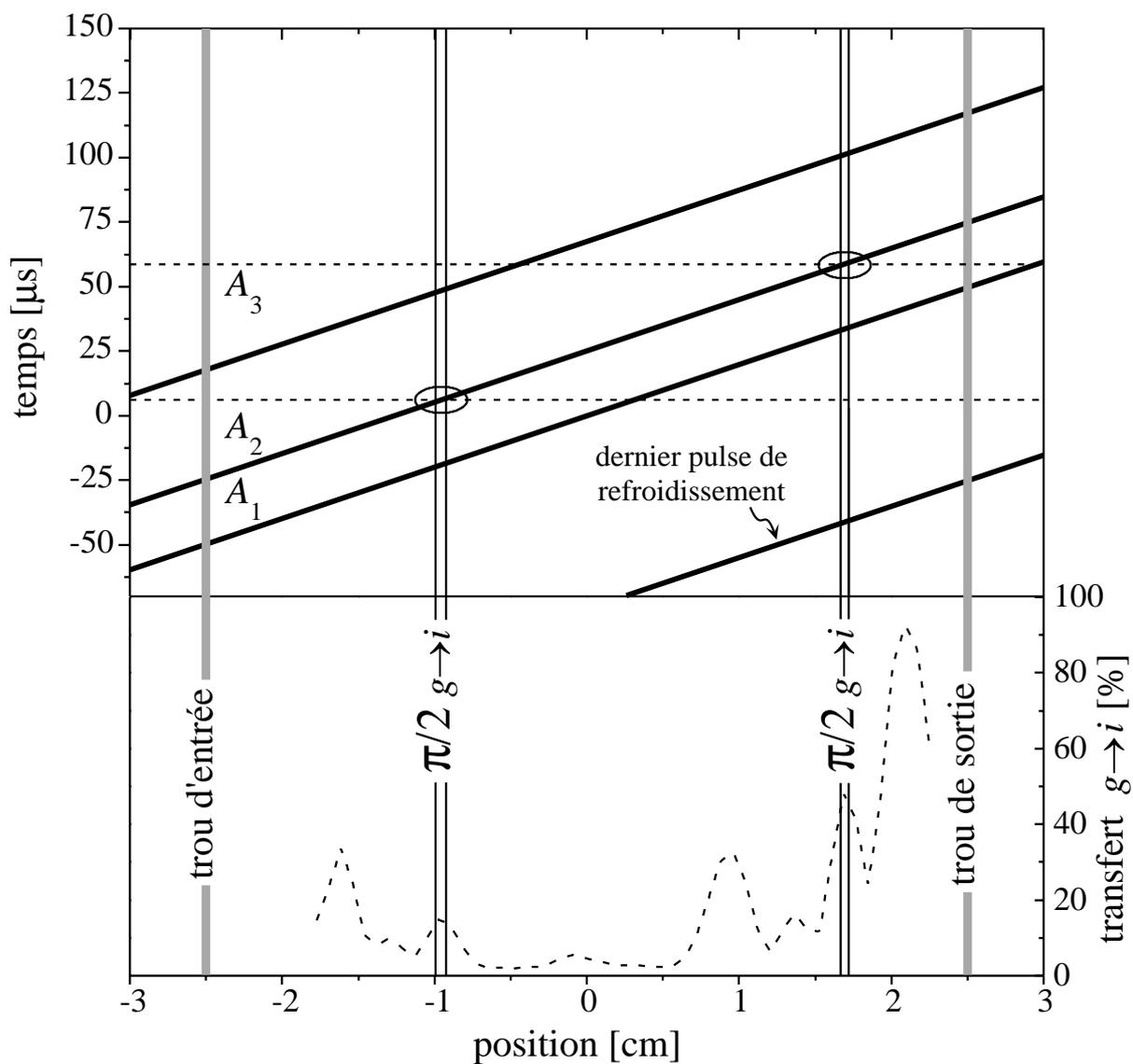


FIG. A.1: L'expérience I : déroulement temporel des impulsions micro-ondes.

atomique, qui est préparé dans l'état g avec une grande dispersion en vitesse, à travers la cavité (cf. section 3.2.1, page 68). À cause de cette dispersion en vitesse, l'échantillon s'allonge spatialement et sa longueur au niveau de la cavité vaut presque le diamètre des miroirs. Nous appliquons ensuite l'impulsion P_2 et les atomes, qui se trouvent à différentes positions dans la cavité, sont transférés plus ou moins efficacement dans le niveau i , en fonction de l'amplitude du champ micro-onde $g \leftrightarrow i$ qu'ils «voient». À partir du signal de l'inversion atomique en fonction du temps d'arrivée des atomes, nous pouvons donc déduire la courbe d'absorption au bas de la figure A.1.

Nous observons des maxima et minima de transfert vers le niveau i que nous identifions comme les nœuds et les ventres de l'onde stationnaire qui s'établit dans la structure fermée cavité–anneau lors de l'impulsion micro-onde. À gauche et à droite du centre de la cavité se trouvent des zones où ce transfert est très faible (le taux de transfert résiduel de 2–3 % correspond au taux des erreurs de détection). Nous avons donc choisi la distance entre A_1 et A_2 de sorte que A_1 se trouve au début de cette zone de droite. L'atome A_1 n'est donc pas affecté par l'impulsion P_2 pendant que l'atome A_2 , qui se trouve 12.5 mm plus à gauche dans un ventre du champ micro-onde Ramsey (cf. figure A.1), subit une impulsion $\pi/2$.

A.1.2 Les impulsions d'analyse

L'expérience I

Le déroulement temporel des impulsions d'analyse dans l'expérience I est indiqué dans la figure A.1. Dans cette expérience, nous avons détecté les corrélations «longitudinales» (opérateur $\sigma_z^1 \sigma_z^2 \sigma_z^3$). Pour les atomes A_1 et A_3 , cela revient à la détection directe des états d'énergie (e_1, g_1, e_3 et g_3 ; cf. sections 5.2 et 5.3). Pour l'atome A_2 , par contre, la mesure de l'opérateur σ_z^2 correspond à l'analyse de la cohérence entre les niveaux g et i . Cela nécessite donc une impulsion $\pi/2$ sur la transition $g \leftrightarrow i$. Nous utilisons, pour cette impulsion $R_2^{(1)}$, le deuxième ventre à droite du centre de la cavité. En conséquence, l'atome A_1 a déjà traversé le trou de sortie de la cavité et n'est plus couplé au champ micro-onde. L'atome 3, par contre, se trouve déjà dans la cavité au moment de l'impulsion $R_2^{(1)}$. Nous avons donc fixé le délai de telle façon que A_3 soit situé environ 0.5 cm à gauche du centre de la cavité. La situation est analogue à celle rencontrée lors de la préparation de l'état GHZ (impulsion P_2) : l'atome A_3 se trouve dans un endroit où l'amplitude de l'onde stationnaire du champ Ramsey est très faible au moment où A_2 est situé dans un ventre du champ micro-onde. Nous pouvons donc appliquer, de façon sélective, l'impulsion $\pi/2$ $g-i$ à l'atome A_2 pendant que l'état de A_3 reste inchangé.

L'expérience II

Le déroulement temporel des impulsions micro-ondes est plus complexe dans l'expérience II qui analyse les corrélations transversales (opérateur $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3$). Le déroulement temporel de la préparation de l'état GHZ est exactement le même que dans l'expérience I ci-dessus. Il comprend donc l'impulsion P_2 , appliquée à l'atome A_2 sur la transition $g \leftrightarrow i$ pendant que A_1 se trouve dans la zone de champ nul à droite du centre de la cavité

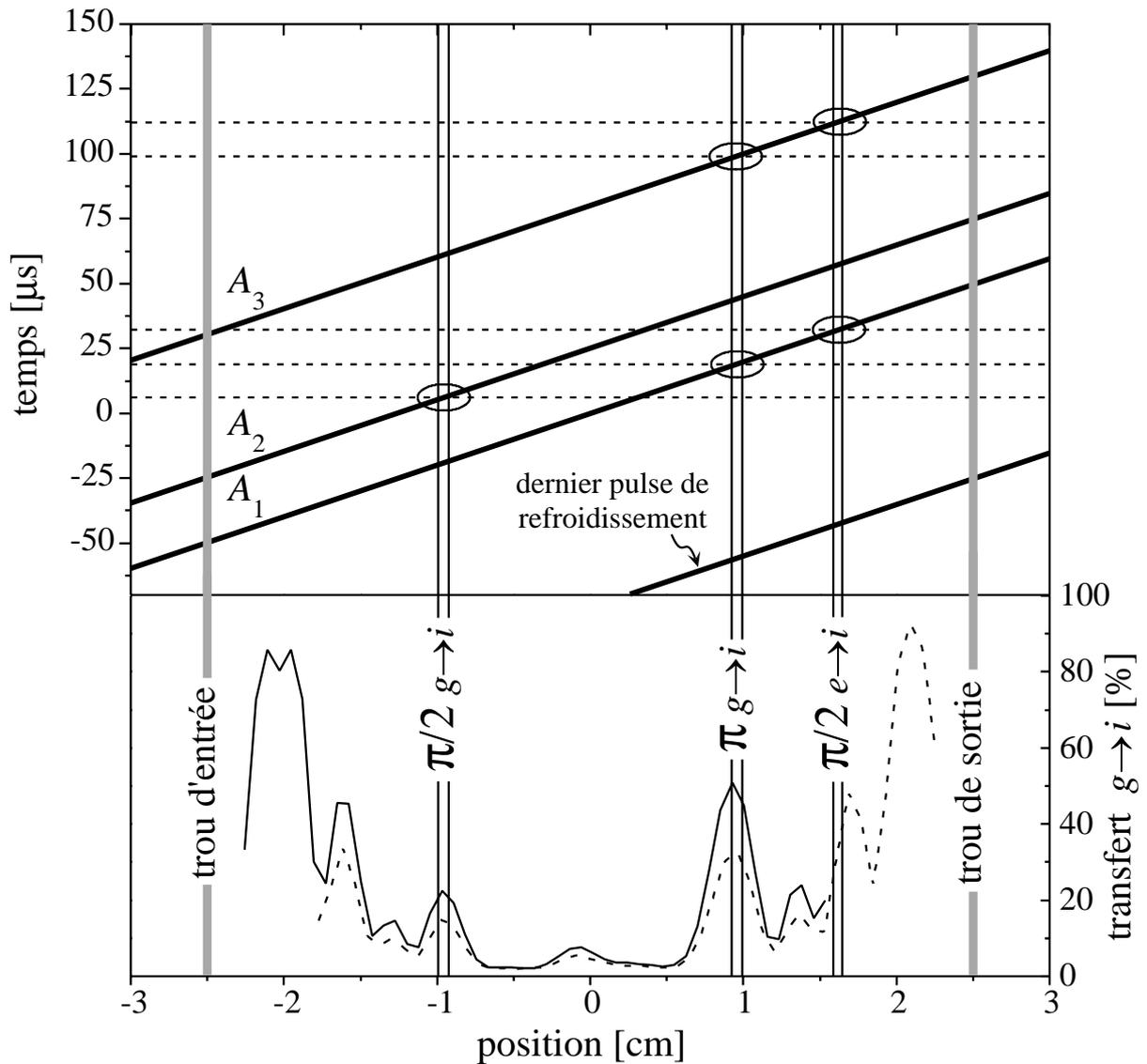


FIG. A.2: L'expérience II : déroulement temporel des impulsions micro-ondes.

(figure A.2). L'analyse de l'atome A_1 le long de l'axe de quantification x du spin-1/2 fictif nécessite ensuite une impulsion $\pi/2$ d'analyse sur la transition $e \leftrightarrow g$. Mais cette impulsion $R_1^{(II)}$, qui serait résonnante avec la cavité, se couplerait, par les imperfections des miroirs, au mode quantique C . Dans ce cas, un petit champ cohérent de quelques photons en moyenne s'établirait dans C et brouillerait les corrélations entre les atomes (nous avons observé cet effet dans des expériences annexes à un atome). Nous remplaçons donc l'impulsion $R_1^{(II)}$ par deux impulsions (voir section 5.3.3, page 115, et la section sur les franges de Ramsey sur la transition $e \leftrightarrow i$, page 74).

La première impulsion transforme la cohérence entre les niveaux e et g en une cohérence entre les niveaux e et i . Cela est accompli au moyen d'une impulsion π sur la transition $g \leftrightarrow i$. Cette impulsion est appliquée à l'atome A_1 quand l'atome A_2 se trouve légèrement à gauche du centre de la cavité. La partie basse de la figure A.2 montre le transfert vers le niveau i en fonction de la position dans la cavité (courbe continue) que cette impulsion

π induit pour un atome qui est préparé dans le niveau g (cette courbe a été obtenue de la même manière que celle pour l'impulsion P_2 dans la section A.1.1). Comme dans les deux situations ci-dessus, nous avons fixé le délai de sorte que A_2 est situé dans une zone où il n'est pas couplé au champ Ramsey.

La cohérence entre les niveaux e et i de l'atome A_1 est ensuite analysée avec une impulsion $\pi/2$ appliquée sur la transition à deux photons $e \leftrightarrow i$. Au moment de cette impulsion, l'atome A_2 se trouve légèrement à droite du centre de la cavité. Nous avons aussi mesuré l'action de cette impulsion sur A_2 (les résultats correspondants ne figurent pas dans la figure A.2). La distribution spatiale de l'onde stationnaire du champ Ramsey correspondant est similaire à celle du champ Ramsey $g-i$ (un ventre de cette onde stationnaire se trouve à la position de A_1 au moment de l'impulsion ; cf. section 3.2.1, figure 3.9). Mais, étant donné qu'il s'agit d'une transition à deux photons, le taux de transfert du niveau e vers le niveau i dépend de l'intensité du champ Ramsey et pas de son amplitude, comme c'est le cas pour la transition à un photon $g \leftrightarrow i$. Le taux de transfert près du centre de la cavité est donc entièrement négligeable pour un atome préparé dans le niveau e .

Finalement, le délai de l'atome A_3 est choisi de telle façon que A_3 soit toujours à l'extérieur de la cavité au moment de l'impulsion π $g-i$ sur l'atome A_1 et qu'il vienne de rentrer dans la cavité à l'instant de l'impulsion $\pi/2$ $e-i$ sur l'atome A_1 (A_3 est préparé initialement dans le niveau g et n'est donc pas sensible au champ Ramsey $e-i$). L'atome A_3 interagit ensuite avec C pendant un temps d'interaction qui correspond à une impulsion π de Rabi dans le champ d'un photon. L'état de C est ainsi transféré, à une phase près, sur A_3 . La cohérence de A_3 , qui est à analyser ensuite, lie donc les niveaux e et g . Etant donné que le mode de la cavité se trouve dans l'état vide après l'interaction avec A_3 et qu'il n'intervient plus dans la séquence expérimentale, il serait en principe possible d'analyser cette cohérence avec une impulsion micro-onde d'analyse $\pi/2$ sur la transition $e \leftrightarrow g$, même si celle-ci établit un champ cohérent dans C .

Nous avons tout de même choisi d'analyser la cohérence de A_3 en la transformant d'abord en cohérence entre les niveaux e et i avec une impulsion π $g-i$ et en analysant ensuite cette cohérence $e-i$ avec une impulsion $\pi/2$ sur la transition à deux photons $e \leftrightarrow i$, comme avant pour l'atome A_1 . Nous avons procédé ainsi pour deux raisons principales. La première est qu'une analyse de la cohérence $e-g$ aurait nécessité une source micro-onde supplémentaire, asservie en phase à la fréquence de cette transition. Lors de la réalisation de l'expérience, une telle source n'était pas à notre disposition. La deuxième est que nous aurions dû effacer le champ cohérent, introduit par l'impulsion micro-onde $e-g$, avant de pouvoir répéter la séquence expérimentale. Cela aurait pu être accompli de manière passive, en attendant un temps suffisant (c'est-à-dire plusieurs fois le temps d'amortissement de la cavité qui vaut 1 ms) entre deux réalisations consécutives de la séquence expérimentale pour que le champ soit dissipé. On aurait pu procéder aussi de manière active, en envoyant un nombre plus important d'échantillons atomiques de refroidissement au début de chaque séquence expérimentale (cf. la section 3.3). Dans les deux cas, le taux de répétition de la séquence expérimentale aurait été diminué, augmentant ainsi le temps nécessaire pour accumuler une statistique suffisante. Le déroulement temporel des deux impulsions micro-ondes que nous appliquons à l'atome A_3 n'est pas critique car son délai est tel que A_2 est déjà sorti de la cavité au moment de l'impulsion π $g-i$.

A.2 Déphasage de l'état atomique par effet Stark

A.2.1 Le problème

Je vais d'abord préciser le problème que la petite distance entre les atomes A_1 et A_2 nous pose au niveau du couplage des atomes avec le mode de la cavité C en faisant référence à la figure A.3. Comme ci-dessus, la partie haute du diagramme donne les positions spatio-temporelles des atomes lors du déroulement de la séquence expérimentale. Je donne aussi les positions et instants des impulsions micro-ondes qui correspondent à l'expérience II. La partie basse du diagramme donne, en fonction de la position dans la cavité, le couplage des atomes avec C en pourcentage du couplage maximal ($\pi \times 47 \text{ krad} \cdot \text{s}^{-1}$ —courbe pointillée) et l'angle de Rabi accumulé par un atome à 503.1 m/s en résonance avec C pendant tout son temps de transit, en pourcentage de l'angle maximal de 2π (courbe continue).

Il est apparent dans ce diagramme qu'au moment où l'atome A_2 commence à être couplé à C de façon significative, le couplage entre A_1 et C vaut encore environ la moitié de la valeur maximale au centre de la cavité et son temps effectif d'interaction restant avec C correspond à 10–20 % d'une oscillation de Rabi complète. Nous sommes donc confrontés à la situation suivante : d'une part l'atome A_1 doit avoir fini son impulsion $\pi/2$ de Rabi dans C avant que A_2 ne rentre dans C , d'autre part A_2 doit être résonnant avec C dès le début pour effectuer une oscillation de Rabi complète pendant son temps d'interaction.

Il faudrait donc couper l'interaction de l'atome A_1 avec C à un moment où A_2 doit déjà interagir de façon résonnante avec C . Cela ne peut être accompli en désaccordant la fréquence de transition de l'atome A_1 après son impulsion $\pi/2$ de Rabi par effet Stark. Les deux atomes, A_1 et A_2 , «voient» le même champ électrique entre les deux miroirs de la cavité. En conséquence, l'atome A_2 serait également déplacé en fréquence par effet Stark et son interaction avec C serait aussi coupée.

A.2.2 Idée de la solution

La solution pour ce dilemme est de transformer, au moyen de l'effet Stark, l'état du système couplé A_1 – C , après l'impulsion $\pi/2$ de Rabi, dans un état où A_1 n'échange plus d'énergie avec C alors que les deux sont en résonance. Pour voir comment cela peut être réalisé, rappelons d'abord la dynamique des oscillations de Rabi dans le vide (section 1.3.1),

$$\begin{aligned} |e_1, 0\rangle &\rightarrow \cos(\Omega_0 t_{\text{eff}}/2) |e_1, 0\rangle - i \sin(\Omega_0 t_{\text{eff}}/2) |g_1, 1\rangle \\ |g_1, 1\rangle &\rightarrow \cos(\Omega_0 t_{\text{eff}}/2) |g_1, 1\rangle - i \sin(\Omega_0 t_{\text{eff}}/2) |e_1, 0\rangle . \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Quand nous préparons l'atome A_1 initialement dans le niveau e , l'état du système A_1 – C après une impulsion $\pi/2$ de Rabi, $\Omega_0 t_{\text{eff}} = \pi/2$, est donc un état intriqué du type EPR,

$$|e_1, 0\rangle \xrightarrow{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{2}} (|e_1, 0\rangle - i |g_1, 1\rangle) . \quad (\text{A.2})$$

Supposons maintenant que nous désaccordions, par effet Stark, la fréquence atomique après cette impulsion $\pi/2$ de Rabi de $\delta_{\text{Stark}} \gg \Omega_0$ par rapport à la fréquence de la cavité.

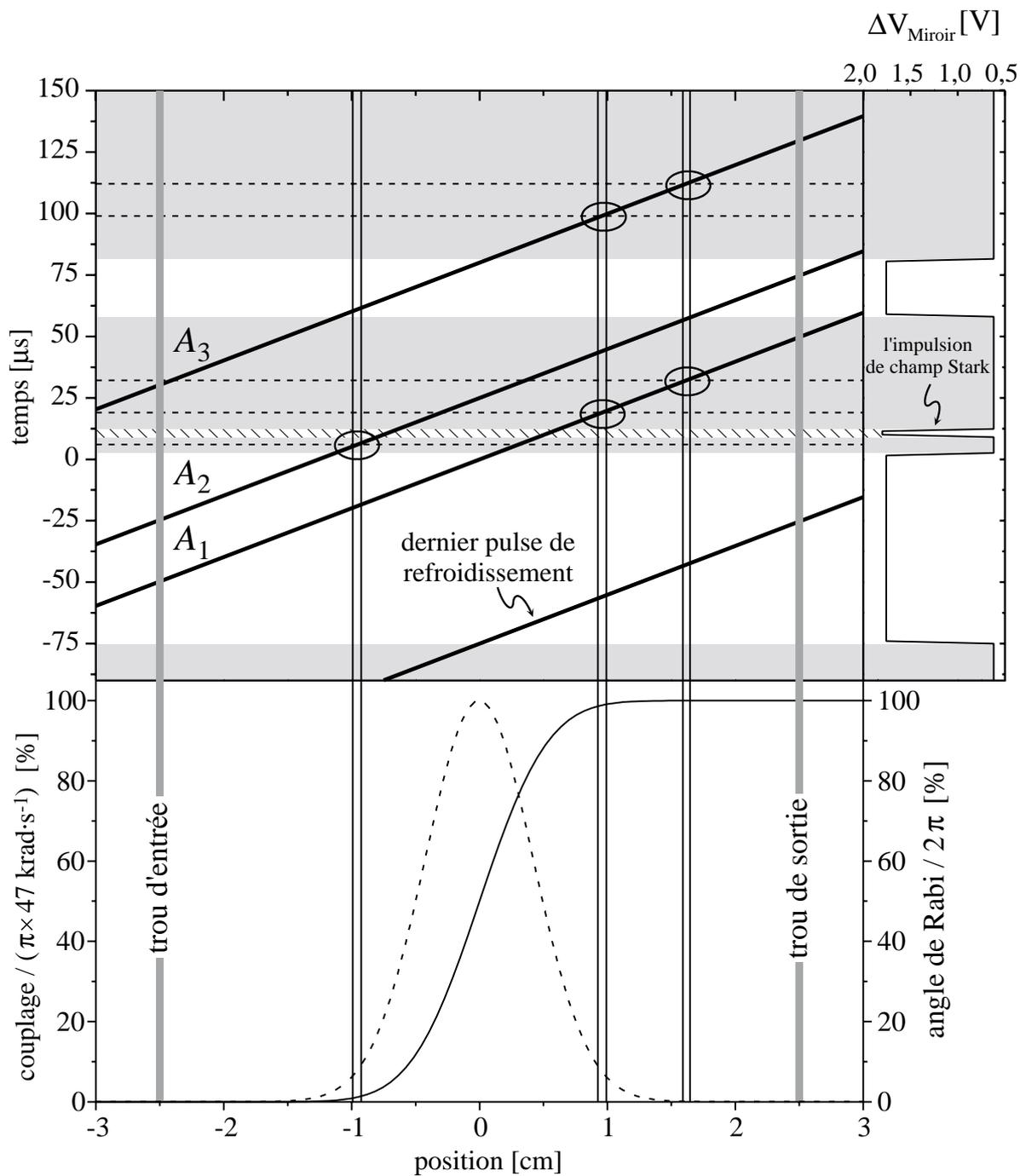


FIG. A.3: L'expérience II : couplage atome-cavité et accord par méthode Stark.

Dans ce cas, les deux états $|e_1, 0\rangle$ et $|g_1, 1\rangle$ ne sont plus couplés et leurs énergies sont différentes de $\hbar\delta_{\text{Stark}}$. En conséquence, les deux états évoluent avec des fréquences de Bohr différentes et l'état du système A_1-C devient, après un temps t_{Stark}

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|e_1, 0\rangle - i |g_1, 1\rangle) \longrightarrow |\Psi(\delta_{\text{Stark}}t_{\text{Stark}})\rangle := \frac{1}{\sqrt{2}} (|e_1, 0\rangle - i \exp(i\delta_{\text{Stark}}t_{\text{Stark}}) |g_1, 1\rangle) . \quad (\text{A.3})$$

Dans cette expression, nous nous sommes mis en représentation d'interaction avec l'énergie de l'état $|e_1, 0\rangle$ comme référence et nous considérons que l'effet du déplacement lumineux pendant le temps t_{Stark} est négligeable (cf. section 1.3.2).

Examinons maintenant l'état du système si nous choisissons la durée et la valeur du désaccord Stark de sorte que $\delta_{\text{Stark}}t_{\text{Stark}} = \pi/2$:

$$|\Psi(\pi/2)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|e_1, 0\rangle - i \exp(i\pi/2) |g_1, 1\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}} (|e_1, 0\rangle + |g_1, 1\rangle) . \quad (\text{A.4})$$

L'état $|\Psi(\pi/2)\rangle$ est toujours un état intriqué de type EPR. Par contre, il a la propriété désirée : plus aucun échange d'énergie n'a lieu si nous préparons le système dans cet état et si nous rétablissons ensuite la résonance de l'atome A_1 et de C . Pour comprendre cela, il suffit d'écrire l'évolution de l'état $|\Psi(\pi/2)\rangle$ à partir des équations (A.1) :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|e_1, 0\rangle + |g_1, 1\rangle) \rightarrow \exp(-i\frac{\Omega_0 t_{\text{eff}}}{2}) \frac{1}{\sqrt{2}} (|e_1, 0\rangle + |g_1, 1\rangle) . \quad (\text{A.5})$$

A une phase globale sans importance près, nous trouvons donc le même état.

D'une façon incorrecte, mais très parlante, nous pouvons résumer cette procédure en employant une image classique. L'atome A_1 , ayant interagi pendant une impulsion $\pi/2$ de Rabi avec C , possède un dipôle qui est en quadrature avec le champ de C . Etant donné que A_1 et C sont en résonance, le dipôle garderait sa relation de phase par rapport au champ (dans la représentation de l'onde tournante il serait statique avec une phase de $+\pi/2$) et l'atome continuerait d'échanger de l'énergie avec C . Mais, à cet instant, nous diminuons, par effet Stark, la fréquence d'oscillation du dipôle atomique. Dans la représentation de l'onde tournante, le dipôle se met donc à tourner dans le sens des aiguilles d'une montre avec une fréquence angulaire de δ_{Stark} . Nous remettons ensuite le désaccord à zéro une fois que le dipôle a effectué un quart de rotation, c'est-à-dire après le temps $t_{\text{Stark}} = \pi/2\delta_{\text{Stark}}$. Le dipôle est donc en phase avec le champ de C . Classiquement, le champ et le dipôle n'échangent plus d'énergie.

A.2.3 Réalisation expérimentale : l'impulsion de champ Stark

Revenons maintenant à la figure A.3 pour voir comment nous avons exploité la méthode décrite ci-dessus dans la séquence expérimentale. Dans la partie haute, à droite, je donne la différence de potentiel, ΔV_{Miroir} , que nous appliquons entre les miroirs de la cavité au cours de la séquence expérimentale. La fréquence de C est résonnante avec la transition entre les niveaux e et g pour la valeur $\Delta V_{\text{Miroir}} = 0.62$ V, que nous appliquons par exemple entre $-90 \mu\text{s}$ et $-75 \mu\text{s}$. Le faible champ électrique entre les miroirs pour cette valeur de ΔV_{Miroir} assure en outre la stabilité de l'orbite circulaire (cf. section 2.2.1, page 39).

La valeur plus élevée, $\Delta V_{\text{Miroir}} = 1.76 \text{ V}$, que nous appliquons par exemple entre $-74 \mu\text{s}$ et $1.6 \mu\text{s}$, correspond par contre à un désaccord de $\delta(1.76 \text{ V})/2\pi = -130 \text{ kHz}$. Avec ce désaccord, qui vaut presque trois fois la fréquence de Rabi Ω_0 au centre de la cavité, les atomes n'échangent plus d'énergie avec C . Etant donné que l'effet du déplacement lumineux est négligeable dans nos séquences expérimentales, nous pouvons donc considérer que l'interaction entre un atome et C s'arrête au moment où nous commutons ΔV_{Miroir} . Dans la partie haute du diagramme, j'ai indiqué les intervalles sans interaction atome-cavité avec un fond blanc et les intervalles où les atomes interagissent avec C de façon résonnante avec un fond gris.

Pour comprendre en détails la courbe de ΔV_{Miroir} dans la figure A.3, il faut suivre les atomes un par un. Nous commençons par le dernier échantillon atomique de refroidissement qui est en résonance avec C dès le début de son interaction. Quand l'échantillon atomique se trouve au centre du mode (position 0 cm), nous coupons son interaction avec C afin de maximiser son efficacité d'absorption (cf. figure 4.9, section 4.3.3). Nous gardons la valeur de $\Delta V_{\text{Miroir}} = 1.76 \text{ V}$ pendant que les atomes A_1 et A_2 rentrent dans la cavité. L'atome A_1 traverse ensuite plus de la moitié de C sans interagir avec ce dernier. Le plus tard possible, c'est-à-dire juste avant que A_2 ne soit couplé de façon significative avec C , nous redonnons à ΔV_{Miroir} la valeur 0.62 V et branchons ainsi l'interaction entre A_1 et C pendant un intervalle de temps qui correspond à une impulsion $\pi/2$ de Rabi. En même temps, A_2 est préparé dans une superposition cohérente des niveaux g et i par l'impulsion micro-onde classique P_2 .

A cet instant, nous déphasons, comme décrit ci-dessus, l'état du système A_1-C en désaccordant la fréquence atomique par rapport à la cavité (aire hachurée dans la figure A.3). Nous appliquons une tension $V_{\text{Stark}} = 1.8 \text{ V}$ pendant $1.4 \mu\text{s}$. La durée de cette impulsion, en combinaison avec le désaccord qu'il introduit, ont été choisis de telle façon que le fait de remettre ensuite l'atome A_1 de nouveau en résonance avec C ne change pas la probabilité de détecter A_1 dans e ou g sans impulsion d'analyse. Nous en déduisons que ce changement brusque du champ électrique dans la cavité effectue la transformation (A.4) de l'état A_1-C . La tension entre les miroirs de la cavité reste ensuite constante à $\Delta V_{\text{Miroir}} = 0.62 \text{ V}$ pendant tout le transit de l'atome A_2 à travers C . Le temps d'interaction effectif restant pour A_2 correspond donc, à 5 % près, à une oscillation de Rabi complète dans le champ d'un photon.

A.2.4 Une analyse plus détaillée de la dynamique de l'état du système A_1-A_2-C après l'impulsion de champ Stark

L'image que j'ai donnée jusqu'ici n'est pas tout à fait correcte car j'ai considéré l'interaction des deux atomes avec C indépendamment l'un de l'autre. Mais, après l'impulsion de champ Stark, les deux atomes se trouvent encore pendant un certain temps tous deux dans le mode de la cavité. Une description correcte devrait donc considérer l'oscillation de Rabi collective des deux atomes dans C . Cela ne pose pas de problème pour les termes dans la fonction d'onde qui correspondait à l'atome A_2 dans l'état $|i_2\rangle$. Dans ce cas, A_2 et C ne sont pas couplés et l'évolution du système A_1-C correspond à celle donnée par l'équation (A.5). Si, par contre, A_2 se trouve dans l'état $|g_2\rangle$, l'Hamiltonien contient des

éléments non-diagonaux qui couplent par exemple les états $|e_1, g_2, 0\rangle$ et $|g_1, e_2, 0\rangle$.

On peut trouver des arguments qui affirment que, pour des temps effectifs d'interaction faibles, ces couplages n'introduisent que des perturbations d'ordre élevé par rapport à l'évolution que suggère l'image simple qui considère les atomes indépendamment. Cependant, étant donnée la faible confiance qu'on peut accorder à ce genre de raisonnement, nous avons effectué un calcul numérique de l'évolution de l'état complet A_1 - A_2 - C . Le résultat de ce calcul est présenté dans la figure A.4. Les diagrammes donnent la dynamique de la population des états $|e_1\rangle$, $|e_2\rangle$ et $|1_C\rangle$ avec et sans l'impulsion de champ Stark (A_2 est préparé dans l'état $|g_2\rangle$ dans ces calculs). Le temps indiqué est identique à celui des figures précédentes : les premiers points calculés à gauche correspondent à la situation immédiatement après l'impulsion de champ Stark.

Nous constatons que l'évolution des probabilités avec impulsion de champ Stark est effectivement celle que nous avons prédite à partir de notre image simple : après l'impulsion de champ Stark l'atome A_1 n'échange plus d'énergie avec C et la probabilité de trouver A_1 dans le niveau e_1 reste quasiment constante à 50 %. Cependant, l'atome A_2 effectue une impulsion 2π de Rabi dans le champ d'un photon. La population du niveau e_2 monte donc à presque 50 % et redescend jusqu'à 4 % pendant que la probabilité de trouver un photon dans C tombe presque à zéro et remonte ensuite à 46 %. Dans le cas idéal, ces valeurs finales vaudraient $P(e_1) = P(1_C) = 0.5$ et $P(e_2) = 0$. Mais notre calcul ne nous donne pas uniquement les probabilités de la figure A.4. Il nous donne aussi l'état complet du système A_1 - A_2 - C . Nous pouvons donc évaluer la fidélité (cf. l'équation (5.24), page 119) avec laquelle la séquence expérimentale présenterait, en l'absence de toute imperfection expérimentale, l'état GHZ tel que le donne l'équation (5.8), page 108. Nous trouvons une valeur $\mathcal{F} = 98\%$, indiquant que l'état préparé idéalement serait à une très bonne approximation un état GHZ.

Comparons ce résultat avec la situation où nous enlevons l'impulsion de champ Stark de la séquence expérimentale. Dans ce cas, l'atome A_1 continue d'échanger de l'énergie avec C après son impulsion $\pi/2$ de Rabi. La probabilité de le trouver dans le niveau e_1 diminue donc jusqu'à 31 %. En conséquence, l'atome A_2 , initialement dans le niveau g_2 , absorbe avec une probabilité plus grande un photon et $P(e_2)$ monte jusqu'à 70 %. La valeur finale de $P(e_2)$ vaut 7 % et la probabilité finale de trouver un photon dans C est de 62 %. La fidélité de préparation de l'état GHZ dans ce cas est de $\mathcal{F} = 93\%$. Le résultat de notre calcul numérique confirme donc que nous disposons, avec le champ électrique statique dans la cavité, d'un outil expérimental qui nous permet de changer, de façon cohérente, la phase d'une superposition de niveaux atomiques. Comme l'expérience le montre, cet outil peut même être utilisé pour déphaser un état intriqué, comme celui du système A_1 - C après l'impulsion $\pi/2$ de Rabi.

A.2.5 L'atome sonde

Une fois que l'atome A_2 a franchi la zone où nous lui appliquons son impulsion d'analyse sur la transition $g \leftrightarrow i$ dans l'expérience I (l'impulsion $R_2^{(I)}$), nous augmentons la tension appliquée aux miroirs de la cavité de nouveau à $\Delta V_{\text{Miroir}} = 1.76$ V, avant que l'atome A_3 ne soit couplé à C . Quand A_3 est situé au centre de la cavité, nous redescendons ΔV_{Miroir}

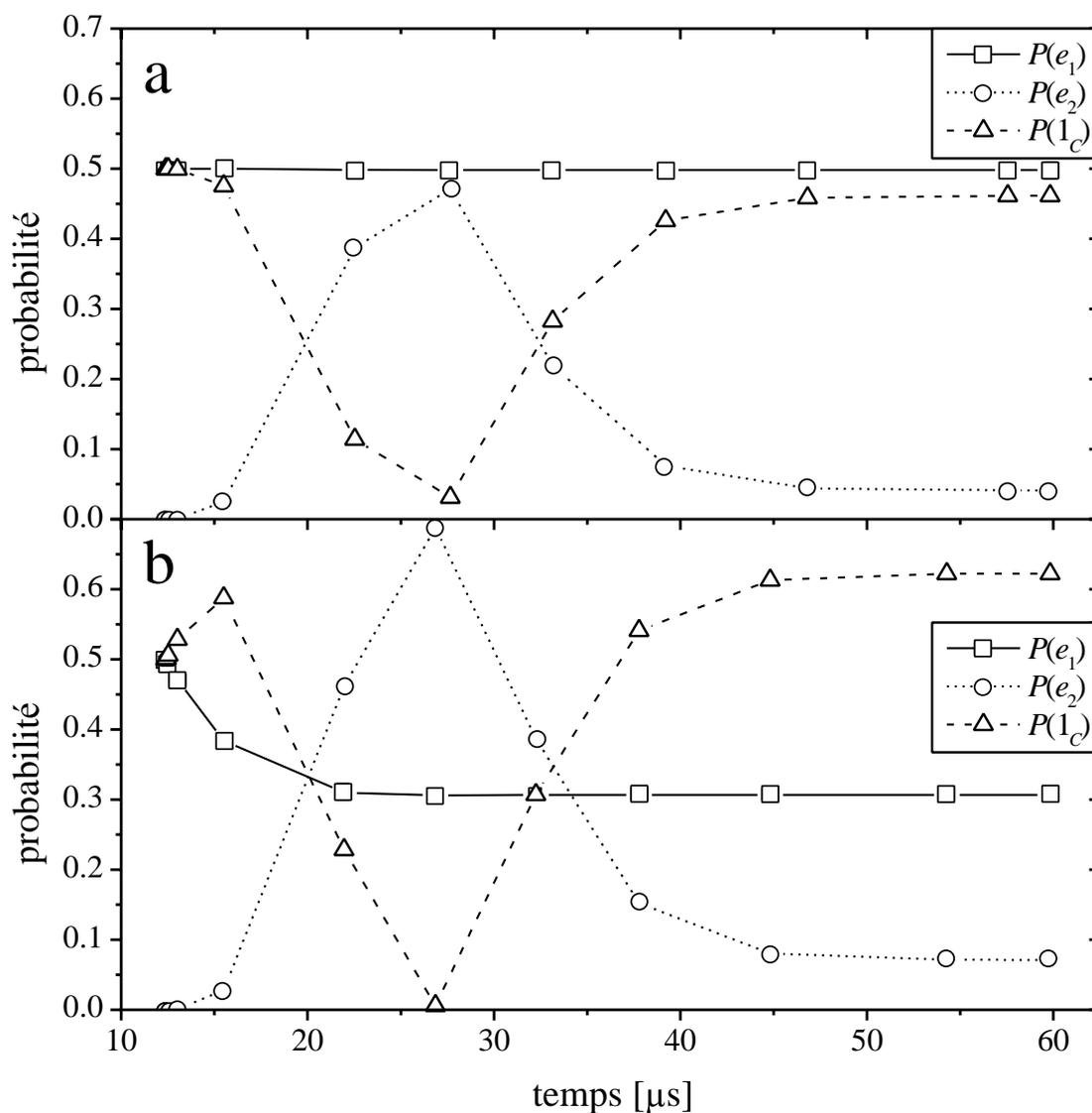


FIG. A.4: Résultats d'un calcul numérique de la dynamique du système A_1-A_2-C lors de la préparation de l'état GHZ. a.) L'état A_1-C est déphasé au moyen d'une impulsion de champ électrique. b.) Evolution sans impulsion de champ électrique. La convention est identique dans les deux cas. Carrés : probabilité de détecter A_1 dans le niveau e_1 ; triangles : probabilité de détecter A_2 dans le niveau e_2 ; cercles : probabilité de trouver un photon dans C .

à 0.62 V et A_3 effectue son impulsion π de Rabi dans le champ d'un photon afin de «lire» l'état de C .

Nous avons choisi de faire interagir A_3 avec la deuxième moitié de C , c'est-à-dire en appliquant une grande valeur de ΔV_{Miroir} avant que A_3 ne rentre dans C et en le redescendant ensuite, pour pouvoir appliquer les impulsions d'analyse à A_3 dans un champ électrique faible. Cela est important pour deux raisons : premièrement, les impulsions d'analyse sur les atomes A_1 et A_3 doivent être appliquées avec les mêmes valeurs de champ électrique car nous utilisons les mêmes sources micro-ondes pour les impulsions de A_1 et A_3 . Ces sources ne peuvent donc être accordées qu'à la fréquence de la transition atomique pour une valeur du champ électrique donnée. Deuxièmement, les inhomogénéités du champ électrique le long du trajet des atomes dans la cavité à cause de la courbure des miroirs et des effets de bord sont moins importantes dans un champ faible. En conséquence, la dispersion des impulsions d'analyse en ce qui concerne le transfert atomique est moins grande, ce qui rend le contraste des franges de détection meilleur.

Bibliographie

- [ADR82] A. ASPECT, J. DALIBARD, et G. ROGER. Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analysers. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 1804, (1982). [3](#), [6](#)
- [AE75] L. ALLEN et J. H. EBERLY. *Optical resonance and two level atoms*. Wiley, New York, (1975). [38](#)
- [AGR81] A. ASPECT, P. GRANGIER, et G. ROGER. Experimental tests of realistic local theories via Bell's theorem. *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 460, (1981). [3](#), [6](#)
- [AGR82] A. ASPECT, P. GRANGIER, et G. ROGER. Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm gedankenexperiment : A new violation of Bell's inequalities. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 91, (1982). [3](#), [6](#)
- [Ard92] M. ARDEHALI. Bell inequalities with a magnitude of violation that grows exponentially with the number of particles. *Phys. Rev. A*, **46**, 5375, (1992). [134](#)
- [BBC⁺93] C. H. BENNETT, G. BRASSARD, C. CRÉPEAU, R. JOZSA, A. PERES, et W. K. WOOTTERS. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1895, (1993). [4](#), [6](#), [128](#), [130](#)
- [BBE92] C. H. BENNETT, G. BRASSARD, et A. EKERT. *Sci. Am.*, page 50, (Octobre 1992). [4](#), [7](#)
- [BBM⁺98] D. BOSCHI, S. BRANCA, F. De MARTINI, L. HARDY, et S. POPESCU. Experimental realization of teleporting an unknown pure quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1121, (1998). [4](#), [6](#), [131](#)
- [BBMH97] D. BOSCHI, S. BRANCA, F. De MARTINI, et L. HARDY. Ladder proof of nonlocality without inequalities : Theoretical and experimental results. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2755, (1997). [3](#), [6](#)
- [BBP⁺95] C. H. BENNETT, G. BRASSARD, S. POPESCU, B. SCHUMACHER, J. A. SMOLIN, et W. K. WOOTTERS. Purification of Noisy Entanglement and Faithful Teleportation via Noisy Channels. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 722, (1995). [118](#)
- [BCJ⁺99] S. L. BRAUNSTEIN, C. M. CAVES, R. JOZSA, N. LINDEN, S. POPESCU, et R. SCHACK. Separability of very noisy mixed states and implications for NMR quantum computing. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1054, (1999). [7](#)
- [BD00] C. H. BENNETT et D. P. DIVINCENZO. Quantum information and computation. *Nature (London)*, **404**, 247, (2000). [3](#)

- [BDM77] M. BRUNO, M. D'AGOSTINO, et C. MARONI. Measurement of linear polarization of positron annihilation photons. *Nuovo Cimento B*, **40B**, 143, (1977). [3](#), [6](#)
- [Bel64] J. S. BELL. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. *Phys. (N. Y.)*, **1**, 195, (1964). [2](#)
- [Ber94] F. BERNARDOT. *Électrodynamique en cavité : expériences résonnantes en régime de couplage fort*. Thèse de doctorat, Université Paris 6, (1994). [31](#)
- [BEZ00] D. BOUWMEESTER, A. EKERT, et A. ZEILINGER. (Eds.). *The physics of quantum information*. Springer, (2000). [4](#)
- [BH93] D. J. BOHM et B. J. HILEY. *The undivided universe*. Routledge, (1993). [2](#)
- [BHD⁺96] M. BRUNE, E. HAGLEY, J. DREYER, X. MAÎTRE, A. MAALI, C. WUNDERLICH, J. M. RAIMOND, et S. HAROCHE. Observing the progressive decoherence of the meter in a quantum measurement. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4887, (1996). [8](#)
- [BNSK⁺94] M. BRUNE, P. NUSSENZVEIG, F. SCHMIDT-KALLER, F. BERNARDOT, A. MAALI, J.-M. RAIMOND, et S. HAROCHE. From Lamb shift to light shift : vacuum and subphoton cavity field mesured by atomic phase sensitive detection. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3339, (1994). [8](#)
- [Boh51] D. J. BOHM. *Quantum theory*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J., (1951). [2](#), [3](#)
- [Boh52] D. J. BOHM. A suggested interpretation of the quantum theory in terms of hidden variables. *Phys. Rev.*, **85**, 66 (Part I) and 180 (Part II), (1952). [2](#)
- [BPD⁺99] D. BOUWMEESTER, J.-W. PAN, M. DANIELL, H. WEINFURTER, et A. ZEILINGER. Observation of three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger entanglement. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1345, (1999). [3](#)
- [BPM⁺97] D. BOUWMEESTER, J.-W. PAN, K. MATTLE, M. EIBL, H. WEINFURTER, et A. ZEILINGER. Experimental quantum teleportation. *Nature (London)*, **390**, 575, (1997). [4](#), [6](#), [131](#)
- [BRG⁺87] M. BRUNE, J.-M. RAIMOND, P. GOY, L. DAVIDOVICH, et S. HAROCHE. Realization of a two-photon maser oscillator. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 1899, (1987). [8](#), [62](#)
- [BS77] H. A. BETHE et E. E. SALPETER. *Quantum mechanics of one- and two-electron atoms*. Plenum, New York, (1977). [38](#)
- [BS90] H. R. BROWN et G. SVETLICHNY. Nonlocality and Gleason's lemma. Part I. Deterministic theories. *Found. Phys.*, **20**, 1379, (1990). [3](#)
- [BSKM⁺96] M. BRUNE, F. SCHMIDT-KALER, A. MAALI, J. DREYER, E. HAGLEY, J. M. RAIMOND, et S. HAROCHE. Quantum Rabi oscillation : a direct test of field quantization in a cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1800, (1996). [8](#), [9](#), [19](#), [63](#)
- [CFH97] D. G. CORY, A. F. FAHMY, et T. F. HAVEL. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, **94**, 1634, (1997). [7](#)
- [CHSH69] J. F. CLAUSER, M. A. HORNE, A. SHIMONY, et R. A. HOLT. Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 880, (1969). [3](#)

- [Cla76] J. F. CLAUSER. Experimental investigation of a polarization correlation anomaly. *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 1223, (1976). 3, 6
- [CPM⁺98] D. G. CORY, M. D. PRICE, W. MAAS, E. KNILL, R. LAFLAMME, W. H. ZUREK, T. F. HAVEL, et S. S. SOMAROO. Experimental quantum error correction. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 2152, (1998). 7
- [CS78] J. F. CLAUSER et A. SHIMONY. Bell's theorem. Experimental tests and implications. *Rep. Prog. Phys.*, **41**, 1881, (1978). 3
- [CTDRG88] C. COHEN-TANNOUJDI, J. DUPONT-ROC, et G. GRYNBERG. *Processus d'interaction entre photons et atomes*. InterEditions, (1988). 17
- [CZ95] J. I. CIRAC et P. ZOLLER. Quantum computations with cold trapped ions. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 4091, (1995). 7
- [DC00a] W. DÜR et J. I. CIRAC. Activating bound entanglement in multiparticle systems. *Phys. Rev. A*, **62**, 022302, (2000). 123
- [DC00b] W. DÜR et J. I. CIRAC. Classification of multiqubit mixed states : Separability and distillability properties. *Phys. Rev. A*, **61**, 042314, (2000). 123
- [DC00c] W. DÜR et J. I. CIRAC. Multiparticle entanglement and its experimental detection. *quant-ph/0011025*, (2000). 122
- [Dre97] J. DREYER. *Atomes de Rydberg et cavités : observation de la décohérence dans une mesure quantique*. Thèse de doctorat, Université Paris 6, (1997). 31
- [EJ96] A. EKERT et R. JOZSA. Quantum computation and Shor's factoring algorithm. *Rev. Mod. Phys.*, **68**, 733, (1996). 4
- [EPR35] A. EINSTEIN, B. PODOLSKY, et N. ROSEN. Can quantum mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, **47**, 777, (1935). 1
- [FC72] S. J. FREEDMAN et J. F. CLAUSER. Experimental test of local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 938, (1972). 3, 6
- [FSB⁺98] A. FURUSAWA, J. L. SORENSEN, S. L. BRAUNSTEIN, C. A. FUCHS, H. J. KIMBLE, et E. S. POLZIK. Unconditional quantum teleportation. *Science*, **282**, 706, (1998). 4
- [FT76] E. S. FRY et R. C. THOMPSON. Experimental test of local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 465, (1976). 3, 6
- [GC97] N. A. GERSHENFELD et I. L. CHUANG. Bulk spin-resonance quantum computation. *Science*, **275**, 350, (1997). 7
- [GHZ89] D. M. GREENBERGER, M. HORNE, et A. ZEILINGER. *Bell's theorem, quantum theory and conceptions of the Universe*. édité par M. Kafatos, Kluwer, Dordrecht, (1989). 3, 105, 107
- [GHZ90] D. M. GREENBERGER, M. HORNE, et A. ZEILINGER. Bell's theorem without inequalities. *Am. J. Phys.*, **58**, 1131, (1990). 3, 105, 107
- [Gor29] W. GORDON. *Ann. Phys.*, **2**, 1031, (1929). 38
- [Gro97] L. K. GROVER. Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 325, (1997). 5

- [Har91] J. HARE. *Étude théorique et expérimentale des atomes de Rydberg circulaires : vers une mesure directe de la constante de Rydberg en unités de fréquence*. Thèse de doctorat, Université Paris 6, (1991). 38
- [Har92a] L. HARDY. Quantum mechanics, local realistic theories, and Lorentz-Invariant realistic theories. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 2981, (1992). 3
- [Har92b] S. HAROCHE. *Systèmes fondamentaux en optique quantique, les Houches session LIII*. édité par J. Dalibard, J. M. Raimond, et J. Zinn-Justin, Elsevier Science Publishers, (1992). page 767. 8
- [HGKD90] B. J. HUGHEY, T. R. GENTILE, D. KLEPPNER, et T. W. DUCAS. A split high-q superconducting cavity. *Rev. Sci. Inst.*, **61**, 1940, (1990). 58
- [HK83] R. G. HULET et D. KLEPPNER. Rydberg atoms in circular states. *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 1430, (1983). 8
- [HLD⁺00] C. J. HOOD, T. W. LYNN, A. C. DOHERTY, A. S. PAPKINS, et H. J. KIMBLE. The atom-cavity microscope : single atoms bound in orbit by single photons. *Science*, **287**, 1447, (2000). 8
- [HMN⁺97] E. HAGLEY, X. MAÎTRE, G. NOGUES, C. WUNDERLICH, M. BRUNE, J. M. RAIMOND, et S. HAROCHE. Generation of Einstein-Podolsky-Rosen pairs of atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1, (1997). 8, 10, 22, 64
- [HR83] P. HEYWOOD et M. L. G. REDHEAD. Nonlocality and the Kochen-Specker paradox. *Found. Phys.*, **13**, 481, (1983). 3
- [HRN⁺99] S. HAROCHE, A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, et J. M. RAIMOND. *Laser Spectroscopy 14*. édité par R. Blatt and J. Eschner and D. Leibfried and F. Schmidt-Kaler, World Scientific, New York, (1999). pages 140–149. 105
- [Isa80] S. ISAGAWA. Hydrogen absorption and its effect on low-temperature electric properties of niobium. *J. Appl. Phys.*, **51**, 4460, (1980). 56
- [JC63] E. T. JAYNES et F. W. CUMMINGS. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proc. IEEE*, page 89, (1963). 15, 16
- [JMH98] J. A. JONES, M. MOSCA, et R. H. HANSEN. Implementation of a quantum search algorithm on a quantum computer. *Nature (London)*, **393**, 344, (1998). 7
- [JSW⁺00] T. JENNEWEIN, C. SIMON, G. WEIHS, H. WEINFURTER, et A. ZEILINGER. Quantum cryptography with entangled photons. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4729, (2000). 4, 7
- [KFH⁺99] J. I. KIM, K. M. FONSECA ROMERO, A. M. HORIGUTI, L. DAVIDOVICH, M. C. NEMES, et A. F. R. de TOLEDO PIZA. Classical behaviours with small quantum numbers : The physics of Ramsey interferometry of Rydberg atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4737, (1999). 26
- [KL66] H. KOGELNIK et T. LI. Laser beams and resonators. *Proc. IEEE*, **54**, 1312, (1966). 54
- [Kle89] N. KLEIN. Thèse de doctorat, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, (1989). 55

- [KMWZ95] P. G. KWIAT, K. MATTLE, H. WEINFURTER, et A. ZEILINGER. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4337, (1995). [3](#), [6](#)
- [KS67] K. KOCHEN et E. SPECKER. The problem of hidden variables in quantum mechanics. *J. Math. Mech.*, **17**, 59, (1967). [3](#)
- [KUW75] L. R. KASDAY, J. D. ULLMAN, et C. S. WU. Angular correlation of Compton-scattered annihilation photons and hidden variables. *Nuovo Cimento B*, **25B**, 633, (1975). [3](#), [6](#)
- [Lan95] R. LANDAUER. Is quantum mechanics useful? *Philos. Trans. R. Soc. London*, **353**, 367, (1995). [6](#)
- [LDK94] J. R. LALANNE, A. DUCASSE, et S. KIELICH. *Interaction laser molecule*. Polytechnica, (1994). [54](#)
- [Llo95] S. LLOYD. Almost any quantum logic gate is universal. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 346, (1995). [4](#), [10](#), [11](#), [90](#), [105](#)
- [LRM76] M. LAMEHI-RACHTI et W. MITTIG. Quantum mechanics and hidden variables : A test of Bell's inequality by the measurement of the spin correlation in low-energy proton-proton scattering. *Phys. Rev. D*, **14**, 2543, (1976). [3](#), [6](#)
- [Maî98] X. MAÎTRE. *Une paire d'atomes intriqués : Expériences d'électrodynamique quantique en cavité*. Thèse de doctorat, Université Paris 6, (1998). [10](#), [21](#), [22](#), [31](#), [45](#), [64](#), [67](#)
- [Maa96] A. MAALI. *Oscillations de Rabi quantiques : test direct de la quantification du champ*. Thèse de doctorat, Université Paris 6, (1996). [9](#), [19](#), [31](#), [63](#)
- [Mer90a] N. D. MERMIN. Extreme quantum entanglement in a superposition of macroscopically distinct states. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1838, (1990). [134](#), [137](#)
- [Mer90b] N. D. MERMIN. What's wrong with these elements of reality? *Phys. Today*, page 9, (1990). [3](#), [131](#)
- [MHN⁺97] X. MAÎTRE, E. HAGLEY, G. NOGUES, C. WUNDERLICH, P. GOY, M. BRUNE, J. M. RAIMOND, et S. HAROCHE. Quantum memory with a single photon in a cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 769, (1997). [8](#), [10](#), [21](#), [64](#)
- [MMK⁺95a] C. MONROE, D. M. MEEKHOF, B. E. KING, W. M. ITANO, et D. J. WINELAND. Demonstration of a fundamental quantum logic gate. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4714, (1995). [7](#)
- [MMK⁺95b] C. MONROE, D. M. MEEKHOF, B. E. KING, S. R. JEFFERTS, W. M. ITANO, D. J. WINELAND, et P. GOULD. Resolved-sideband Raman cooling of a bound atom to the 3D zero-point energy. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4011, (1995). [84](#)
- [MWM85] D. MESCHÉDE, H. WALTHER, et G. MULLER. One-atom maser. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 551, (1985). [8](#), [62](#)
- [NBB⁺93] P. NUSSENZVEIG, F. BERNARDOT, M. BRUNE, J. HARE, J. M. RAIMOND, S. HAROCHE, et W. GAWLIK. Preparation of high principal quantum numbers circular states of rubidium. *Phys. Rev. A*, **48**, 3991, (1993). [31](#), [37](#), [43](#)

- [NKG97] D. J. NORRIS, M. KUWATA-GONOKAMI, et W. E. MOERNER. Excitation of a single molecule on the surface of a spherical microcavity. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 297, (1997). [8](#)
- [NLR⁺99] H. C. NÄGERL, D. LEIBFRIED, H. ROHDE, G. THALHAMMER, J. ESCHNER, F. SCHMIDT-KALER, et R. BLATT. Laser addressing of individual ions in a linear ion trap. *Phys. Rev. A*, **60**, 145, (1999). [7](#)
- [Nog99] G. NOGUES. *Détection sans destruction d'un seul photon. Une expérience d'électrodynamique quantique en cavité*. Thèse de doctorat, Université Paris 6, (1999). [11](#), [24](#), [31](#), [53](#), [57](#), [83](#), [95](#)
- [NPW⁺00] D. S. NAIK, C. G. PETERSON, A. G. WHITE, A. J. BERGLUND, et P. G. KWIAT. Entangled state quantum cryptography : Eavesdropping on the Ekert protocol. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4733, (2000). [4](#), [7](#)
- [NRO⁺99] G. NOGUES, A. RAUSCHENBEUTEL, S. OSNAGHI, M. BRUNE, J. M. RAIMOND, et S. HAROCHE. Seeing a single photon without destroying it. *Nature (London)*, **400**, 239, (1999). [8](#), [11](#), [24](#), [95](#)
- [NRO⁺00] G. NOGUES, A. RAUSCHENBEUTEL, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, J. M. RAIMOND, S. HAROCHE, L. G. LUTTERBACH, et L. DAVIDOVICH. Measurement of a negative value for the Wigner function of radiation. *Phys. Rev. A*, **62**, 054101, (2000). [8](#)
- [NRR⁺00] H. C. NÄGERL, C. ROOS, H. ROHDE, D. LEIBFRIED, J. ESCHNER, F. SCHMIDT-KALER, et R. BLATT. Addressing and cooling of single ions in Paul trap. *Fortschr. Phys.*, **48**, 623, (2000). [7](#)
- [Nus94] P. NUSSENZVEIG. *Mesures de champs au niveau du photon par interférométrie atomique*. Thèse de doctorat, Université Paris 6, (1994). [31](#), [37](#), [40](#)
- [OM88] Z. Y. OU et L. MANDEL. Violation of Bell's inequality and classical probability in a two-photon correlation experiment. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 50, (1988). [3](#), [6](#)
- [PBD⁺00] J.-W. PAN, D. BOUWMEESTER, M. DANIELL, H. WEINFURTER, et A. ZEILINGER. Experimental test of quantum nonlocality in three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger entanglement. *Nature (London)*, **403**, 515, (2000). [3](#), [6](#)
- [PFMR00] P. H. W. PINKSE, T. FISCHER, P. MAUNZ, et G. REMPE. Trapping an atom with single photons. *Nature (London)*, **404**, 365, (2000). [8](#)
- [PG99] S. PEIL et G. GABRIELSE. Observing the Quantum Limit of an Electron Cyclotron : QND Measurements of Quantum Jumps between Fock States. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1287, (1999). [8](#)
- [PKBS98] H. PERRIN, A. KUHN, I. BOUCHOULE, et C. SALOMON. Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice. *Europhys. Lett.*, **42**, 395, (1998). [84](#)
- [RKM⁺01] M. A. ROWE, D. KIELPINSKI, V. MEYER, C. A. SACKETT, W. M. ITANO, C. MONROE, et D. J. WINELAND. Experimental violation of a Bell's inequality with efficient detection. *Nature (London)*, **409**, 791, (2001). [12](#)

- [RNO⁺99] A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, J. M. RAIMOND, et S. HAROCHE. Coherent operation of a tunable quantum phase gate in cavity QED. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 5166, (1999). 8
- [RNO⁺00] A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, J. M. RAIMOND, et S. HAROCHE. Step-by-step engineered multiparticle entanglement. *Science*, **288**, 2024, (2000). 8
- [ROT94] J. G. RARITY, P. C. M. OWENS, et P. R. TAPSTER. Quantum random-number generation and key sharing. *J. Mod. Opt.*, **41**, 2435, (1994). 4, 7
- [RS91] S. M. ROY et V. SINGH. Tests of signal locality and Einstein-Bell locality for multiparticle systems. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 2761, (1991). 134
- [RZBW75] H. RAUCH, A. ZEILINGER, G. BADUREK, et A. WILFING. Verification of a coherent spinor rotation of fermions. *Phys. Rev. A*, **54**, 425, (1975). 23
- [Sch35] E. SCHRÖDINGER. Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik. *Naturwissenschaften*, **23**, 807, 823, 844, (1935). Traduction anglaise dans [WZ83]. 5
- [Sch92] J. SCHURR. Thèse de doctorat, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, (1992). 55
- [Sho94] P. W. SHOR. *Proceedings of the 35th Annual Symposium on the Foundations of Computer Science*. édité par S. Goldwasser, IEEE Comput. Soc. Press., New York, (1994). pages 124–134. Los Alamitos, CA, USA. 5
- [Sho95] Peter W. SHOR. Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory. *Phys. Rev. A*, **52**, R2493, (1995). 5
- [Sho97] P. W. SHOR. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *SIAM J. Comput.*, **26**, 1484, (1997). 5
- [SKK⁺00] C. A. SACKETT, D. KIELPINSKI, B. E. KING, C. LANGER, V. MEYER, C. J. MYATT, M. ROWE, Q. A. TURCHETTE, W. M. ITANO, D. J. WINELAND, et C. MONROE. Experimental entanglement of four particles. *Nature (London)*, **404**, 256, (2000). 7, 121
- [Ste96] A. STEANE. Multiple-particle interference and quantum error correction. *Proc. R. Soc. London*, **452**, 2551, (1996). 5
- [TBZG00] W. TITTEL, J. BRENDEL, H. ZBINDEN, et N. GISIN. Quantum cryptography using entangled photons in energy-time Bell states. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4737, (2000). 4, 7
- [THL⁺95] Q. A. TURCHETTE, C. J. HOOD, W. LANGE, H. MABUCHI, et H. J. KIMBLE. Measurement of conditional phase shifts for quantum logic. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4710, (1995). 8, 11
- [TKK⁺00] Q. A. TURCHETTE, D. KIELPINSKI, B. E. KING, D. LEIBFRIED, D. M. MEEKHOF, C. J. MYATT, M. A. ROWE, C. A. SACKETT, C. S. WOOD, W. M. ITANO, C. MONROE, et D. J. WINELAND. Heating of trapped ions from the quantum ground state. *Phys. Rev. A*, **61**, 063418, (2000). 7

- [TRK92] R. J. THOMPSON, G. REMPE, et H. J. KIMBLE. Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1132, (1992). 8
- [TSH⁺96] F. TREUSSART, V. SANDOGHDAR, J. HARE, V. LEFEVRE, J. M. RAIMOND, et S. HAROCHE. Very low threshold whispering-gallery mode microsphere laser. *Phys. Rev. A*, **54**, R1777, (1996). 8
- [TVD⁺95] J. TIGNON, P. VOISIN, C. DELALANDE, M. VOOS, R. HOUDRÉ, U. OESTERLE, et R. P. STANLEY. From Fermi's golden rule to the vacuum Rabi splitting : Magnetopolaritons in a semiconductor optical microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3967, (1995). 8
- [TWK⁺98] Q. A. TURCHETTE, C. S. WOOD, B. E. KING, C. J. MYATT, D. LEIBFRIED, W. M. ITANO, C. MONROE, et D. J. WINELAND. Deterministic entanglement of two trapped ions. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, (1998). 7
- [Unr95] W. G. UNRUH. Maintaining coherence in quantum computers. *Phys. Rev. A*, **51**, 992, (1995). 6
- [WJEK99] A. G. WHITE, D. F. V. JAMES, P. H. EBERHARD, et P. G. KWIAT. Non-maximally entangled states : production, characterization, and utilization. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3103, (1999). 126
- [WLB76] A. R. WILSON, J. LOWE, et D. K. BUTT. Measurement of the relative planes of polarization of annihilation quanta as a function of separation distance. *J. Phys. G*, **2**, 613, (1976). 3, 6
- [WZ82] W. K. WOOTTERS et W. H. ZUREK. A single quantum cannot be cloned. *Nature (London)*, **299**, 802, (1982). 4
- [WZ83] J. A. WHEELER et W. H. ZUREK. *Theory of measurement*. Princeton University Press, (1983). 159
- [Zhe99] S. B. ZHENG. A simplified scheme for realizing Greenberger-Horne-Zeilinger states. *J. Opt. B*, **1**, 534, (1999). 105
- [ZK97] M. ZUKOWSKI et D. KASZLIKOWSKI. Critical visibility for N-particle Greenberger-Horne-Zeilinger correlations to violate local realism. *Phys. Rev. A*, **56**, R1682, (1997). 137
- [ZLKK79] M. ZIMMERMAN, M. LITTMAN, M. KASH, et D. KLEPPNER. Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms. *Phys. Rev. A*, **20**, 2251, (1979). 40
- [Zur91] W. H. ZUREK. Decoherence and the transition from quantum to classical. *Phys. Today*, **44**, 36, (1991). 5, 6

Résumé : Nous présentons ici la réalisation d'une dynamique quantique conditionnelle et la préparation d'un état intriqué à trois systèmes quantiques dans une expérience d'électrodynamique quantique en cavité. Nous couplons des atomes, préparés dans un état de Rydberg circulaire, au mode d'une cavité de très haute surtension, préparé dans l'état vide. A résonance, un échange réversible et cohérent d'un quantum d'excitation entre l'atome et le champ a lieu : l'oscillation de Rabi quantique. En fixant le temps d'interaction à un cycle complet d'absorption et d'émission, nous obtenons une dynamique conditionnelle : la phase quantique de l'état atome–champ change si le mode contient un photon et si l'état atomique est couplé au mode. En revanche, si le mode ne contient pas de photon ou si l'état atomique n'est pas couplé, la phase reste inchangée. Nous démontrons ce changement de phase et nous faisons varier sa valeur en désaccordant la fréquence du mode par rapport à la transition atomique. De plus, nous vérifions que la dynamique préserve la cohérence des sous-systèmes, menant ainsi à un état intriqué si les deux sont initialement préparés dans des superpositions d'états. Nous interprétons le processus en termes d'une porte logique quantique et nous analysons ses limitations. Dans une deuxième expérience, nous préparons et analysons un état intriqué entre deux atomes et le champ en effectuant des opérations successives et réversibles. Le premier atome est intriqué avec le champ en interagissant avec ce dernier pendant un quart d'oscillation de Rabi. Le deuxième atome effectue ensuite, comme dans la première expérience, une oscillation de Rabi complète. Etant préparé dans une superposition de l'état couplé et de l'état non-couplé, il s'intrique également avec le champ, et donc avec le premier atome. Des mesures dans deux bases orthogonales sont effectuées sur l'état intriqué à trois systèmes résultant. Une analyse des signaux expérimentaux est présentée, confirmant que l'état préparé n'est effectivement pas séparable. Nous discutons des perspectives ouvertes par ces expériences pour le traitement quantique de l'information.

Mots-clés : états de Rydberg, électrodynamique quantique en cavité, oscillation de Rabi quantique, interférométrie atomique, dynamique conditionnelle cohérente, information quantique, porte logique quantique, intrication, état intriqué à trois particules.

Abstract : We present here the realisation of a conditional quantum dynamics and the preparation of an entangled state of three quantum systems in a cavity quantum electrodynamics experiment. We couple atoms, prepared in a circular Rydberg state, to the mode of a very high Q cavity, prepared in the vacuum state. At resonance, a reversible and coherent exchange of one quantum of excitation takes place : The quantum Rabi oscillation. By fixing the interaction time to a complete cycle of absorption and emission, we obtain a conditional dynamics : The quantum phase of the atom–field state changes if the mode contains a photon and if the atomic state is coupled to the mode. On the other hand, if the mode does not contain a photon or the atomic state is not coupled, the phase stays unchanged. We demonstrate this phase shift and we vary its value by detuning the mode frequency with respect to the atomic transition. Furthermore, we verify that the dynamics preserves the coherence of the sub-systems and hence results in an entangled state if they are initially prepared in state superpositions. We interpret the process in terms of a quantum logic gate and we analyse its limitations. In a second experiment, we prepare and analyse an entangled state between two atoms and the field, using successive and reversible operations. The first atom gets entangled with the field while interacting with it during a quarter of a Rabi oscillation. The second atom then undergoes, like in the first experiment, a complete Rabi oscillation. Being prepared in a superposition of the coupled and the uncoupled state, it equally becomes entangled with the field, and thus also with the first atom. Measurements in two orthogonal bases are carried out on the resulting three-system entangled state. An analysis of the experimental signals is presented. It confirms that the prepared state is in fact not separable. We discuss the perspectives opened by these experiments for quantum information processing.

Key words : Rydberg states, cavity quantum electrodynamics, quantum Rabi oscillation, atomic interferometry, coherent conditional dynamics, quantum information, quantum logic gate, entanglement, three-particle entangled state.