



HAL
open science

Détection sans destruction d'un seul photon. Une expérience d'électrodynamique quantique en cavité.

Gilles Nogues

► **To cite this version:**

Gilles Nogues. Détection sans destruction d'un seul photon. Une expérience d'électrodynamique quantique en cavité.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1999. Français. NNT: . tel-00001864

HAL Id: tel-00001864

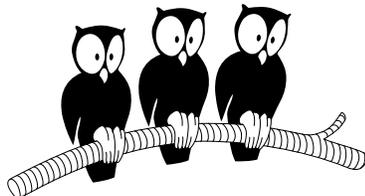
<https://theses.hal.science/tel-00001864>

Submitted on 24 Oct 2002

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
Gilles NOGUES

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

Sujet de la thèse :
DÉTECTION SANS DESTRUCTION D'UN SEUL PHOTON.
Une expérience d'électrodynamique quantique en cavité.

Soutenue le 15 décembre 1999 devant le jury composé de :

M.	Ch.	BORDÉ	Président
M.	A.	CLAIRON	
M.	P.	GRANGIER	Rapporteur
Pr.	S.	HAROCHE	Directeur de thèse
Pr.	J.	MLYNEK	Rapporteur

Table des matières

Table des matières	i
Table des Figures	vii
Liste des tableaux	xi
Remerciements	xii
Introduction	1
1 Le dispositif expérimental	11
1.1 Description générale	11
1.1.1 Motivations	11
1.1.2 Schéma du système expérimental	12
1.2 Les atomes de Rydberg circulaires	16
1.2.1 Propriétés	16
1.2.1.a Les états utilisés et les fréquences de transition	16
1.2.1.b Un grand dipôle électrique	16
1.2.1.c Une longue durée de vie	17
1.2.1.d Stabilité des états de Rydberg circulaires dans un champ électrique ou magnétique externe	18
1.2.1.e Un système à trois niveaux	19
1.2.1.f Pourquoi $n = 50$?	19
1.2.2 La préparation	19
1.2.3 La sélection de vitesse	23
1.2.3.a Les lasers de pompage optique	23
1.2.3.b La sélection en temps de vol	25
1.2.3.c Le contrôle des atomes à travers l'expérience	25
1.2.4 La détection	27
1.3 Le cryostat	30
1.4 La cavité supraconductrice	31
1.4.1 Description générale de la cavité	31
1.4.1.a Géométrie	31

1.4.1.b	Les causes de dissipation du champ dans la cavité . . .	34
1.4.1.c	Processus de fabrication	37
1.4.2	Les tests sur la nouvelle cavité	40
1.4.2.a	Mesure du facteur de qualité intrinsèque	40
1.4.2.b	Mesure de l'état de surface des miroirs	44
1.4.3	La fermeture de la cavité par l'anneau	48
1.4.3.a	Les contraintes	48
1.4.3.b	La réalisation	50
1.4.3.c	Les résultats	53
2	Expériences préliminaires	55
2.1	Le nouvel interféromètre de Ramsey	55
2.1.1	Brève introduction théorique	55
2.1.2	Pourquoi un nouvel interféromètre ?	58
2.1.3	Principe de l'expérience	60
2.1.4	La carte du champ	62
2.1.4.a	La détermination de la structure d'ensemble	62
2.1.4.b	Mesure précise de la position des ventres	64
2.1.5	Les résultats expérimentaux	64
2.2	Le refroidissement du champ	69
2.2.1	Les raisons	69
2.2.2	Mesure précise du champ thermique à l'équilibre dans les deux modes de la cavité	69
2.2.3	La méthode de refroidissement utilisée	72
2.2.3.a	Principes	72
2.2.3.b	Envoi des paquets atomiques	72
2.2.3.c	L'atome sonde	75
2.2.4	Résultats	75
2.2.4.a	Le refroidissement	75
2.2.4.b	La relaxation vers l'équilibre thermique	76
3	Détection sans destruction d'un seul photon dans une cavité	79
3.1	Cadre général des mesures QND en optique	79
3.1.1	Les théories et expériences qui ont précédé ce travail	80
3.1.2	Notations, position du problème	82
3.1.2.a	Les observables du champ mesuré	82
3.1.2.b	Les stratégies de mesure	86
3.1.3	Précédentes mesures QND en optique quantique	86
3.1.3.a	Principes de l'expérience avec un milieu non-linéaire Kerr	86
3.1.3.b	Expérience avec une non-linéarité d'ordre 2	88
3.1.4	Comment augmenter la sensibilité au niveau du photon	89

3.1.4.a	Similitudes et différences avec les expériences sur un grand nombre de photons	89
3.1.4.b	Le couplage atome–champ et le déphasage de la fonction d’onde atomique	91
3.2	Démonstration des corrélations entre l’état du champ et la phase de la cohérence atomique	95
3.2.1	Préparation du champ à mesurer	95
3.2.1.a	L’état $ 0\rangle$	95
3.2.1.b	L’état $ 1\rangle$	95
3.2.1.c	Les deux possibilités en même temps	96
3.2.2	Résultats expérimentaux	96
3.2.2.a	Déroulement des séquences expérimentales	96
3.2.2.b	Les résultats	98
3.2.3	Discussion des résultats, analyse des imperfections	98
3.2.3.a	Mise en évidence des corrélations atome–champ	98
3.2.3.b	Les imperfections de l’expérience	98
3.2.3.c	Confirmation de l’analyse des imperfections : amélioration du contraste des franges conditionnelles	104
3.3	Confirmation de la mesure QND, test du caractère non-destructif	108
3.3.1	Principe de l’expérience	108
3.3.2	Résultats expérimentaux et discussion	110
3.3.2.a	Les résultats	110
3.3.2.b	Discussion	110
3.3.3	La mesure du champ par deux atomes QND	112
3.4	Une expérience de test à trois atomes	114
3.4.1	Déroulement de la séquence	114
3.4.2	Les résultats	115
3.4.3	Discussion	115
3.4.3.a	L’influence de l’atome de mesure QND	115
3.4.3.b	Le résultat de la mesure QND en fonction de l’état du champ	115
4	Au delà de la mesure QND	119
4.1	Les critères d’évaluation de nos expériences	119
4.1.1	Les critères d’évaluation adaptés aux petits nombres de photons	119
4.1.1.a	Définition	119
4.1.1.b	Comparaison de notre expérience avec le cas d’un atome absorbant	120
4.1.2	Caractérisations des mesures QND dans le domaine optique	122
4.1.2.a	Définition	122
4.1.2.b	Évaluation pour les expériences en optique	124
4.1.3	Les critères d’évaluation de l’optique et nos expériences	127

4.1.3.a	Les corrélations entre la mesure et l'état final du champ	127
4.1.3.b	Les corrélations entre l'état en entrée du champ et l'état de l'atome	132
4.1.3.c	Les corrélations entre l'état initial et final du champ	132
4.1.3.d	Conclusion	132
4.2	Reconstruction de la distribution de Wigner d'un champ inconnu	134
4.2.1	Définition de la distribution de quasi-probabilité de Wigner	134
4.2.2	Mesure QND et valeur de $W(0)$	135
4.2.3	Mesure de $W(\alpha)$ en tout point de l'espace des phases	137
4.2.3.a	Principe de l'expérience	137
4.2.3.b	Vers une réalisation expérimentale	139
4.2.4	Vers une mesure non destructive d'un plus grand nombre de photons	141
Conclusion		145
A Oscillations de Rabi quantiques		149
A.1	Introduction théorique	149
A.1.1	Le hamiltonien du système atome–champ	149
A.1.2	Évolution temporelle du système	151
A.1.3	Des temps d'interaction remarquables	152
A.2	Accord de la fréquence de la cavité sur la transition atomique	153
A.3	Réglage du temps d'interaction	156
A.3.1	Le réglage avec la vitesse atomique	156
A.3.2	Le réglage avec le champ électrique statique	156
A.4	Les imperfections connues et inconnues du système	158
B Petit pense-bête : toutes les conditions expérimentales		161
B.1	Les échelles de distances	161
B.2	Les atomes	162
B.3	La sélection de vitesse atomique	163
B.4	Le cryostat	163
B.5	La cavité	163
B.6	Le refroidissement du mode de la cavité	164
B.7	L'interféromètre de Ramsey	164
B.8	Les oscillations de Rabi	165
B.9	Les échelles de temps	165
C Électronique et logiciel de contrôle		167
C.1	La nouvelle électronique	167
C.1.1	L'enregistrement et l'exécution d'une séquence	168
C.1.1.a	Le GDPC	168
C.1.1.b	Le MARQUEUR32b	170

C.1.2	L'électronique de détection	170
C.1.2.a	Le DATEV64k	172
C.1.2.b	Le GDPC de détection	172
C.2	Le programme de contrôle	174
C.2.1	La programmation des séquences expérimentales	174
C.2.2	Le classement des résultats de détection et l'affichage	175
C.2.2.a	Le stockage dans la mémoire de l'ordinateur	175
C.2.2.b	L'affichage et la sauvegarde des résultats	176
C.3	Le programme de surveillance des asservissements	178
Bibliographie		180

Table des figures

1	<i>Une expérience d'électrodynamique quantique en cavité</i>	5
2	<i>Oscillations de Rabi quantiques d'un atome excité dans une cavité vide</i>	7
1.1	<i>Schéma du dispositif expérimental dans son ensemble.</i>	13
1.2	<i>Schéma des niveaux de Rydberg circulaires utilisés pour nos expériences.</i>	17
1.3	<i>Diagramme d'énergie Stark des deux niveaux de Rydberg $n=50$ et $n=51$ de l'atome de rubidium pour $m > 0$</i>	20
1.4	<i>Circularisation des états de Rydberg</i>	21
1.5	<i>Disposition des lasers de sélection de vitesse</i>	24
1.6	<i>Mesure de la distribution de vitesse des atomes avec sélection de vitesse Doppler</i>	25
1.7	<i>Principe de la sélection en temps de vol</i>	26
1.8	<i>Résultat de la sélection en temps de vol.</i>	26
1.9	<i>Zone de détection des atomes</i>	28
1.10	<i>Signal d'ionisation des atomes en fonction de la tension appliquée sur la cathode du détecteur</i>	29
1.11	<i>Géométrie de la cavité</i>	31
1.12	<i>Système d'accord de fréquence de la cavité</i>	33
1.13	<i>Processus de fabrication des miroirs de la cavité supraconductrice</i>	38
1.14	<i>Comparaison entre une cavité fermée et une cavité ouverte</i>	40
1.15	<i>Géométrie du résonateur fermé, formé pour tester les propriétés supraconductrices intrinsèques de nos miroirs</i>	41
1.16	<i>Mesure de l'intensité du champ dans la cavité en fonction du temps</i>	42
1.17	<i>Facteur de qualité du résonateur en configuration fermée en fonction de la température.</i>	44
1.18	<i>Observation de la surface des miroirs au microscope</i>	45
1.19	<i>Observation de la surface des miroirs au microscope à contraste interférentiel différentiel</i>	46
1.20	<i>Observation de la surface des miroirs à l'interféromètre de Fizeau</i>	47
1.21	<i>Contraintes expérimentales sur l'anneau fermant la cavité</i>	49
1.22	<i>Perspective d'un demi-anneau.</i>	50
1.23	<i>Photo de l'assemblage des deux demi-anneaux</i>	51
1.24	<i>Montage de la cavité dans le dispositif expérimental</i>	52

1.25	<i>Mesure de l'énergie dans la cavité à 51,098869 GHz en fonction du temps</i>	53
2.1	<i>Principe de l'interféromètre de Ramsey</i>	56
2.2	<i>Franges de Ramsey avec perturbation de l'atome sur le bras a de l'interféromètre</i>	59
2.3	<i>Principe de fonctionnement du nouvel interféromètre de Ramsey.</i>	61
2.4	<i>Intensité du champ Ramsey en fonction de la position dans la structure cavité+anneau</i>	63
2.5	<i>Indication précise de l'intensité du champ Ramsey</i>	65
2.6	<i>Transfert de l'état $g\rangle$ vers l'état $i\rangle$ en fonction de la puissance du champ micro-onde</i>	66
2.7	<i>Franges de Ramsey obtenues avec le nouvel interféromètre.</i>	67
2.8	<i>Comparaison des contrastes et déphasage des franges obtenus individuellement pour chaque point de désaccord et ajustés sur l'ensemble des données</i>	71
2.9	<i>Signal atomique en fonction du temps d'arrivée sur le détecteur</i>	73
2.10	<i>Diagramme position-temps correspondant à la figure 2.9</i>	74
2.11	<i>Absorption du champ résiduel par la sonde en fonction du nombre de paquets absorbants.</i>	76
2.12	<i>Absorption du champ résiduel par la sonde en fonction du délai après la procédure de refroidissement</i>	77
3.1	<i>Mesure usuelle destructive de l'intensité d'un champ électromagnétique.</i>	80
3.2	<i>Représentation de Fresnel du champ électrique \mathbf{E}</i>	83
3.3	<i>Représentation d'un état cohérent dans le plan de Fresnel</i>	84
3.4	<i>Définition des quadratures X et Y du champ</i>	85
3.5	<i>Stratégie d'une mesure QND en optique. Il s'agit d'une méthode indirecte</i>	85
3.6	<i>Principe d'une mesure non destructive dans le cas d'un milieu non linéaire de type Kerr</i>	87
3.7	<i>Comparaison entre les expériences dans le domaine optique et dans le domaine micro-onde.</i>	89
3.8	<i>Principe des mesures QND avec un couplage atome-champ non-résonant.</i>	91
3.9	<i>Principe des mesures QND avec un couplage atome-champ résonant</i>	94
3.10	<i>Diagramme position-temps pour l'expérience de mesure non destructive de l'état vide ou de l'état de Fock $1\rangle$.</i>	97
3.11	<i>Franges de Ramsey pour l'atome de mesure suivant l'état de l'atome source</i>	99
3.12	<i>Donnée de la figure 3.11 superposées aux résultats des simulations numériques (lignes continues).</i>	102
3.13	<i>Diagramme position-temps pour l'expérience de mesure non destructive de l'état vide.</i>	105

3.14	<i>Diagramme position-temps pour l'expérience de mesure non destructive de l'état de Fock à un photon.</i>	106
3.15	<i>Franges de Ramsey pour l'atome de mesure suivant l'état du champ (0 ou 1 photon)</i>	107
3.16	<i>Diagramme position-temps de l'expérience de confirmation du résultat de la mesure QND.</i>	109
3.17	<i>Taux d'absorption de l'atome de confirmation en fonction de la fréquence de l'interféromètre de Ramsey pour l'atome de mesure QND.</i>	110
3.18	<i>Représentation des différentes probabilités de coïncidence pour deux atomes effectuant la mesure QND du champ thermique.</i>	113
3.19	<i>Diagramme position-temps de la séquence expérimentale à trois atomes.</i>	114
3.20	<i>Coïncidences entre les atomes 1 et 3 avec ou sans atome 2</i>	116
4.1	<i>Diagramme absorption-taux d'erreur caractérisant nos expériences. Le cas d'un atome absorbant se trouve sur une droite qui délimite la zone où la mesure est non destructive (le cas idéal se trouvant à l'origine des axes). Le point correspondant à notre expérience est également représenté.</i>	121
4.2	<i>Une mesure non-destructive idéale doit permettre d'observer des corrélations entre le signal en entrée du dispositif, le signal en sortie et la mesure en sortie.</i>	122
4.3	<i>Diagramme à deux paramètres caractérisant les mesures QND optiques non-idéales</i>	125
4.4	<i>Caractérisation de l'efficacité de différentes expériences de mesure QND dans le domaine optique</i>	126
4.5	<i>Variance du nombre de photon en fonction de la probabilité d'avoir 1 photon.</i>	128
4.6	<i>Variance conditionnelle relative en fonction de la probabilité d'avoir 1 photon et du taux d'erreur.</i>	129
4.7	<i>Variance conditionnelle relative expérimentale en fonction de la fréquence de l'interféromètre de Ramsey</i>	131
4.8	<i>Comparaison de notre expérience avec les mesures précédemment faites dans le domaine optique sur le diagramme de la figure 4.4.</i>	133
4.9	<i>Distribution de Wigner pour le vide et pour l'état de Fock $1\rangle$.</i>	136
4.10	<i>Expérience de franges de Ramsey à 6 photons</i>	140
4.11	<i>Mesure de l'opérateur parité pour le champ non déplacé.</i>	141
4.12	<i>Mesure non-destructive D'un champ contenant un "grand" nombre de photons</i>	143
A.1	<i>Probabilité P_g de transfert de $e\rangle$ vers $g\rangle$ en fonction de la tension appliquée sur les cales piézoélectriques d'accord de la cavité</i>	155

A.2	<i>Variations de l'amplitude du champ électrique F dans la cavité en fonction du temps</i>	157
A.3	<i>Oscillations de Rabi d'un atome initialement dans $e\rangle$ dans une cavité vide en fonction du temps</i>	159
B.1	<i>Distance entre les différents éléments de l'expérience</i>	161
B.2	<i>Schéma de niveaux</i>	162
B.3	<i>Échelles de temps de l'expérience</i>	166
C.1	<i>Fonctionnement du GDPC (CDA : convertisseur digital analogique). . .</i>	169
C.2	<i>Courbes produites par le GDPC de détection</i>	173
C.3	<i>Boucle d'acquisition.</i>	177
C.4	<i>Communication entre les programmes de surveillance et d'acquisition. .</i>	179

Liste des tableaux

1.1	<i>Probabilité $P(n)$ d'avoir n atomes en fonction du nombre moyen d'atomes préparés \bar{n}</i>	27
1.2	<i>Rugosité de surface maximale tolérée pour un facteur de qualité donné</i>	37
1.3	<i>Facteur de Qualité en fonction de l'ordre longitudinal du mode</i>	43
2.1	<i>Résultats de l'ajustement des séries de franges de Ramsey prises en fonction du désaccord atome-champ.</i>	72
2.2	<i>Probabilité d'avoir n photons dans la cavité en fonction du nombre moyen de photon thermique.</i>	75
3.1	<i>Classement des imperfections des expériences présentées en 3.2.2</i>	100
3.2	<i>Importances relatives des différentes imperfections de l'expérience</i>	103
3.3	<i>État de l'atome lors d'une deuxième mesure QND en fonction du résultat de la détection de l'atome de la première mesure</i>	112
3.4	<i>État de l'atome QND dans le cas des coïncidences e_1g_3 et g_1e_3</i>	117
4.1	<i>Valeur de la distribution de Wigner à l'origine, dans le cas du vide $0\rangle$, et de l'état de Fock à un photon $1\rangle$</i>	137
C.1	<i>Besoins en signaux TTL pour les différents éléments du dispositif expérimental.</i>	171

Remerciements

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés au Laboratoire Kastler Brossel, au sein du département de Physique de L'École Normale Supérieure de Paris. Je remercie vivement les deux directrices de ce laboratoire : Michèle Leduc pour m'y avoir accueilli en 1996 et Élisabeth Giacobino qui assure maintenant la charge de direction.

J'ai eu la chance de travailler dans le groupe de recherche sur l'"Électrodynamique quantique des systèmes *simples*", dirigé par Serge Haroche à qui je dois beaucoup. Il m'a tout d'abord accepté dans le DEA de Physique quantique en 1994-1995, ce qui m'a donné l'occasion de nouer les premières relations avec l'équipe lors de mon stage. Serge a ensuite accepté de prendre la direction de cette thèse après mon passage sous les drapeaux, il a enfin toujours suivi de manière attentive et enthousiaste les résultats que nous obtenions en salle de manip. Grâce à son charisme et à sa notoriété, Serge m'a permis de rencontrer de nombreux scientifiques, européens et américains, qui m'ont éclairé de nouveaux horizons.

Le suivi au jour le jour de ce que je faisais été assuré par Jean-Michel Raimond et Michel Brune. J'ai beaucoup appris à leur contact. Je dois dire combien ils m'impressionnent par leurs connaissances et leur savoir-faire. Michel a suivi l'évolution du dispositif expérimental sur lequel j'ai travaillé depuis ses débuts. Il est la mémoire de cette machine et ses conseils et explications m'ont souvent tiré de situations gênantes. Sa gentillesse et son attention pour tous les gens qui travaillent avec lui m'ont aussi beaucoup touché. Le dynamisme et l'enthousiasme de Jean-Michel ont été des stimulants efficaces pour mon travail. Il est bien difficile de le suivre lorsqu'il commence un calcul de tête ou se met devant un programme d'ordinateur. Je tiens à le remercier vivement pour toutes les fois où il a été à mes côtés lorsque j'avais quelques difficultés avec l'administration du Ministère ou de l'Université. Je lui suis également reconnaissant pour la bonne ambiance qu'il a su créer au sein du groupe et qui nous a permis de résoudre de nombreux défis techniques et scientifiques. C'est Jean-Michel qui le premier a vu que nous pouvions réaliser les expériences présentées dans ce mémoire avec notre dispositif expérimental.

Le dispositif sur lequel nous travaillons est suffisamment complexe pour qu'il faille au moins deux étudiants en thèse à travailler dessus en permanence. Ceci fait que des relations très fortes se sont nouées entre moi et Xavier Maître, qui m'a précédé sur l'expérience, et Arno Rauschenbeutel, qui m'a suivi. Au nom de toutes les nuits de manips que nous avons passées ensemble, de tous les moments de réconfort partagés quand

rien ne marchait, ou bien de joie lorsqu'enfin un signal expérimental net apparaissait, je tiens à leur exprimer ma plus sincère amitié. Xavier, roi du chocolat, m'a marqué par sa gentillesse et sa constante bonne humeur, même dans les moments les plus durs. Il m'a aussi impressionné par sa capacité déroutante de travail. Arno se distingue sans conteste par son incroyable sens physique et ses capacités d'expérimentateur hors pair. Le travail exposé dans ce mémoire est bien le fruit du travail de tout une équipe. Outre Xavier et Arno, je souhaiterais remercier plus généralement tous les étudiants en thèse que j'ai eu l'occasion de côtoyer en "S15" pendant mon stage de DEA ou ma thèse : Abdelhamid Maali, Jochen Dreyer, Stefano Osnaghi, et Patrice Bertet.

J'ai également eu l'opportunité de travailler avec de nombreux post-docs : Ferdinand Schmidt-Kaler, Ed Hagley et Christof Wunderlich. Je tiens tout particulièrement à exprimer ma gratitude envers Ferdinand, qui a passé beaucoup de temps avec moi durant mon stage de DEA, et Ed, avec et grâce à qui nous avons obtenu les résultats qui sont dans la thèse de Xavier et avec qui je partage des souvenirs très forts. Merci aussi à Philippe Goy et Michel Gross, deux anciens membres du groupe, pour leur aide constante en électronique et technique micro-onde.

Notre groupe de recherche se répartit en deux équipes : une sur les atomes de Rydberg et cavités supraconductrices, j'en fais partie, une autre sur les microsphères de silice comme résonateur optique de grande qualité. Je tiens à remercier tous les membres de cette équipe, plus particulièrement François Treussart et Nicolas Dubreuil, pour l'ambiance qu'il savaient mettre, mais aussi Valérie Lefèvre-Seguin et Jean Hare pour leur gentillesse et leur disponibilité, ainsi que Pierre Desbiolles, Wolf von Klitzing, Romain Long, Sébastien Steiner. Les pauses café du midi, où les deux équipes échangent, ont toujours été pour moi un moment très important de la journée et une grande source de bonheur.

Philippe Grangier et Le professeur Jürgen Mlynek ont gentiment accepté de relire attentivement ce mémoire au titre de rapporteur. Je les remercie d'avoir mené à bien cette tâche ingrate. Ma reconnaissance va également à Christian Bordé et André Clairon qui ont accepté de faire partie de mon jury.

J'ai constamment eu recours aux, et même quelquefois abusé des services techniques du laboratoire et du département de physique. Merci en particulier à Lionel (Yo) 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, Didier Courtiade. Notre expérience a bénéficié constamment de l'attention des "hommes du froid", j'ai nommé Samir Ben Youssef, Sébastien Chavin et Luc Ronayette, du service cryogénie. Merci à eux pour leur extrême disponibilité et bonne humeur. Merci beaucoup également à Zohra Ouyassoun et Geneviève Piard pour leur énorme travail au secrétariat du Laboratoire.

Je dédie enfin ce mémoire à toutes les personnes, parents, famille, enseignants, amis, qui m'ont aidé, à un moment ou un autre, à devenir l'être humain que je suis, la personne qui écrit ce mémoire.

Introduction

Du rayonnement du corps noir au contrôle cohérent de systèmes quantiques

En 1900, Max Planck propose de résoudre le problème du corps noir, qui n'avait pas de solution satisfaisante jusqu'alors, en considérant que l'énergie échangée entre l'onde électromagnétique à la fréquence ν et la surface du corps noir ne peut être qu'un multiple entier de la quantité $h\nu$ [Pla00]. La physique entre ainsi dans l'ère de la mécanique quantique. Les prédictions fournies à ce jour par cette théorie sont parmi les plus sûres et ont été vérifiées expérimentalement avec le plus de précision. Son champ d'application recouvre toute la physique moderne, et a donné naissance à des applications technologiques décisives (laser, transistor semi-conducteur...).

La mécanique quantique a connu certains de ses plus grands succès dans le cadre général de l'électrodynamique quantique, qui s'intéresse au couplage entre la lumière et la matière. C'est dans ce domaine que la précision des expériences a été poussée à l'extrême et est continuellement améliorée [URHH99]. Les techniques de refroidissement laser [PGL88, CTP90, Chu91], ont en outre ouvert la voie au contrôle des degrés de liberté externes des atomes. Parmi les récents progrès expérimentaux dans cette branche de la physique, deux directions ont été particulièrement suivies :

- l'obtention d'un état quantique concernant un ensemble macroscopique de particule, en suivant l'idée développée par Einstein en 1924 [Ein24] selon laquelle un gaz de bosons doit, en dessous d'une très basse température, subir une transition de phase où toutes les particules occupent le même état quantique. Ce phénomène de *condensation de Bose-Einstein* a récemment été observé [AEM⁺95, DMA⁺95, BSH95]. Ces expériences ouvrent la voie à l'étude de systèmes macroscopiques présentant un très fort caractère quantique.
- la préparation et la manipulation, dans des environnements bien contrôlés de systèmes quantiques microscopiques uniques. À l'aide des techniques de refroidissement laser, il est possible de piéger des atomes dans un piège dipolaire optique ou des ions dans un piège quadripolaire, de refroidir leur mouvement de vibration jusque dans l'état fondamental [PKBS98, MMK⁺95], puis de coupler ce mouvement de manière cohérente avec l'état interne de l'atome ou de l'ion de manière à obtenir des états non-classiques du mouvement [MMK⁺96, MMKW96]. Le même genre de contrôle cohérent peut être obtenu par le couplage entre un champ électromagnétique stocké dans une cavité et un ou plusieurs atomes [HK89, Har92, HR94]. L'expérience que nous allons décrire ici fait partie de cette dernière fa-

mille.

Il faut remarquer que ces deux directions convergent vers un même but : observer des phénomènes quantiques sur des systèmes de plus en plus complexes. D'un côté, les condensats de Bose-Einstein sont remarquables par leur très grande longueur de cohérence. Ils ont été étudiés jusqu'à présent plus sous l'aspect de leurs propriétés statistiques très particulières. Il serait pourtant très intéressant de pouvoir les utiliser comme sources d'états purs non-classiques. Les applications potentielles de tels états non-classiques en interférométrie atomique peuvent être intéressantes [JBY95, Dow98]. Du côté des expériences sur des systèmes microscopiques, la construction d'états quantiques complexes est obtenue étape par étape à partir des briques élémentaires que sont les systèmes individuels. On intrique successivement, et de manière contrôlée, 2 puis 3 puis 4, puis N sous-systèmes.

Cette idée a donné naissance au concept d'ordinateur quantique où les différents systèmes qui se couplent sont vus comme des "bits quantiques" qui interagissent dans des portes logiques quantiques [DiV95, EJ95]. Le calcul d'un algorithme quantique n'est que la construction d'un état complexe comprenant beaucoup de sous-systèmes intriqués. Nous sommes encore très loin d'avoir à notre disposition les technologies qui permettraient de dépasser les limites fondamentales imposées par le phénomène de décohérence [Zur91] sur la stabilité de tels états complexes. C'est cependant l'exploration de ces limites fondamentales qui donne tout leur intérêt à de telles expériences.

Le problème de la mesure en mécanique quantique

Malgré tous ces succès, les résultats de la mécanique quantique apparaissent toujours paradoxaux lorsqu'on cherche à les interpréter avec notre intuition classique. De nombreuses expériences de pensée proposées par les fondateurs de la mécanique quantique au début de ce siècle ont illustré ce caractère paradoxal. Il s'agit en particulier de la controverse entre A. Einstein et N. Bohr sur les corrélations entre deux systèmes qui ont interagi dans le passé et sont séparés dans l'espace-temps au moment de la mesure (plus connu sous le nom de paradoxe EPR) [EPR35, BR35]. Dans le même ordre d'idée, la fameuse image du "chat de Schrödinger" [Sch35] illustre l'impossibilité d'observer des superpositions cohérentes d'états quantiques qui seraient discernables à l'échelle macroscopique (un chat mort est macroscopiquement différent d'un chat vivant).

L'ensemble de ces expériences de pensée pose le problème de la mesure en mécanique quantique et, en particulier, de l'interprétation qui en est donnée par l'école de Copenhague [Boh93, vN32] (généralement présentée dans l'enseignement de nos jours). La mesure d'un système quantique suppose en effet de le faire interagir avec un détecteur macroscopique, accessible à nos sens humains, c'est à dire un ensemble de beaucoup de particules ($\simeq 10^{23}$) représentant un très grand nombre de degrés de liberté. Nous sommes justement dans le cas des systèmes quantiques complexes évoqués précédemment, dont nous ne contrôlons cependant pas tous les degrés de liberté. L'interaction système-détecteur détruit alors l'état initial du système quantique. C'est

ce qui se passe typiquement lorsqu'un photon arrive sur un photomultiplicateur ou bien lorsqu'un atome tombe sur un détecteur à fil chaud.

Vers le concept de mesure quantique non-destructive (QND)

Pour dépasser cette limite il a rapidement été proposé de réaliser une mesure indirecte [vN32]. Puisqu'il est difficile de préserver un système microscopique S lors de son couplage avec un détecteur macroscopique, il vaut mieux prendre le parti de le coupler à un autre système microscopique M . Si S est dans un état propre $|\phi_n^S\rangle$ de l'observable A que l'on souhaite mesurer, alors l'état du système $S + M$ évolue selon :

$$|\phi_n^S\rangle \otimes |\Psi^M\rangle \longrightarrow |\phi_n^S\rangle \otimes |\phi_n^M\rangle \quad (1)$$

Cette mesure préserve l'état propre $|\phi_n^S\rangle$, l'information est codée dans l'état $|\phi_n^M\rangle$ du système M . Cette information sera d'autant plus précise que les états $|\phi_n^M\rangle$ sont distincts, elle est sans ambiguïté si $\langle \phi_i^M | \phi_j^M \rangle = \delta_{ij}$ (où δ_{ij} est le symbole de Kronecker). Si on sépare par la suite les deux systèmes microscopiques, on peut effectuer la mesure sur le système M sans détruire S . Plus généralement, S n'est pas dans un état propre de A et on a plutôt :

$$\left(\sum c_n |\phi_n^S\rangle \right) \otimes |\Psi^M\rangle \longrightarrow |\Psi^{S,M}\rangle = \left(\sum c_n |\phi_n^S\rangle \otimes |\phi_n^M\rangle \right) \quad (2)$$

Il s'agit d'un état intriqué entre les deux sous-systèmes¹. La mesure de M projette l'état quantique du système complet et nous renseigne donc sur l'état de S au moment de l'interaction. Il s'agit de la perturbation minimale possible du système S . Il faut cependant remarquer qu'une mesure indirecte ne garantit rien en ce qui concerne la valeur de l'observable à un temps ultérieur. Si le système S n'a pas été détruit, il a en revanche été perturbé, comme l'a montré Heisenberg [Hei27]. Cette perturbation est susceptible d'affecter l'évolution de l'observable A dans la suite de l'expérience. Supposons, par exemple, que l'on puisse mesurer de façon très précise la position où se trouve une particule libre (de manière indirecte, par exemple en l'éclairant avec une onde électromagnétique et en détectant la lumière diffusée, comme on le fait dans un microscope usuel). Cette opération projette l'état du système sur un ensemble restreint d'états propres de l'observable X (on parle de *réduction du paquet d'onde*). Elle introduit en conséquence une grande incertitude sur son impulsion P [CTDL77] (due par exemple à l'échange d'impulsion entre la particule et les photons diffusés). La position X de la particule libre est donc irrémédiablement changée après la mesure. Quelle intérêt accorder au résultat de la mesure d'une observable d'un système si on sait, par principe, qu'il n'est plus le même dans la suite de son évolution ? Cette question est particulièrement importante si on souhaite observer un système de manière très précise et continue dans le temps. La perturbation introduite par la mesure

¹Plus généralement encore, le système S peut être dans un mélange statistique d'état, décrit par la matrice densité $\rho = (\sum p_k |\Psi_k^S\rangle \langle \Psi_k^S|) \otimes |\Psi^M\rangle \langle \Psi^M|$. On a alors $\rho \longrightarrow (\sum p_k |\Psi_k^{S,M}\rangle \langle \Psi_k^{S,M}|)$. La mesure est alors un mélange statistique de mesures quantiques avec différentes probabilités classiques

n ajouterait du bruit sur le résultat de la mesure $n + 1$, ce qui met une limite à la précision des expériences. C'est justement pour tenter de dépasser cette limite que les stratégies de mesures quantiques non-destructives ont été proposées dans les années 70 [BV74, BVK77, Unr78, TDC⁺78, CTD⁺80, BVT80]. Elles visent à réaliser la mesure d'une observable quantique A , tout en évitant que la perturbation nécessairement introduite ne se couple à A dans l'évolution ultérieure du système.

Optique quantique et électrodynamique quantique en cavité

La réalisation des processus décrits par l'équation 2 suppose que l'on dispose de deux systèmes fortement couplés entre eux mais relativement bien isolés de l'environnement. Cette condition s'applique très bien à des champs électromagnétiques. Ces derniers, en effet, peuvent se propager sur des distances importantes sans être absorbés. Ils sont en outre couplés à la matière de manière relativement importante et donnent lieu à des phénomènes d'optique non-linéaire. Ce sont ces phénomènes qui ont permis les premières réalisations en optique quantique de mesures quantiques non-destructives (pour une revue de détail, on pourra se reporter au chapitre 3 et à la référence [GLP98]). Ces expériences ne sont applicables cependant que dans le régime quasi-classique des grands nombres quantiques. Si on souhaite se placer dans le régime des petits nombres quantiques, il faut alors obtenir un couplage matière–lumière bien plus fort que dans les expériences précédentes, tout en gardant un système bien isolé de l'environnement.

Notre dispositif expérimental d'électrodynamique quantique en cavité est un prototype d'une telle mesure quantique idéale. L'électrodynamique quantique en cavité consiste à étudier les interactions entre la matière et un ou quelques modes du champ électromagnétique isolés et définis par les conditions aux limites d'une cavité. Elle offre des outils expérimentaux remarquables : un mode du champ isolé dans l'espace par le résonateur et stocké pendant un temps relativement long, et un système atomique pour lequel il est possible d'avoir un couplage fort avec ce mode. D'un point de vue expérimental, de nombreuses fréquences du spectre électromagnétique sont couvertes, en particulier dans les domaines optique [TRK92, THL⁺95, TSH⁺96] et micro-onde [MWM85, BRG⁺87, BNSK⁺94, BSKM⁺96, BHD⁺96, HMN⁺97, MHN⁺97, NRO⁺99, RNO⁺99]. L'électrodynamique quantique en cavité s'intéresse aussi à tous les états de la matière : particules élémentaires [PG99], ions [CZ95], atomes neutres, excitons dans des semi-conducteurs [TVD⁺95]. Nous réalisons cette situation à Paris en utilisant un jet atomique [Ram56] qui traverse le mode d'une cavité de type Fabry–Pérot, comme l'illustre la figure 1. Chacun des deux systèmes (atome ou champ) est susceptible d'acquérir au cours du couplage une information sur son partenaire. L'ensemble des deux formes en fait un état intriqué. Au cours des expériences présentées dans cette thèse, nous avons utilisé la détection de l'état de l'atome comme moyen pour obtenir une information sur le champ, dans la continuation de manipulations déjà réalisées dans notre groupe [BSKM⁺96, MHN⁺97].

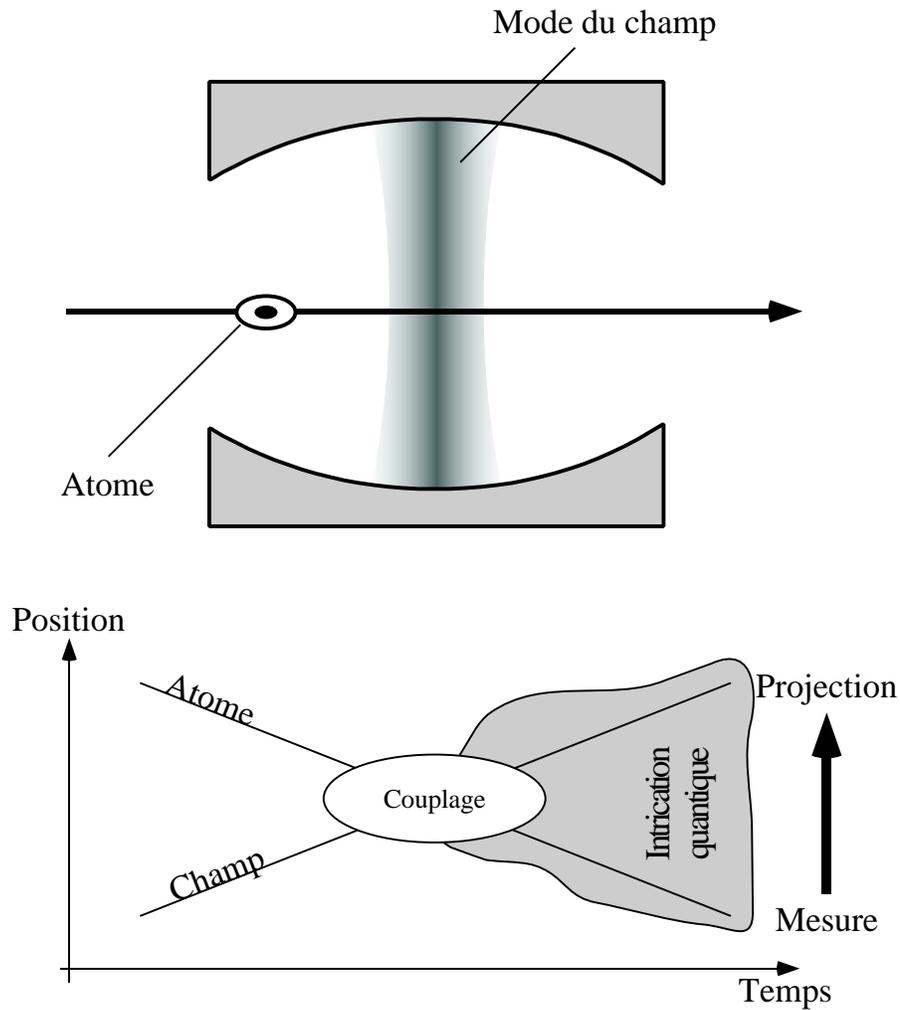


FIG. 1 – Une expérience d'électrodynamique quantique en cavité. On peut considérer l'atome et le champ comme les systèmes quantiques S et M de l'équation 2. À l'issue de leur interaction seul l'état de l'ensemble des deux partenaires a un sens physique et une mesure sur l'un projette l'état des deux. Il est en outre très facile de laisser l'atome s'éloigner de la cavité, puis de détecter son état. Il est également possible de tester l'état du champ en envoyant un second atome. Nous disposons en quelque sorte dans ce système d'un prototype d'appareil de mesure de dimensions microscopiques, l'atome et le champ acquérant chacun une information sur l'état de l'autre système.

L'expérience de notre groupe

Nous utilisons à Paris un système atomique très particulier, des atomes dans un état de Rydberg circulaire [HK83], et une cavité micro-onde supraconductrice qui confine le champ dans un très petit volume. Les états atomiques utilisés ($|e\rangle$ pour le niveau possédant la plus grande énergie et $|g\rangle$ pour l'état de plus basse énergie) constituent avec une bonne approximation un système à deux niveaux qui se couple fortement au champ électromagnétique. Le confinement du champ dans le résonateur assure en outre que le champ électrique d'un seul photon a un ordre de grandeur inhabituellement grand. Les faibles pertes de la cavité permettent de plus de conserver ce champ pendant des temps longs. Ces conditions nous permettent d'atteindre le régime de couplage fort, dans lequel le couplage atome-champ domine les pertes du système (émission spontanée ou relaxation de l'énergie dans la cavité). En termes physiques, ceci veut dire que l'atome et le champ peuvent interagir fortement (et donc fortement s'intriquer) avant que l'un d'eux ne subisse un processus de relaxation. Si on va jusqu'à négliger la relaxation dans le dispositif, la dynamique du système atome-champ est régie par le Hamiltonien de Jaynes-Cummings [JC63]. La solution de l'équation de Schrödinger avec cet Hamiltonien est analytique et correspond au phénomène d'oscillation de Rabi quantique : l'atome absorbe et réémet périodiquement un photon dans le mode du résonateur (pour plus de détails on pourra consulter l'annexe A). Notre groupe a pu observer expérimentalement ce phénomène dans le cadre du travail de thèse de Abdelhamid Maali [BSKM⁺96, Maa96] (voir figure 2).

Dans cette expérience, un atome initialement excité (état $|e\rangle$) entre dans une cavité vide. Les fréquences de l'atome et du champ sont égales. Il se produit alors une suite de cycles où l'atome émet successivement un photon dans le mode puis l'absorbe. En conséquence, la probabilité de détecter l'atome dans l'état $|e\rangle$ oscille périodiquement avec le temps. Il faut noter que cette évolution hamiltonienne est unitaire et préserve donc la cohérence quantique. La diminution du contraste des oscillations, observable dans la figure 2, est due à des effets inhomogènes (temps d'interaction ou couplage différents d'un atome à l'autre par exemple) causés par les imperfections de notre système expérimental. Le régime de couplage fort est cependant clairement démontré par les résultats expérimentaux puisque l'on observe plusieurs cycles d'absorption-émission. Il faut insister ici sur l'extrême sensibilité de cette expérience puisqu'elle met en évidence le couplage entre un seul atome et un seul quantum du champ électromagnétique (soit une énergie de 10^{-23} J). Nous disposons bien, avec notre dispositif expérimental, d'un système capable de mesurer des champs électromagnétiques dans le régime des faibles nombres quantiques.

Plus précisément, s'il y a initialement n photons dans le mode, la théorie prévoit que la fréquence de couplage est proportionnel à $\sqrt{n+1}$. On peut donc coupler la cavité avec une source micro-onde extérieure, qui injecte un champ analogue au champ produit par une source laser en optique, avec une distribution poissonienne pour le nombre n de photons dans le résonateur. Le signal atomique de la figure 2 devient donc la somme de plusieurs fonctions sinusoïdales, en phase à l'instant initial, mais

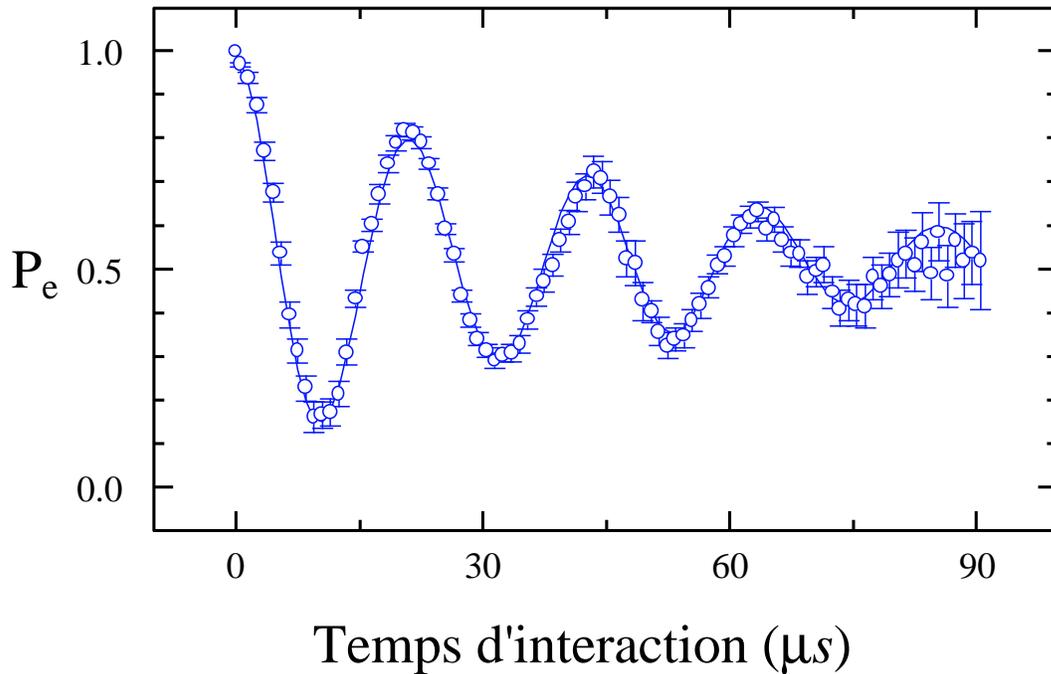


FIG. 2 – *Oscillations de Rabi quantiques d'un atome excité dans une cavité vide (source : [BSKM⁺ 96])*

avec différentes fréquences et pondérées par la distribution de probabilité. Cette somme discrète de fonctions sinusoïdales donne lieu au phénomène de disparition et de renaissance des oscillations de Rabi quantiques. L'observation de ce comportement dans notre expérience constitue une preuve directe de la présence d'un champ électromagnétique quantifié stocké dans notre résonateur micro-onde. En effectuant la transformée de Fourier des signaux temporels des oscillations de Rabi nous pouvons obtenir les différentes probabilités d'avoir n photons et comparer ces résultats avec une distribution poissonnienne. L'accord est excellent et permet d'avoir une précision de l'ordre de 0,01 sur le nombre moyen de photons du champ.

Ces expériences illustrent le degré de sensibilité que nous pouvons atteindre avec notre dispositif expérimental. Il ne s'agit cependant pas de la mesure de l'observable nombre de photons. L'état de l'atome est ici corrélé à une observable complexe du champ, qui change pour chaque temps d'interaction. C'est le recoupement de toutes les données qui nous donne une information sur la statistique du champ. Cette expérience s'approche en ce sens des méthodes dites de tomographie [SBRF93, BMP⁺95], dont nous parlerons à la fin de ce mémoire, pour lesquelles on accède à toutes les propriétés statistiques du champ.

Vers une mesure QND avec notre dispositif

Nous sommes plutôt intéressés par la mesure de l'observable nombre de photon en une

seule réalisation expérimentale. Pour aller dans cette direction, il est possible, en réglant le temps d'interaction de manière à accomplir un demi-cycle d'absorption–émission (on parle d'impulsion π de Rabi, voir figure 2), de réaliser la détection d'un seul quantum de champ dans notre résonateur [MHN⁺97]. Cette expérience, à laquelle j'ai participé, fait partie de la thèse de Xavier Maître [Mai98]. Supposons qu'initialement l'atome soit dans l'état fondamental $|g\rangle$ et que la cavité contienne 0 ou 1 photon. On a alors :

$$|0\rangle \otimes |g\rangle \xrightarrow{\pi} |0\rangle \otimes |g\rangle \quad (3)$$

$$|1\rangle \otimes |g\rangle \xrightarrow{\pi} |0\rangle \otimes |e\rangle \quad (4)$$

La détection de l'atome renseigne bien sur deux valeurs propres de l'observable n du champ au moment du couplage entre les deux partenaires. Nous constatons cependant qu'à l'issue de ce processus le résonateur est toujours dans l'état vide $|0\rangle$. S'il y avait un photon, ce dernier a été absorbé par l'atome et n'est plus présent pour une mesure ultérieure. Ce qui veut dire que cette manipulation, bien que très sensible, fait plutôt partie de la classe des mesures directes, destructives, évoquées au début de notre introduction.

Les expériences réalisées au cours de ma thèse et présentées dans ce mémoire démontrent pour la première fois la possibilité de détecter sans le détruire un photon dans notre résonateur micro-onde [NRO⁺99]. Le mécanisme fondamental de cette mesure quantique reste les oscillations de Rabi quantiques. On se place dans les mêmes conditions que pour l'expérience évoquée dans le paragraphe précédent, mais on règle le temps d'interaction de manière à réaliser une impulsion 2π de Rabi (voir figure 2). S'il y a 1 photon initialement dans le mode, il est absorbé puis réémis par l'atome. Il existe donc toujours à l'issue du processus. Cependant, l'évolution du système est :

$$|0\rangle \otimes |g\rangle \xrightarrow{2\pi} |0\rangle \otimes |g\rangle \quad (5)$$

$$|1\rangle \otimes |g\rangle \xrightarrow{2\pi} -|1\rangle \otimes |g\rangle \quad (6)$$

La présence du photon a laissé une trace subtile sur l'état du système atome+champ : un changement de la phase quantique de la fonction d'onde de π radians. Ce changement de phase sera mis en évidence par une méthode d'interférométrie atomique.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à la présentation du dispositif expérimental utilisé au cours de ces expériences. Cette machine est le fruit de la collaboration de nombreux étudiants et chercheurs, depuis près de dix ans maintenant. J'ai essayé de la présenter de manière la plus claire possible, laissant de côté quelquefois certains détails que l'on peut retrouver dans les mémoires de thèse de mes prédécesseurs (j'y fais alors référence). J'ai également tenté d'insister sur ma contribution personnelle au dispositif. Un lecteur pressé pourra suivre les conseils de lecture présentés au début de ce chapitre 1.

Le chapitre 2 présente quelques expériences préliminaires nécessaires pour réussir notre détection sans destruction. Il décrit en particulier l'interféromètre atomique que

nous utilisons pour détecter le changement de phase dû à la présence du photon. Je présente également dans ce chapitre une expérience essentielle qui nous permet d'éliminer les champs parasites présents dans notre cavité au début de chaque séquence expérimentale.

Les principaux résultats expérimentaux de ma thèse sont réunis dans le chapitre 3. Ce chapitre est également l'occasion de faire une présentation détaillée des nombreuses mesures QND déjà réalisées en optique quantique. J'insisterai sur les similitudes et les différences fondamentales entre ces expériences et les nôtres. La preuve de la détection sans destruction d'un photon est la combinaison de deux séries d'expériences différentes qui montrent (i) que l'on peut corrélérer un état atomique avec un état de champ ($|0\rangle$ ou $|1\rangle$) et (ii) que le couplage aboutissant à ces corrélations ne détruit pas l'état du champ.

Le chapitre 4 enfin présente quelques prolongements immédiats des expériences du chapitre 3. Nous nous intéressons en particulier à la caractérisation de l'efficacité de notre processus de détection. Nous montrons également le lien entre nos résultats et les expériences de caractérisation d'un état du champ quelconque, en particulier la détermination de la quasi-distribution de probabilité de Wigner W [Wig32, LD97]. Nous avons mesuré, pour la première fois dans le cas d'un champ électromagnétique, une valeur négative pour cette distribution à l'origine de l'espace des phases. Une distribution de Wigner négative est généralement considérée comme la marque du caractère non classique d'un champ quelconque. Nous présenterons une expérience, réalisable prochainement, qui nous permettra de déterminer de manière analogue la valeur de W en tout point de l'espace des phases (en dehors de l'origine).

Chapitre 1

Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé au cours de cette thèse est développé depuis 1990. Il est le résultat du travail de nombreuses personnes et il serait présomptueux et inutile de redonner tous les détails qui ont déjà été expliqués dans de nombreuses thèses et articles [Ber94, Nus94, Maa96, Dre97, Mai98] [NBB⁺93]. Dans une première partie de ce chapitre, je me contenterai donc de donner un bref aperçu des caractéristiques de notre appareil, en m’efforçant de faire ressortir les points importants. La deuxième partie du chapitre sera consacrée à ma contribution personnelle au montage expérimental, essentiellement liée à l’amélioration du facteur de qualité de notre cavité micro-ondes. Un lecteur pressé pourra se contenter de lire la description générale de l’expérience en 1.1 et l’annexe B qui rassemble tous les ordres de grandeurs utiles à la compréhension de la suite de ce manuscrit. Plus de détails sont fournis dans les chapitres 1 et 2 et dans l’annexe A, qui précise notre manière de contrôler l’interaction résonante atome–champ et C qui détaille toutes les améliorations à l’électronique de gestion des séquences expérimentales et le logiciel d’interface avec cette électronique, dont l’élaboration a fait partie de mon travail de thèse.

1.1 Description générale

1.1.1 Motivations

Le véritable intérêt des expériences d’électrodynamique quantique en cavité, présenté lors de l’introduction (voir figure 1), réside dans le fait de pouvoir atteindre le régime de *couplage fort*, où l’interaction entre les deux sous-systèmes, atome et champ, domine largement toutes les pertes (émission spontanée de l’atome, dissipation de la cavité). On peut l’exprimer d’un point de vue théorique en disant que la période de Rabi dans le vide, caractérisant le temps d’échange d’un quantum d’énergie entre l’atome et le champ, est beaucoup plus petite que les temps de vie de l’atome ou de la cavité (voir annexe A). Ceci est réalisé dans nos expériences en couplant des atomes préparés dans des états dits de Rydberg *circulaires* à une cavité micro-onde supraconductrice.

Les états de Rydberg circulaires correspondent à des niveaux quantiques très excités, proches de la limite d'ionisation, pour lesquels le moment angulaire de l'électron de valence est maximum. Il est donc nécessaire de préparer les atomes du jet dans ces états quantiques particuliers avant qu'ils n'interagissent avec la cavité. Il faut aussi les détecter à la fin de l'expérience. Les techniques que nous utilisons à cette fin seront détaillées dans la section 1.2.

La cavité supraconductrice est réalisée en niobium. Elle sera présentée en détail dans la partie 1.4. Compte tenu de ses propriétés supraconductrices, elle conserve le champ sans l'absorber au niveau de ses parois pendant un temps beaucoup plus long que la période de Rabi. Il nous faut bien sûr la maintenir en dessous de la température de transition du supraconducteur (9,2 K pour le niobium). Notre expérience requiert donc un dispositif cryogénique. Notre cryostat sera présenté en 1.3

Afin d'analyser le déphasage de l'état quantique évoqué en introduction, nous souhaitons combiner notre appareil d'électrodynamique quantique en cavité à un instrument capable de créer et de détecter des superpositions cohérentes d'états atomiques. En effet, dans toutes les manipulations présentées dans la suite de ce manuscrit le mode de la cavité contiendra 0, 1 ou quelques photons, impossibles à détecter avec des systèmes électroniques classiques. Toute l'information que nous tirons de l'expérience vient de la détection de l'état des atomes qui est relativement plus facile. Nous ajoutons en conséquence au montage un interféromètre atomique de Ramsey. Cet interféromètre couple les atomes à un champ micro-onde classique quasi-résonant avec les transitions entre différents états de Rydberg circulaires. Le réglage de l'intensité du champ et du temps d'interaction permet de créer et d'analyser des superpositions d'états du type $c_a|a\rangle + c_b \exp i\phi|b\rangle$ où c_a, c_b, ϕ sont des nombres réels et où $|a\rangle$ et $|b\rangle$ représentent deux états de Rydberg circulaires. Tout déphasage entre les deux composantes d'une superposition cohérente créée avant la cavité (variation de ϕ , due par exemple à l'interaction avec la cavité) provoque un changement des probabilités de détecter l'atome dans $|a\rangle$ ou dans $|b\rangle$ après l'impulsion micro-onde d'analyse. C'est cette méthode qui permettra de détecter le changement de signe de l'état $|g\rangle$ lors de l'impulsion 2π de Rabi en présence d'un photon. Utilisant une nouvelle cavité plus performante, mais incompatible avec la version antérieure de notre montage interférométrique, il nous a fallu revoir complètement la façon de réaliser notre interféromètre de Ramsey. Une brève explication théorique sur ces interférences quantiques entre états atomiques, ainsi que les détails expérimentaux sur notre manière de les obtenir, sera présentée dans la section 2.1.

1.1.2 Schéma du système expérimental

Le schéma d'ensemble du dispositif expérimental est représenté sur la figure 1.1, page 13.

Les atomes forment un jet thermique horizontal. L'axe de la cavité (passant par le centre des deux miroirs) est vertical. Les atomes (Rubidium, Rb) sont chauffés dans un four à 190 °C placé dans une enceinte à vide séparée de l'enceinte principale de l'expé-

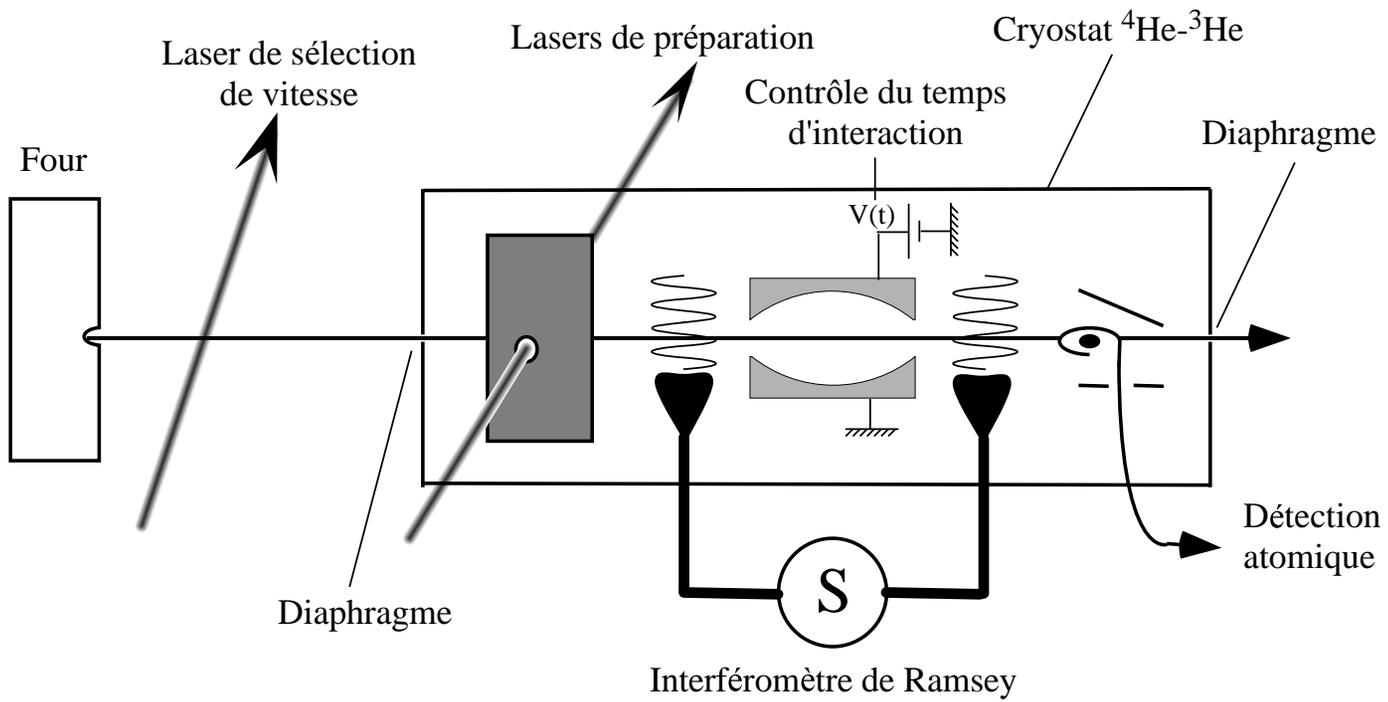


FIG. 1.1 – Schéma du dispositif expérimental dans son ensemble.

rience (pour toutes les dimensions précises entre les différents éléments de l'expérience on peut consulter la figure B.1, page 161). 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.

La préparation des atomes dans les états de Rydberg circulaires se fait de manière pulsée, dans une fenêtre temporelle de moins de $2\ \mu\text{s}$ autour d'un instant précis (défini à 100 ns près). L'endroit où cette préparation a lieu est également très bien défini. Il est fixé par la largeur des faisceaux laser qui servent à exciter nos atomes. Nous combinons cette préparation à un système de sélection de vitesse, dont le fonctionnement sera résumé en 1.2.3. La très grande sélectivité de ce système nous a permis d'obtenir, lors des expériences qui seront présentées dans ce mémoire, une dispersion de vitesse relative de 1% . Elle nécessite l'utilisation d'un ensemble de lasers avant la zone de préparation des états de Rydberg circulaires.

Nous savons donc où, quand et avec quelle vitesse nous excitons des atomes dans l'état de Rydberg circulaire. Nous envoyons ainsi une succession de paquets atomiques à travers le dispositif expérimental. À tout instant, la position de chaque paquet est connue à 1 mm près, en particulier lorsqu'il traverse le mode de la cavité et commence à interagir avec le champ. Nous pouvons alors contrôler avec précision la condition de résonance entre l'atome et le champ en appliquant un petit champ électrique dans la cavité qui change la fréquence atomique par effet Stark. Nous pouvons ainsi choisir comme nous l'entendons le temps d'interaction effectif atome–champ. Cette méthode nous offre un contrôle total des oscillations de Rabi, expliqué en A.3.

Le temps d'allumage du laser d'excitation permet en outre de régler le nombre moyen d'atomes par paquet à des valeurs extrêmement faibles (comprises entre $0,2$ et $0,6$). Ceci assure que, si l'on détecte un atome en fin d'expérience, la probabilité qu'il y en ait eu un second dans le même paquet est négligeable. On réalise en conséquence la situation expérimentale quasi idéale où *un seul* atome interagit dans le régime de couplage fort avec *un seul* mode du champ électromagnétique. La simplicité de ce système modèle, et la possibilité de contrôler son évolution, en font un outil très puissant.

L'interféromètre de Ramsey est réalisé en couplant les atomes du jet avec une onde classique à deux instants différents. Cette onde est amenée dans l'expérience par un guide d'onde. L'onde est produite par quadruplage de la fréquence d'un signal à $12,774\text{ GHz}$ dans une diode non-linéaire. Le signal à 12 GHz est verrouillé en phase sur la 128ème harmonique d'un quartz à 100 MHz , lui même asservi en phase sur un quartz ultrastable à 10 MHz . Ceci nous permet de disposer d'une source micro-onde de spectre très étroit et dont la dérive de phase est inférieure au degré par jour. Les deux zones d'interaction sont placées de part et d'autre de la cavité supraconductrice. On peut ainsi mettre en évidence les effets de l'interaction avec la cavité sur la cohérence atomique.

Il apparaît clairement dans les paragraphes précédents que notre dispositif expérimental est conçu pour permettre d'avoir le contrôle à tout instant de l'état du système atome–champ. Ceci n'est possible que si l'on sait exactement quel est l'état initial de ce

système. On peut alors opérer une suite d'opérations unitaires (par exemple impulsions de Ramsey ou oscillations de Rabi) sur cet état. Il nous faut donc être capable "d'initialiser" les fonctions d'onde de l'atome et du champ avant de les manipuler et de les faire interagir. La pureté de l'état de Rydberg circulaire à la fin du processus d'excitation décrit en 1.2 (c'est-à-dire l'état de l'atome au début d'une séquence expérimentale) est de l'ordre de 98 %, suffisante pour nos expériences. Par contre, l'état initial du champ est beaucoup moins bien contrôlé. Nous avons pu constater qu'il correspondait en fait à un champ thermique contenant en moyenne 0,8 photons, c'est-à-dire un mélange statistique de différents états de Fock (états nombre de photons). Une expérience avec un tel état initial conduirait à un "mélange statistique" de résultats finaux brouillant le signal et rendant les données inexploitable. Nous avons donc développé une procédure d'initialisation du champ qui absorbe le champ thermique dans la cavité et qui permet ainsi de commencer toute séquence expérimentale avec le mode du champ dans l'état vide $|0\rangle$. Les détails de cette méthode de remise à zéro du champ sont expliqués en 2.2. Elle a permis de réduire le nombre moyen de photons thermiques à une valeur inférieure à 0,1.

1.2 Les atomes de Rydberg circulaires

Un état de Rydberg “circulaire” peut être décrit par les nombres quantiques principal, orbital et magnétique n , l et m . Un atome est dans cet état particulier 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). Il s’agit d’un état quasi-classique hydrogénoïde où l’électron de valence très excité évolue sur une orbite circulaire autour du cœur ionique qu’il voit comme une charge ponctuelle. Les structures fine et hyperfine de ces états sont négligeables comparées aux fréquences caractéristiques de l’expérience [Ber94]. Nous avons en principe la possibilité de travailler avec les états de Rydberg circulaire de n’importe quel atome à un seul électron de valence (Hydrogène ou alcalin). L’existence de diodes lasers, commodes pour exciter les atomes du niveau fondamental vers les niveaux de Rydberg, justifie de travailler avec le rubidium 85.

Les propriétés des états de Rydberg circulaires ainsi que le montage expérimental qui permet de les préparer ont fait partie du travail de thèse de Paulo Nussenzeig [NBB⁺93, Nus94]. Ils ont été largement repris dans les thèses de Abdelhamid Maali [Maa96], Jochen Dreyer [Dre97] et Xavier Maître [Maî98]. Le but de cette partie est de résumer pour le lecteur les caractéristiques essentielles de notre système atomique nécessaires au lecteur.

La sélection de la vitesse des atomes, un ingrédient essentiel pour nos expériences, est le fruit du travail de Ed Hagley et Xavier Maître. Elle a été précisément présentée dans le mémoire de thèse de ce dernier.

1.2.1 Propriétés

1.2.1.a Les états utilisés et les fréquences de transition

Les expériences présentées dans ce mémoire utilisent trois états atomiques différents avec les nombres quantiques principaux $n = 51, 50$ et 49 (voir figure 1.2). Par la suite nous appellerons ces états respectivement $|e\rangle$, $|g\rangle$ et $|i\rangle$.

Les énergies des niveaux peuvent être données en considérant l’approximation d’un atome hydrogénoïde (atome d’hydrogène où la masse du proton est remplacée par la masse du cœur atomique). Elle varie en n^{-2} . La fréquence de transition ω_n entre deux niveaux n et $n - 1$ varie donc en n^{-3} . Elle se trouve dans le domaine micro-onde, autour de 50 GHz dans notre cas, et peut être facilement créée par des sources semiconductrices usuelles. Plus précisément nous utilisons des oscillateurs à YIG (fréquence comprise entre 8 et 18 GHz) et nous multiplions leur fréquence à l’aide de diodes Schottky.

1.2.1.b Un grand dipôle électrique

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 $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ représente le rayon de

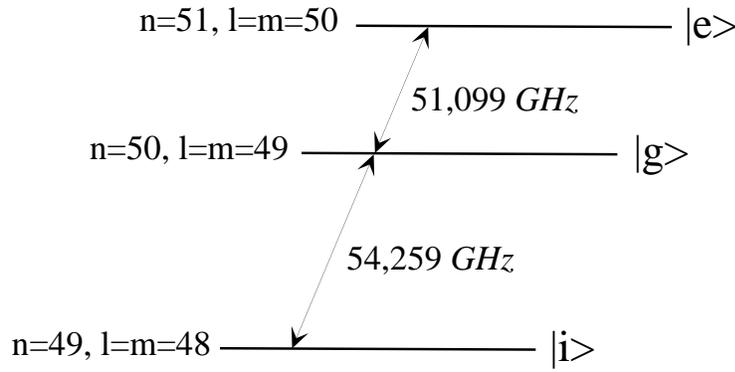


FIG. 1.2 – Schéma des niveaux de Rydberg circulaires utilisés pour nos expériences.

Bohr. Plus précisément le dipôle électrique de l'atome peut être exprimé [BS77, Gor29] suivant l'équation 1.1.

$$\begin{aligned}
 |\mathbf{d}_n| &= |q| |\langle n, l=n-1, m=n-1 | \mathbf{r} | n-1, l=n-2, m=n-2 \rangle| \\
 |\mathbf{d}_n| &= \sqrt{2} \frac{n(n-1)^2}{2n-1} \left(1 - \frac{1}{(2n-1)^2} \right)^n |q| a_0 \\
 |\mathbf{d}_n| &\simeq n^2 \frac{|q| a_0}{\sqrt{2}} \quad \text{si } n \gg 1,
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

où q représente la charge électrique de l'électron. Pour $n=51$, $|\mathbf{d}_{51}| \simeq 1776 \cdot |q| a_0$ et pour $n=50$, $|\mathbf{d}_{50}| \simeq 1680 \cdot |q| a_0$. Ces valeurs de dipôle sont particulièrement grandes à l'échelle atomique. Elles reflètent la taille de l'atome de Rydberg et permettent un couplage fort avec le champ. Nous pouvons voir l'atome de Rydberg comme une antenne atomique de dimensions exceptionnelles, comme une sonde de champ électrique très sensible.

1.2.1.c Une longue durée de vie

Un couplage aussi important avec le rayonnement pourrait faire craindre une très courte durée de vie τ_{at} des états de Rydberg circulaires. Il n'en est pourtant rien. Dans l'approximation dipolaire électrique, l'état circulaire moins excité le plus proche est la seule voie de désexcitation possible. Ainsi l'atome, dans l'état $|e\rangle$, se désexcite vers l'état $|g\rangle$ qui se désexcite à son tour vers l'état $|i\rangle$. Dans l'espace libre, le taux d'émission spontanée d'un état circulaire à l'autre est [AE75] :

$$\tau_{at}^{-1} = \gamma_{at} = \frac{\omega_n^3 |\mathbf{d}_n|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}. \tag{1.2}$$

L'équation 1.2 combinée aux dépendances en n de ω_0 et $|\mathbf{d}|$ permet facilement de voir que $\tau_{at} \propto n^5$. Typiquement $\tau_{at} = 30 \text{ ms}$ pour $n = 50$. Ce résultat peut à première vue apparaître paradoxal, étant donné le dipôle atomique des états circulaires.

Certes $|\mathbf{d}|^2$ augmente rapidement avec n ($\propto n^4$), mais cette augmentation est moins rapide que la diminution de ω_0^3 ($\propto n^{-9}$). On peut également interpréter ce résultat en revenant à l'image classique des états de Rydberg circulaires. En effet, plus n est grand plus l'électron de valence évolue sur une orbite circulaire loin du cœur. Le module de l'accélération qu'il subit est donc d'autant moins important. En conséquence le rayonnement qu'il émet par *Bremsstrahlung*, correspondant classique de l'émission spontanée, est aussi moins important.

1.2.1.d Stabilité des états de Rydberg circulaires dans un champ électrique ou magnétique externe

Un état de Rydberg circulaire n'est stable que si on lève sa dégénérescence avec tous les états de la multiplicité associée au nombre quantique principal n . Si cela n'est pas fait, la moindre perturbation (un champ électrique parasite par exemple) mélange cet état avec les quelques 2500 autres. Comme nous souhaitons en outre conserver le nombre quantique magnétique m , nous devons fixer un axe de quantification pour le système, qui brise la symétrie sphérique. Ceci peut être réalisé en imposant un champ magnétique extérieur \mathbf{B} (utilisation de l'effet Zeeman) ou électrique \mathbf{F} (effet Stark). Expérimentalement, nous annulons \mathbf{B} et maintenons un champ électrique \mathbf{F} 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 cet axe de quantification, 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 le 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 atomiques¹, jusqu'au second ordre du champ électrique F [Nus94, page 74] :

$$\begin{aligned} E^{(0)} &= -\frac{1}{2n^2} \\ E^{(1)} &= -\frac{3}{2} (n - 2n_1 - |m| - 1) nF \\ E^{(2)} &= -\frac{1}{8} \left[7n^2 - 6(|m| + n_1)^2 + 6n_1(|m| - 1) + 6n(|m| + 1) - \frac{3}{2}|m| + 8 \right] n^4 F^2 . \end{aligned} \tag{1.3}$$

Les équations 1.3 donnent le déplacement en fréquence de la transition entre deux états circulaires. Il est assez peu sensible au champ car, pour les états circulaires, on

¹Dans 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, $F_0=m_e^2 e^5/\hbar^4=5,1422 \cdot 10^9$ V · cm⁻¹.

a $n=2n_1+|m|+1$ et $E^{(1)}=0$. Ceci veut dire que les niveaux *circulaires* n'ont pas de dipôle statique permanent. La transition $n-n-1$ n'est donc déplacée qu'à l'ordre 2 (effet Stark quadratique différentiel). Ce déplacement vaut $-255 \text{ kHz} \cdot \text{V}^{-2} \cdot \text{cm}^2$ pour la transition $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$. Les énergies propres (1.3) permettent également d'établir le diagramme Stark des multiplicités hydrogénoïdes $n=50$ et $n=51$ de la figure 1.3.

1.2.1.e Un système à trois niveaux

Selon les règles de sélection pour l'interaction dipolaire électrique l'état circulaire $n = 50 |g\rangle$ n'est couplé de façon résonante qu'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. Ce dernier est un état *elliptique*, de plus faible moment angulaire. Ces transitions, de polarisation σ^+ et σ^- opposées, sont représentées sur la figure 1.3. 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. Ces deux derniers 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.

1.2.1.f Pourquoi $n = 50$?

Ce choix résulte d'un compromis. Lorsque n augmente, le temps de vie des atomes augmente ainsi que leur dipôle. Il semble donc préférable de s'approcher de la limite d'ionisation. Cependant la longueur d'onde de la transition atomique augmente, ce qui imposerait de travailler avec des dimensions de résonateur micro-onde trop grande par rapport à l'encombrement tolérable dans notre cryostat. Par contre, si n diminue, le nombre de photons thermiques dans le mode de la cavité diminue et la sensibilité aux inhomogénéités de champ électrique ($\propto n^7$) également.

1.2.2 La préparation

La préparation des états de Rydberg circulaires est un point difficile de l'expérience. Il faut en effet fournir à l'atome à la fois beaucoup d'énergie et beaucoup de moment angulaire. L'utilisation de trois transitions en échelon induites par lasers permet de réaliser aisément le premier point. Chaque photon par contre ne peut apporter qu'un seul quantum \hbar de moment angulaire. Il faut donc réaliser de manière efficace l'absorption d'une cinquantaine de photons au moins pour réussir à préparer $|e\rangle$ ou $|g\rangle$. Ceci a constitué une des premières étapes réalisées par notre équipe [NBB⁺93] et la préparation des atomes 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 figure 1.4 les différentes étapes du processus communément appelé "circularisation" au sein de notre groupe.

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

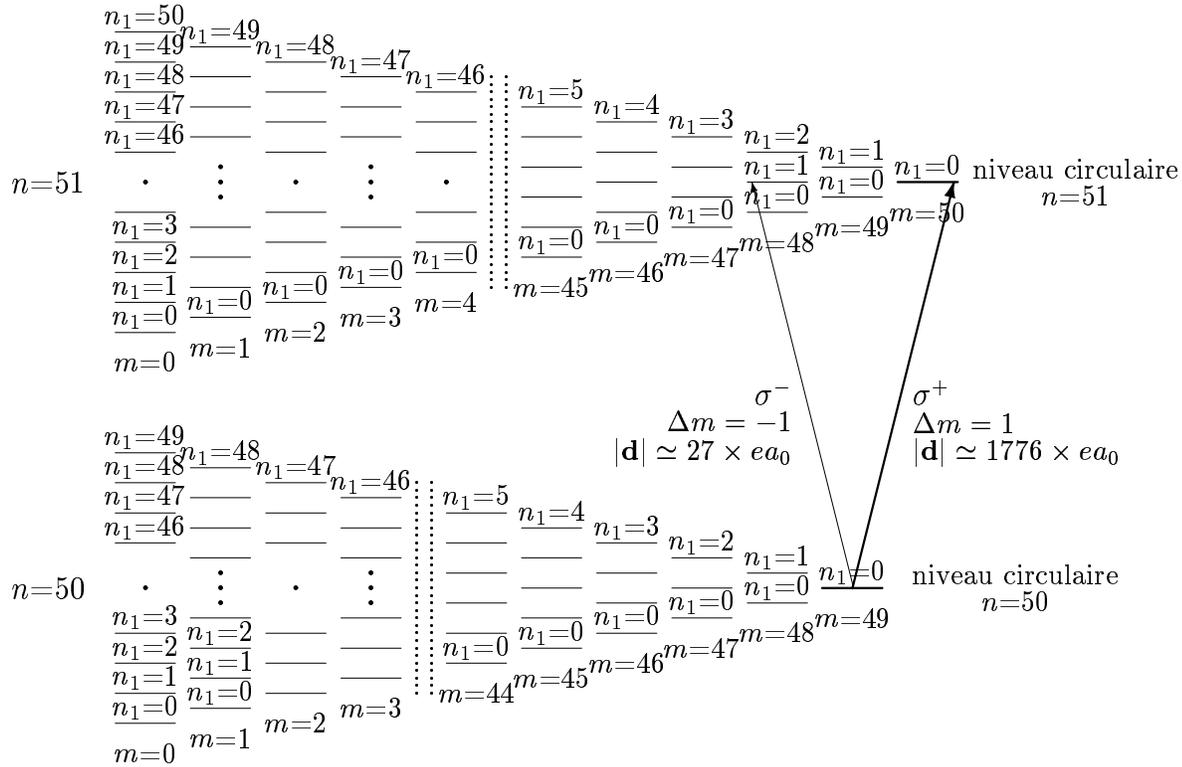


FIG. 1.3 – Diagramme d'énergie Stark des deux niveaux de Rydberg $n=50$ et $n=51$ de l'atome de rubidium pour $m > 0$. Les sous-niveaux Stark de chaque multiplicité n sont classés par valeurs croissantes de m et de n_1 . Pour chaque valeur de $|m|$ comprise entre 0 et $n-1$, n_1 varie de 0 à $n-|m|-1$. 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 la valeur du dipôle calculé sur ces transitions.

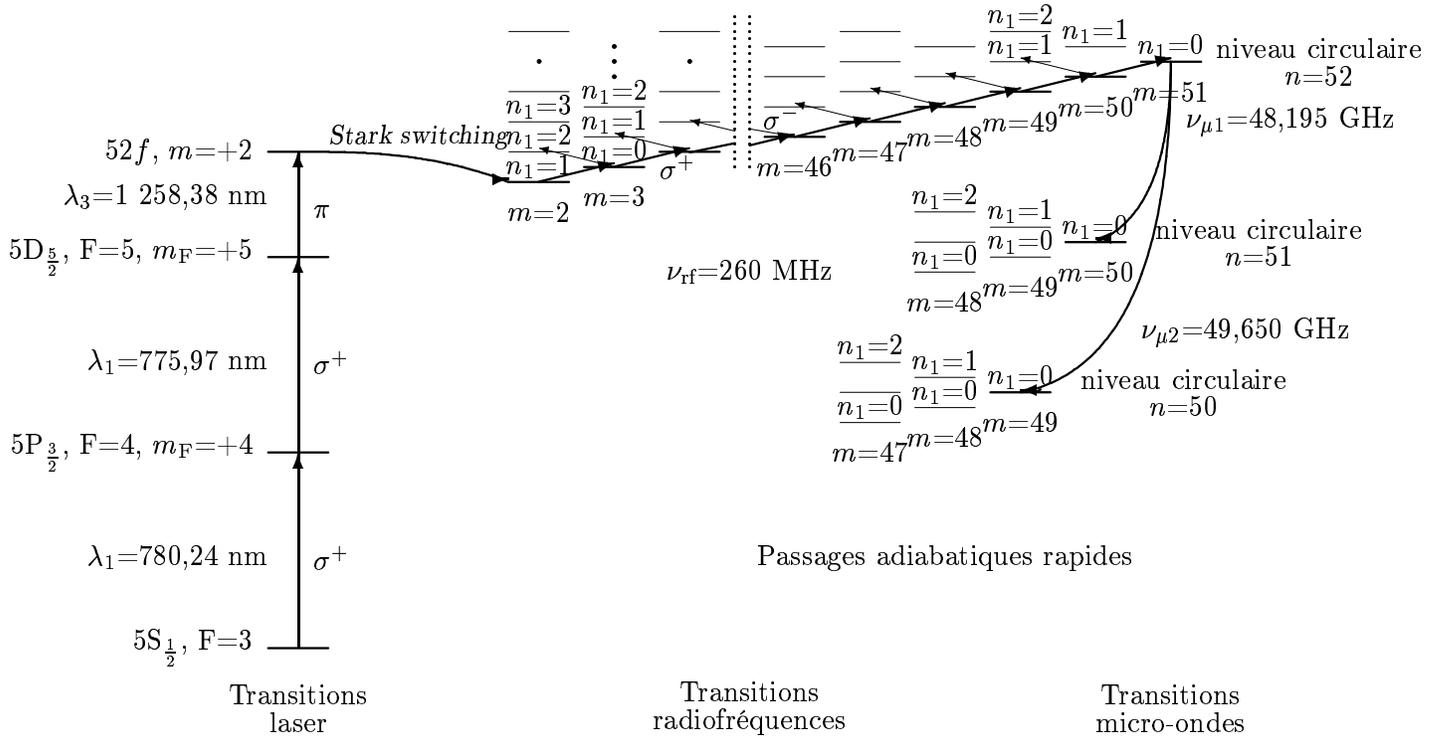


FIG. 1.4 - Circularisation des états de Rydberg aboutissant aux états $|e\rangle$ ou $|g\rangle$. Le défaut quantique du Rb, qui apporte quelques corrections à la théorie de l'atome hydrogénoïde, fait que la transition $|n = 52, n_1 = 1, m = 2\rangle \rightarrow |n = 52, n_1 = 0, m = 3\rangle$ est dégénérée 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 $2,4 \text{ V/cm}$

hyperfine $F = 3$ 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{F} 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 ensuite que l'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 (260 MHz).
 - La dégénérescence entre cette transition σ^+ et la transition σ^- (flèches fines pointant “vers la gauche” sur la figure 1.4) 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 1.4 dépend de la valeur du champ électrique. On la varie 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 F est lente on peut transférer tous les atomes avec une efficacité proche de 1. Expérimentalement, l'atome se retrouve dans l'état circulaire à la fin de ce 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. C'est pourquoi 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 $48,190\text{ GHz}$. Le transfert vers $|g\rangle$ se fait par l'émission de deux photons de fréquence $49,650\text{ GHz}$. 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 μs ; son ajustement permet de régler la probabilité d'excitation vers l'état de Rydberg circulaire et donc le flux atomique à travers l'expérience.

1.2.3 La sélection de vitesse

Nous combinons cette préparation pulsée à un dispositif de sélection de vitesse des atomes. Tous les détails concernant le système de sélection de vitesse peuvent être trouvés dans la thèse de Xavier Maître [Maî98]. Il combine à la fois une méthode de pompage optique sensible à la vitesse et une sélection en temps de vol.

La mesure de la vitesse atomique se fait de manière indirecte en déterminant le temps que les atomes mettent à parcourir la distance entre la zone d'excitation des états circulaires et le détecteur.

1.2.3.a Les lasers de pompage optique

Ils interagissent avec le jet atomique environ 15 cm après le four (voir figure 1.5, page 24). La sélection de vitesse par pompage optique profite du fait que seuls les atomes dans le sous-niveau hyperfin $F = 3$ peuvent être excités vers l'état circulaire. Le but est donc de transférer uniquement les atomes avec la vitesse désirée dans ce sous-niveau.

Le laser L_1 , communément appelé "dépompeur" est accordé en fréquence sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$. Il transfère par pompage optique les atomes dans le sous-niveau $F = 2$ de l'état fondamental. La direction du faisceau est perpendiculaire au jet. Il n'y a donc pas d'effet Doppler longitudinal et toutes les classes de vitesse sont pompées optiquement. 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, au maximum 1 atome sur 2000 reste dans le sous-niveau $F = 3$.

Un deuxième laser L_2 , communément 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. La fréquence du laser vue par les atomes dépend donc de leur vitesse (effet Doppler) :

$$\nu_{\text{Doppler}} = \nu_{\text{laser}} - \frac{1}{2\pi} \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = \nu_{F=2 \rightarrow F'=3} + \Delta\nu - \frac{v \cos \theta}{\lambda} \quad (1.4)$$

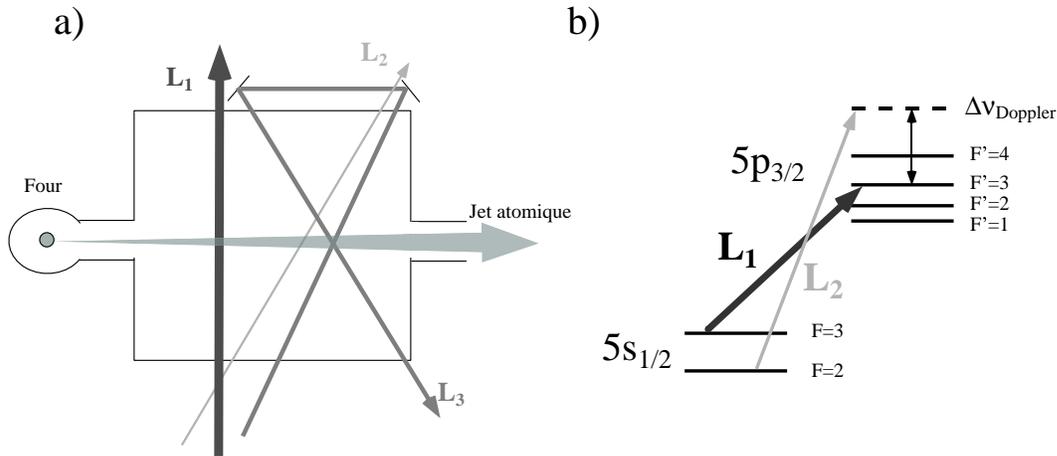


FIG. 1.5 – a) Disposition des lasers de sélection de vitesse, à la sortie du four atomique. b) Structure hyperfine de l'état fondamental $5s_{1/2}$ et du premier état excité $5p_{3/2}$ du ^{85}Rb

Une seule classe de vitesse est en résonance avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$, elle vérifie $\nu_{\text{Doppler}} = \nu_{F=2 \rightarrow F'=3}$. La valeur de la vitesse sélectionnée est donc :

$$v = \frac{\lambda \cdot \Delta\nu}{\cos \theta} \quad (1.5)$$

Seuls les atomes de cette classe de vitesse seront pompés optiquement vers le sous niveau $F = 3$, puis excités vers les états de Rydberg circulaires. Le choix de $\Delta\nu$, réalisé expérimentalement au moyen de modulateurs acousto-optiques, permet de sélectionner n'importe quelle vitesse entre 100 et 700 m/s au sein de la distribution maxwellienne de vitesse du jet. Notons également que la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ permet aussi le pompage optique des atomes dans $F = 3$. Il lui correspond une autre classe de vitesse sélectionnée. Étant donné θ et la structure hyperfine de $5p_{3/2}$, cette vitesse "parasite" vaut $v + 100 m/s$.

La dispersion en vitesse des atomes sélectionnés est proportionnelle à la largeur de la transition atomique excitée par le laser. Cette largeur, ainsi que l'efficacité du transfert, dépend fortement de l'intensité du faisceau. La dispersion ultime, atteinte pour de très faibles intensités, est de l'ordre de 10 m/s , quelle que soit la classe de vitesse centrale. L'efficacité de transfert est alors réduite à environ 0,1. Si on souhaite conserver une efficacité de pompage vers le niveau hyperfin $F = 3$ proche de 1, la dispersion en vitesse des atomes dans $F = 3$ est alors proche de 20 m/s (voir figure 1.6).

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 $v + 100 m/s$, atomes transférés de $F = 2$ vers $F = 3$ par de la lumière diffusée par exemple).

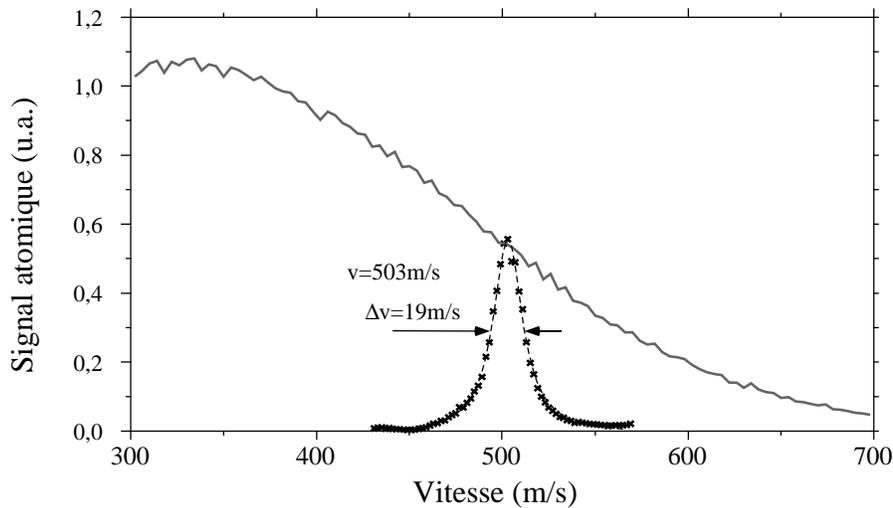


FIG. 1.6 – Mesure de la distribution de vitesse des atomes avant (trait continu gris) et après (croix noires) sélection de vitesse par pompage optique. L’ajustement d’une Lorentzienne sur le pic de vitesse sélectionné donne une dispersion de vitesse 19 ms^{-1} .

1.2.3.b La sélection en temps de vol

Les dispersions en vitesse obtenues au paragraphe précédent peuvent être trop importantes pour certaines expériences. Elles ont en effet pour conséquence une dispersion des temps d’interaction des atomes avec le champ qui brouille les signaux expérimentaux. Pour améliorer les résultats, on ajoute un système de sélection en temps de vol, expliqué sur la figure 1.7.

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. À un instant t_{rep} on prépare un paquet d’atomes dans l’état $F = 3$ avec une vitesse $v \pm \Delta v$. À cause de cette dispersion, le paquet atomique va s’étaler et se répartir dans la zone d’excitation des états circulaires. On allume alors la préparation des états circulaires à un instant t_{circ} . Seuls les atomes qui se trouvent dans les 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 surtout de leurs largeurs de faisceau (taille des “diaphragmes” spatio-temporels de la figure 1.7). Dans nos expériences, la dispersion relative $\Delta v/v$ est d’environ 1 %. Par exemple, la figure 1.8 montre l’amélioration de la sélection en temps de vol par rapport au pompage optique pour des atomes à 503 m/s . La dispersion minimale à cette vitesse est de 4 m/s .

1.2.3.c Le contrôle des atomes à travers l’expérience

La combinaison de la préparation pulsée et de la sélection de vitesse nous permet donc de définir avec précision un ensemble de paquets d’atomes envoyés successivement

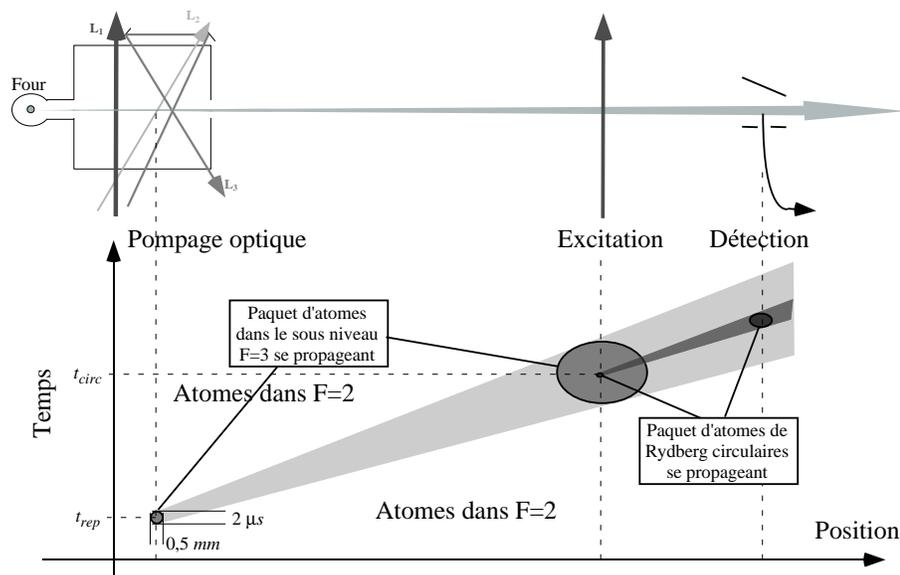


FIG. 1.7 – Principe de la sélection en temps de vol. Un paquet d'atomes préparés dans $F = 3$ se disperse au cours du temps. On en excite une fraction dans la zone de préparation des états circulaires, avec une très faible dispersion en vitesse.

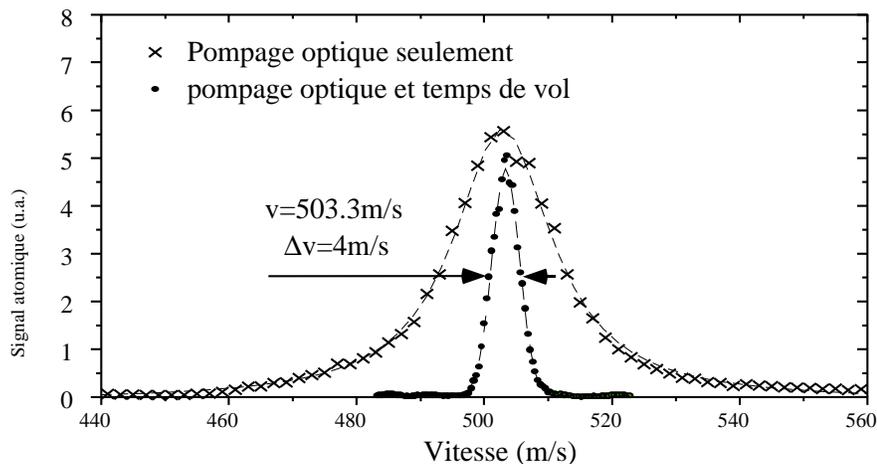


FIG. 1.8 – Résultat de la sélection en temps de vol.

dans le dispositif expérimental. On peut choisir comme on le souhaite à quel instant ils sont envoyés, quelle sont leur vitesse et leur état atomique ($|e\rangle$ ou $|g\rangle$). La probabilité d'excitation peut être réglée de manière à avoir entre 0,2 et 10 atomes par paquet (ceci ne se fait malheureusement pas de manière complètement indépendante de la dispersion en vitesse atomique). Il est important de pouvoir atteindre des flux atomiques très faibles. Dans ces conditions en effet, la probabilité d'avoir plus de 1 atome par paquet est extrêmement réduite et on pourra considérer que ce paquet atomique contient au plus un atome interagissant avec le mode de la cavité (voir tableau 1.1).

\bar{n}	$P(0)$	$P(1)$	$P(2)$	$P(3)$	1 clic	2 clics	$\tilde{P}(1)$	$\tilde{P}(2)$	$\tilde{P}(3)$
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. 1.1 – Probabilité $P(n)$ d'avoir n atomes en fonction du nombre moyen d'atomes préparés \bar{n} . Les probabilités d'effectivement observer un “clic” ou deux en sortie de la chaîne de détection sont aussi indiquées. Elle dépend de l'efficacité quantique limitée de notre détecteur (voir page 29). Expérimentalement nous conservons les événements pour lesquels un et un seul atome est détecté. On en déduit les probabilités $\tilde{P}(n)$ pour cet ensemble d'événements.

Malheureusement, dans le cas de flux atomiques faibles, la probabilité d'avoir 1 atome est également faible. On peut voir le jet atomique comme une “mer” d'atomes ayant des positions et des vitesses aléatoires. Le laser dépompeur L_1 a transféré tous ces atomes dans le sous-niveau hyperfin $F = 2$, qui ne se couple pas à la cavité. Le système de sélection de vitesse et d'excitation nous permet de choisir dans cette mer un seul atome pour interagir avec le champ. Le faible flux atomique fait que ce cas idéal ne se produit que dans une expérience sur 10 environ. Si maintenant on veut envoyer 2 atomes dans 2 paquets distincts à travers le dispositif, on ne détectera un atome dans chaque paquet simultanément que pour une séquence expérimentale sur 100, et une sur 1000 pour trois atomes. On voit ainsi que le temps d'accumulation des données nécessaire pour obtenir une incertitude statistique fixe augmente de manière exponentielle avec le nombre de paquets atomiques.

1.2.4 La détection

Les états de Rydberg circulaires sont très proches de la limite d'ionisation. Autrement dit, l'électron de valence est très peu lié au cœur atomique. Un champ électrique statique relativement faible suffit à arracher cet électron. La détection des états atomiques à la fin de l'expérience repose sur ce principe.

La zone de détection est présentée figure 1.9. Lorsqu'un atome pénètre dans le condensateur de détection, la géométrie en forme de toit des électrodes fait que le champ

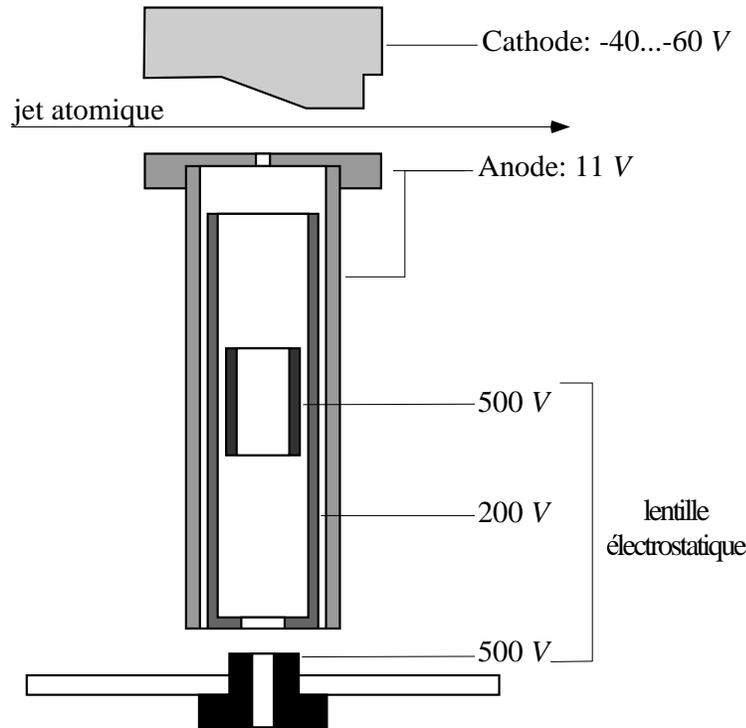


FIG. 1.9 – Zone de détection des atomes

électrique statique vu par les atomes augmente jusqu'à atteindre la valeur limite au delà de laquelle l'électron de valence est arraché. Ce seuil d'ionisation dépend de l'état atomique et vaut 136 , 148 et $160 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ respectivement pour $|e\rangle$, $|g\rangle$ et $|i\rangle$. On choisit le potentiel sur la cathode du détecteur 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 l'entrée d'un multiplicateur d'électrons (non représenté sur la figure 1.9). À la sortie du multiplicateur on récupère une impulsion de courant électrique qui peut être détectée par une électronique usuelle. Si on balaie la tension de la cathode, on enregistre un signal d'ionisation représenté figure 1.10. On distingue très clairement les différents pics d'ionisation, correspondant à différents états de Rydberg circulaires avec n variant de 52 à 49 .

Lors des expériences présentées dans ce mémoire, nous ne disposions que d'un détecteur qui permet la détection d'un seul état en fixant la tension de cathode au seuil correspondant. On ne peut donc détecter qu'un seul état par séquence expérimentale. Pour mesurer les probabilités d'obtenir les différents états il faut faire une moyenne sur un grand nombre de séquences expérimentales avec les différentes valeurs de tension de détection.

Pour une valeur de tension seuil fixée, la probabilité d'ioniser l'électron de valence de l'état correspondant est très proche de 1 . Des mesures expérimentales nous font évaluer l'efficacité quantique de notre chaîne de détection (probabilité d'obtenir une impulsion

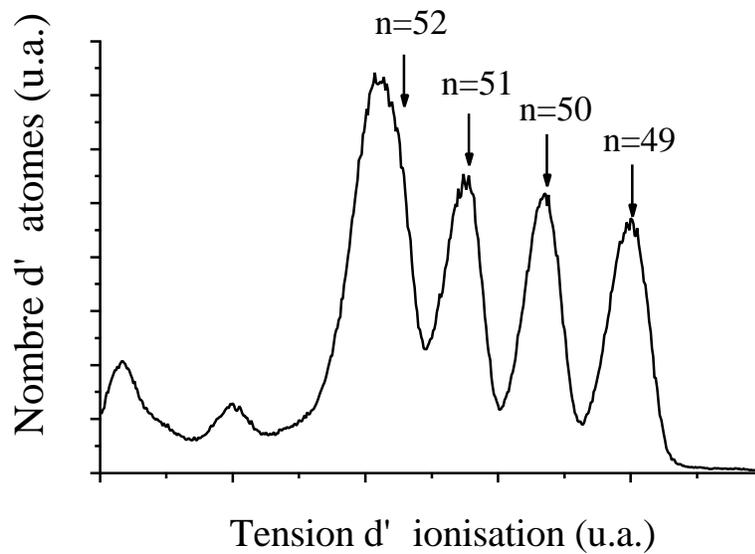


FIG. 1.10 – Signal d'ionisation des atomes en fonction de la tension appliquée sur la cathode du détecteur. Les conditions expérimentales sont ajustées de manière à observer les différents états de Rydberg circulaires pour n variant de 49 à 52. La largeur du pic $n = 52$ est plus grande du fait des 20 % d'atomes restant dans des états de plus faible moment angulaire (voir page 22)

de courant détectable par atome envoyé à l'entrée du détecteur) à environ 40 %. Cette efficacité est vraisemblablement limitée par la focalisation imparfaite de l'électron sur le multiplicateur d'électron. Elle pourrait très certainement être améliorée.

1.3 Le cryostat

Toutes les expériences présentées dans ce mémoire sont réalisées à très basse température, principalement pour deux raisons :

- La cavité doit être supraconductrice. Ceci nous impose de travailler au moins en dessous de $9,2\text{ K}$. Plus précisément, il est même nécessaire d'être en dessous de $1,8\text{ K}$.
- Le rayonnement thermique à 50 GHz doit être négligeable. Nos expériences sont en effet sensibles à la présence d'un photon dans le mode de la cavité. Le nombre de photons d'origine thermique doit donc être bien inférieur à 1. Ceci n'est réalisé que si $T < 1,2\text{ K}$ (à cette température on a en moyenne $0,2$ photons thermiques).

Il n'est pas dans le propos de ce mémoire de détailler tout le système cryogénique. Nous utilisons un système à deux étages ^4He - ^3He . Le réfrigérateur à ^3He est pompé et permet d'atteindre la température limite de $0,6\text{ K}$. Le cryostat a été réalisé dans les ateliers du laboratoire. Il est exceptionnel par ses dimensions. Toute la zone d'expérience comprise entre l'excitation des atomes et leur détection, longue d'environ 30 cm et pesant environ 15 kg , est refroidie.

1.4 La cavité supraconductrice

Le but de cette partie est de décrire le travail que j'ai accompli sur un élément clé du dispositif expérimental : le résonateur micro-onde supraconducteur. La préparation des atomes dans les états de Rydberg circulaires et le contrôle de leur vitesse sont maintenant bien maîtrisés. En revanche, nous ne possédons pas le même degré de maîtrise pour la cavité. Les principales contraintes aux expériences que nous pouvons réaliser sont en fait imposées par cette dernière. La partie 1.4.1 présente une description générale du résonateur et insiste en particulier sur les problèmes qu'il nous a posés lors de sa réalisation. Je présente ensuite en 1.4.2 les séries de mesures que nous avons effectuées sur de nouveaux miroirs. Ces mesures se sont malheureusement révélées négatives et nous avons dû travailler sur une autre stratégie (partie 1.4.3) pour obtenir un résonateur micro-onde permettant de réaliser les expériences du chapitre 3.

1.4.1 Description générale de la cavité

1.4.1.a Géométrie

Le système atomique impose de travailler avec une cavité dans laquelle on peut maintenir un petit champ électrostatique \mathbf{F} (voir page 18). Elle doit donc être constituée d'au moins deux parties isolées électriquement. Nous utilisons un montage de type Fabry-Pérot avec deux miroirs en niobium sphériques, de rayon de courbure $R_0 = 40 \text{ mm}$ et de diamètre $D_0 = 50 \text{ mm}$, face à face (figure 1.11). 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 ($0,2 \text{ mm}$ de diamètre et de longueur), afin de limiter les pertes par transmission de la cavité.

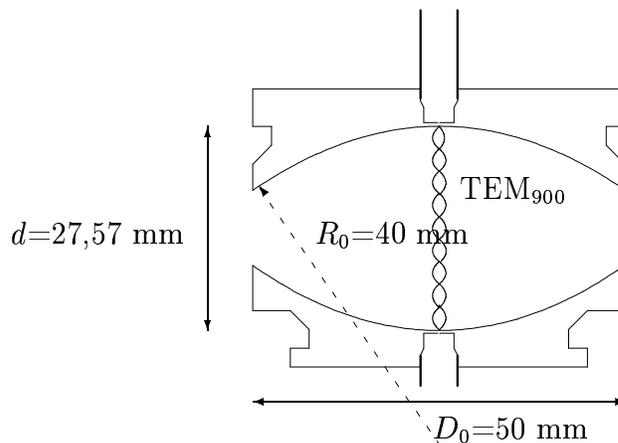


FIG. 1.11 – Géométrie de la cavité

La distance d entre les miroirs est fixée à $27,57 \text{ mm}$. 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 $51,1 \text{ GHz}$. 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 135 kHz pour le résonateur que nous avons utilisé. Cette différence est supérieure à la fréquence caractéristique de couplage atome-champ ($\Omega_0 = 50 \text{ kHz}$). On peut donc considérer que les deux modes sont indépendants. Ceci veut dire que l'atome n'est pas à résonance avec les deux modes à la fois. La fréquence des modes est donnée par [KL66] :

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{c}{2d} \left(q + \frac{2}{\pi} \arccos \sqrt{1 - \frac{d}{2R_0}} \right) \simeq 51,1 \text{ GHz}, \quad (1.6)$$

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 cylindriques² par la fonction $f(\mathbf{r})=f(r, z)$:

$$f(r, z) = \frac{w_0}{w(z)} \cos \left(2\pi \frac{z}{\lambda} - \arctan \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} + \frac{\pi}{r^2} \lambda R(z) + (q-1) \frac{\pi}{2} \right) \exp - \left(\frac{r^2}{w^2(z)} \right), \quad (1.7)$$

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

$$w_0 = \left[\frac{\lambda d}{2\pi} \sqrt{\frac{2R_0}{d} - 1} \right]^{\frac{1}{2}} \simeq 5,96 \text{ mm}. \quad (1.8)$$

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

$$\begin{aligned} w(z) &= w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} \\ R(z) &= z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (1.9)$$

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

$$V_{\text{mode}} = \iiint_{\text{cavité}} |\mathbf{f}(\mathbf{r})|^2 d^3 \mathbf{r} = \frac{\pi w_0^2 d}{4} \simeq 769 \text{ mm}^3. \quad (1.10)$$

C'est ce volume de mode qui permet de définir la valeur du champ électrique par photon \mathcal{E}_0 . Un petit volume, comme c'est le cas dans notre géométrie, assure le confinement du champ dans la cavité et une forte amplitude de \mathcal{E}_0 :

²L'axe de symétrie est porté par l'axe vertical (O, z) et l'origine O est prise au centre de la cavité.

$$\mathcal{E}_0 = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V_{\text{mode}}}} \quad (1.11)$$

$$\mathcal{E}_0 \simeq 1,58 \cdot 10^{-3} V \cdot cm^{-1}.$$

Une telle valeur du champ électrique est nécessaire pour assurer un bon couplage avec le dipôle atomique même en la présence d'un seul photon.

L'équation 1.6 montre également qu'il faut fixer la distance d avec une très grande précision pour mettre la cavité à résonance avec les atomes. Un ordre de grandeur de la précision sur d peut être donné par la formule : $\Delta d/d = \delta\nu/\nu \simeq \Omega_0/\nu_{cav}$, où Ω_0 représente la fréquence de couplage entre l'atome et le champ (fréquence de Rabi, voir annexe A). Dans nos conditions $\Omega_0 = 50 \text{ kHz}$, on en déduit $\Delta d \simeq 2 \cdot 10^{-8} \text{ m}$. Cette précision est obtenue en trois étapes (voir figure 1.12).

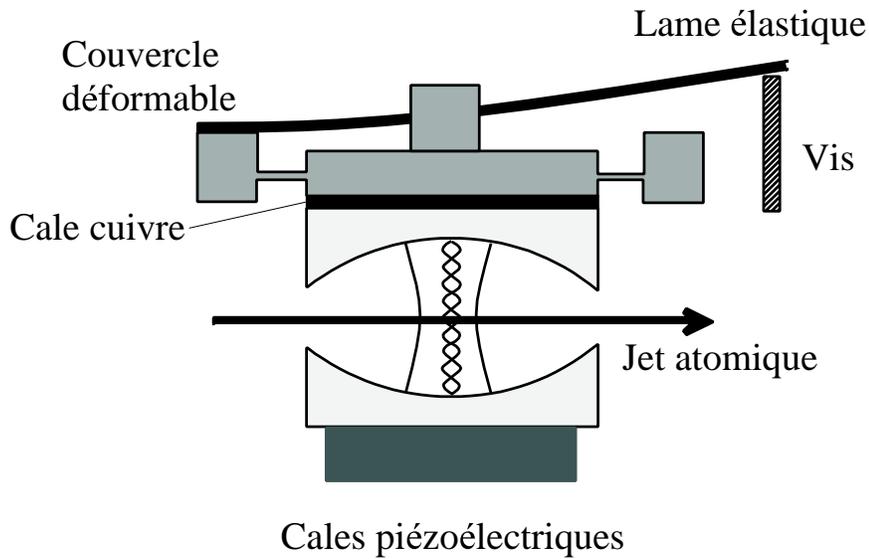


FIG. 1.12 – Système d'accord de fréquence de la cavité

Un accord préliminaire est effectué au montage par l'ajustement de l'épaisseur d'une cale en cuivre placée sous un des miroirs. Les très petits trous de couplage empêchent la mesure de la fréquence de résonance à température ambiante. À cette température en effet le facteur de surtension du résonateur est trop mauvais. La transmission à travers ce dernier est donc trop faible pour être détectée avec notre électronique. Il faut par conséquent utiliser une cavité de référence en cuivre dont la géométrie est identique à la cavité niobium mais dont les trous de couplage sont élargis à 1 mm de diamètre. La comparaison de la fréquence de résonance de cette cavité en cuivre avec une cavité où l'un des miroirs est en niobium permet de déduire l'épaisseur du miroir en niobium. On peut ainsi déterminer l'épaisseur de la cale en cuivre nécessaire pour obtenir la bonne fréquence à froid. Les incertitudes sur le facteur de contraction thermique ainsi que sur

la reproductibilité du montage mécanique font que, lors d'un premier essai, la fréquence du résonateur peut ne pas être dans un intervalle de 15 *MHz* autour de la fréquence de transition. L'itération de cette méthode, avec correction de la fréquence visée à chaud, permet de converger vers l'accord. À froid, un accord manuel sur un domaine de 15 *MHz* est assuré par déformation mécanique. Le couvercle monolithique, sur lequel est fixé un des miroirs, comprend une couronne massive qui le fixe sur le support cylindrique et un disque central reliés par une couronne dont la faible épaisseur, 0,5 *mm*, supporte la déformation mécanique produite par une lame élastique en bronze et réglée par une vis. Un accord fin et continu sur un domaine de 700 *kHz* est enfin réalisé par l'application d'une tension de 0 à 3500 *V* sur des cales piézo-électriques situées sous un des miroirs (figure 1.12). La précision finale de cet accord est d'une dizaine de Hertz et sa dérive est inférieure à une centaine de Hertz sur une journée.

1.4.1.b Les causes de dissipation du champ dans la cavité

L'absorption au niveau des miroirs

La supraconductivité est souvent associée à l'absence de pertes par effet joule (résistance nulle). Ceci n'est vrai que pour des signaux continus. Dans le domaine des micro-ondes, les miroirs ne sont jamais parfaitement réfléchissants et dissipent de l'énergie. La résistance de surface de la phase supraconductrice (sur une épaisseur de l'ordre de la longueur de London) vaut :

$$R = R_{BCS} + R_{rs} \quad (1.12)$$

$$\text{avec } R_{BCS} = A \exp\left(-\frac{\Delta_0}{k_B T_c} \frac{T_c}{T}\right) \quad (1.13)$$

où R_{BCS} correspond à la résistance prévue par la théorie BCS et R_{rs} est une résistance résiduelle, due aux imperfections de la phase supraconductrice. Nous travaillons avec des miroirs en niobium (Nb : $T_c = 9,2K$, $\Delta_0/k_B T_c = 1,854$). La relation entre le facteur de qualité Q_R et la résistance est [Kle89] :

$$Q_R = \frac{G}{R} \quad (1.14)$$

où G est un facteur géométrique qui vaut 2500 Ω pour notre cavité.

L'utilisation du niobium dans sa phase supraconductrice impose certaines contraintes importantes :

- Sur la température, d'où l'utilisation d'un cryostat.
- Sur le champ magnétique, qui a une influence importante sur la résistance. On utilise un ensemble de bobines et de blindages magnétiques en μ -métal, pour annuler le champ dans la cavité à 10^{-3} Gauss près.

L'équation 1.13 montre que la résistance des miroirs n'est jamais complètement nulle à 51 *GHz*. Elle varie exponentiellement avec la température T . Nos mesures ont montré

que les pertes par effet Joule à la surface des miroirs constituent le facteur limitant jusqu'à environ 2 K. En dessous de cette température, le terme R_{r_s} de l'équation 1.12 l'emporte et le facteur de qualité reste constant. Ce terme de résistance résiduelle rend compte phénoménologiquement des imperfections de la phase supraconductrice des miroirs (défauts cristallins, impuretés, vortex de champ magnétique). La chimie du Niobium et le traitement de la surface des miroirs influent directement sur la présence de ces défauts non-supraconducteurs. L'usinage écroûte par exemple la couche superficielle des miroirs, augmentant le nombre de défauts cristallins qui sont autant de sites de diffusion des électrons du matériau. Toute oxydation excessive des miroirs (il se forme toujours une couche d'oxyde de quelques microns, mais ce processus peut être beaucoup plus important à haute température) est également néfaste. Il existe de plus un effet très important qui est la formation très rapide d'hydrure HNb à la surface du matériau à une température de l'ordre de 100 K [Isa84]. Cette température correspond à un compromis entre les facteurs thermodynamique (réaction de dissolution exothermique favorisée à basse température) et cinétique (mobilité réduite des atomes). L'hydrogène provient des attaques chimiques acides que les miroirs subissent lors de leur fabrication (voir 1.4.1.c). Il nous faut donc, lors du refroidissement de la cavité passer très rapidement cette température de 100 K (à une vitesse supérieure au K/min). Il est également possible d'effectuer un traitement thermique de dégazage de l'Hydrogène introduit dans les miroirs.

La taille finie des miroirs

La taille finie des miroirs est également un facteur de perte. En effet toute l'énergie du mode située au delà du diamètre externe D_0 des miroirs n'est pas réfléchi dans la cavité. Si on fait l'approximation d'un mode gaussien, on peut alors calculer le rapport α entre les pertes et l'énergie incidente à chaque réflexion sur un miroir :

$$\alpha = \frac{\int_{D_0/2}^{\infty} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) r dr}{\int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) r dr} = e^{-\frac{D_0^2}{2w^2}} \quad (1.15)$$

La variation relative d'énergie par seconde est alors $\tau_{diff}^{-1} = c\alpha/l$, où l est la longueur de la cavité. D'où l'expression du facteur de qualité limite :

$$Q_{diff} = \omega\tau_{diff} = kl \exp\left(\frac{D_0^2}{2w^2}\right), \quad (1.16)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde du champ. Dans notre géométrie ($\omega = 51 \text{ GHz}$, $l = 27 \text{ mm}$, $w = 5,96 \text{ mm}$, $D_0 = 50 \text{ mm}$), on trouve un Q limite de $3 \cdot 10^{11}$.

L'effet des trous de couplage

Ces derniers sont indispensables pour pouvoir contrôler et détecter le champ dans la cavité. Nécessairement, le trou diffracte l'onde incidente. C'est d'ailleurs cet effet qui permet le couplage entre la cavité et l'extérieur, mais il est également à l'origine de

perles [Kle89]. Chaque trou a un diamètre $2 \times R = 0,2 \text{ mm}$ et une longueur ($0,2 \text{ mm}$) très petits devant la longueur d'onde du mode. Dans ce régime de fonctionnement, on peut représenter le trou par un dipôle magnétique en phase avec le champ magnétique incident [Bet44] (il n'y a pas de dipôle électrique car $\mathbf{E}=\mathbf{0}$ sur le miroir et les termes multipolaires d'ordre supérieurs sont négligeables puisque $R/\lambda \ll 1$). Le dipôle magnétique effectif et la section efficace de diffraction associée valent (en unités CGS) :

$$\overrightarrow{m_{eff}} = \frac{2R^3}{3\pi} \overrightarrow{B} \quad (1.17)$$

$$\sigma = k^4 \frac{8R^6}{27\pi} \quad (1.18)$$

L'énergie diffusée par le dipôle est proportionnelle au flux incident multiplié par la section efficace. A chaque réflexion, la perte en énergie est donc $\Delta P = \sigma P / (\pi w^2 / 4)$. On en déduit le facteur de qualité associé :

$$Q_{trou} = kl \frac{\pi w^2}{4\sigma} \quad (1.19)$$

Cette formule suppose que toute l'énergie diffractée par le trou est perdue pour la cavité. L'équation 1.19 fournit donc une limite inférieure à Q_{trou} . Avec la géométrie de notre problème on calcule $Q_{trou} > 7 \cdot 10^9$.

L'effet de la rugosité de la surface

La surface de notre miroir n'est pas parfaitement plane (imperfection de l'usinage, grains de cristal...) et conduit également à des pertes. Dans la limite où l'échelle de ces défauts est petite devant la longueur d'onde, on peut comprendre physiquement ce phénomène par plusieurs approches :

- chaque imperfection diffracte la lumière incidente. On peut modéliser une imperfection par une demi sphère de rayon h_{rms} , où h_{rms} est l'écart moyen à la surface d'onde sphérique idéale. Le calcul de la puissance rayonnée par cette sphère donne une idée des pertes à chaque réflexion [Sch92].
- On peut décomposer la surface non parfaite sur le mode gaussien fondamental et les modes transverses d'ordre supérieur. Les imperfections induisent donc un couplage vers ces modes [WSD⁺84].

Ces deux approches conduisent à une variation relative de l'énergie à chaque réflexion :

$$\frac{\Delta P}{P} = \left(4\pi \frac{h_{rms}}{\lambda} \right)^2 \quad (1.20)$$

Le facteur de qualité associé est :

$$Q_{surf} = kl \left(4\pi \frac{h_{rms}}{\lambda} \right)^{-2} \quad (1.21)$$

Q	$h_{rms}(nm)$
10^5	8000
10^6	2500
10^8	250
10^9	80
10^{10}	25

TAB. 1.2 – Rugosité de surface maximale tolérée pour un facteur de qualité donné

Le tableau 1.2, présente quelques ordres de grandeurs sur la rugosité de surface tolérable pour obtenir des facteurs de qualité typiques de nos expériences. Elles imposent clairement d’avoir des miroirs de qualité optique. Un facteur de qualité $Q = 10^9$ par exemple nécessite une surface à $\lambda_{optique}/10$, soit $\lambda_{micro-onde}/75000$. Il s’agit d’une condition difficile à réaliser car le niobium est un métal dont les caractéristiques sont très différentes de celles du cuivre et les techniques de polissage habituelles ne sont pas applicables.

Les défauts de la surface à plus grande échelle

Le paragraphe précédent présente la diffraction de l’onde par des défauts petits devant la longueur d’onde du mode. La surface de nos miroirs peut aussi présenter des écarts par rapport à une surface idéale sur des distances plus grandes. Dans le cadre de l’approximation gaussienne la surface idéale est une calotte sphérique de rayon $R_0 = 40\text{ mm}$. Des erreurs dans l’usinage ou dans le polissage des miroirs peuvent changer la surface sur des zones de quelques mm^2 . Cette différence entre fronts d’onde réel et idéal conduit également à la diffraction du champ incident et donc à des pertes.

L’approximation d’un mode gaussien est elle-même suspecte. Elle suppose en effet que notre mode est scalaire et d’extension transverse grande devant la longueur d’onde (approximation paraxiale). Ces deux conditions sont loin d’être vérifiées dans notre géométrie. Des calculs supplémentaires permettent de voir que dans ces conditions, les surfaces d’onde idéales sont plutôt des ellipsoïdes, auxquels la forme des miroirs devrait s’adapter.

1.4.1.c Processus de fabrication

La réalisation de miroirs est un processus technologique lent (plusieurs mois) et complexe. De nombreuses étapes se succèdent. Elles sont la conséquence des multiples contraintes imposées par les différentes voies de dissipation de l’énergie dans le résonateur, exposées en 1.4.1.b. Nous avons essayé de rationaliser le plus possible la méthode en imposant, à chaque fois que cela était possible, un contrôle à l’issue de chaque opération. L’ensemble est décrit dans la figure 1.13.

L’usinage mécanique des miroirs est fait dans un barreau recuit de niobium, pur *Étape 1* à 99,99 %. Nous disposons de deux type de barreaux, correspondant à deux tailles de cristaux (0,1 ou 1 mm). Cette étape détériore largement la qualité intrinsèque du

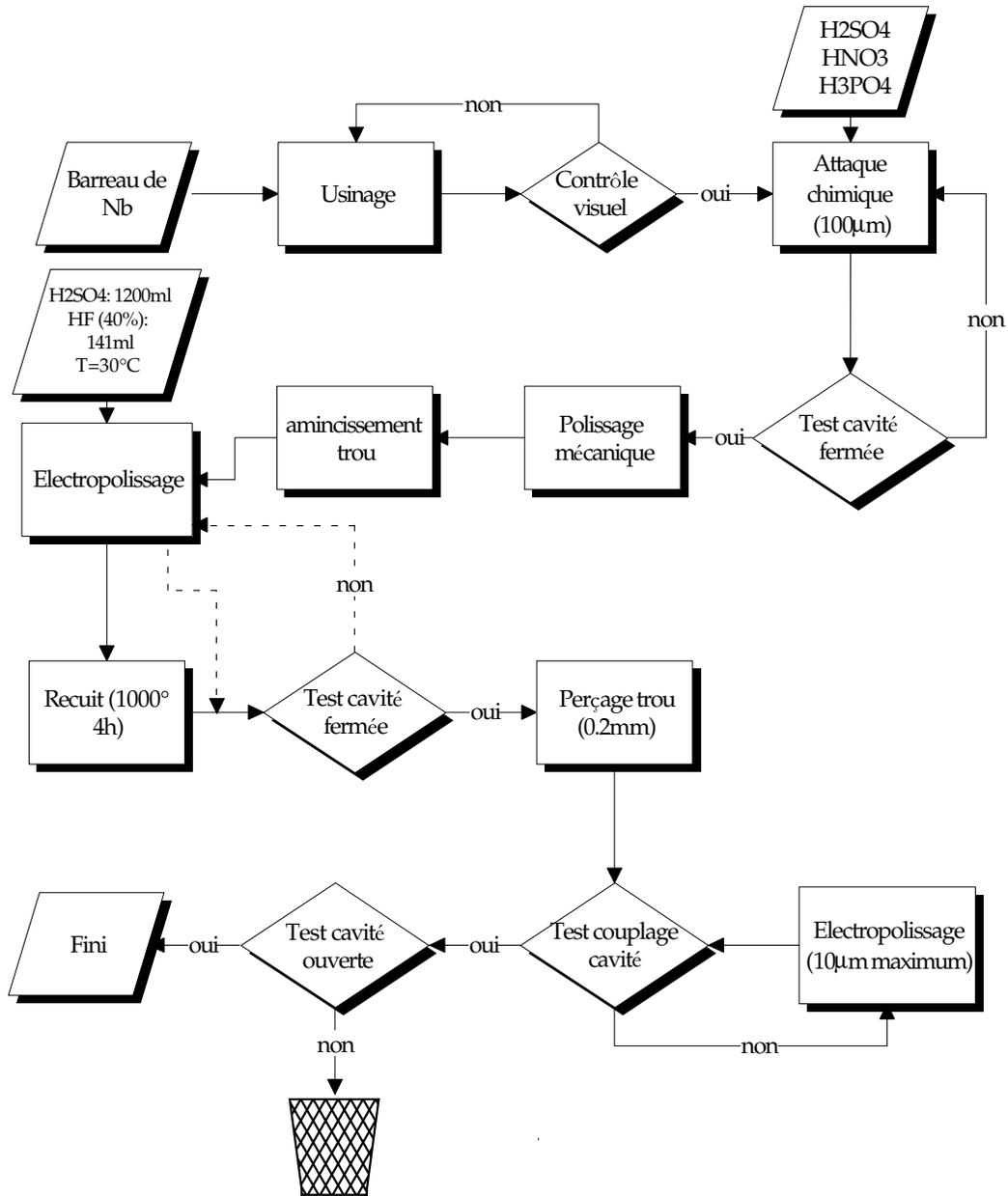


FIG. 1.13 – Processus de fabrication des miroirs de la cavité supraconductrice

matériau au voisinage de sa surface en y introduisant des impuretés et en provoquant des dislocations. L'épaisseur au centre des miroirs, là où les trous de couplage seront ultérieurement percés, est alors supérieure à 1 mm.

La deuxième étape est une attaque chimique dans un mélange d'acide fluorhydrique (HF à 40%), d'acide nitrique (HNO₃ à 85%) et d'acide phosphorique (H₃PO₄) dans les proportions respectives de 25%, 25% et 50%. Une centaine de micromètres est ainsi enlevée et le facteur de qualité de la cavité ouverte est de l'ordre de 10⁵ — correspondant à un temps d'amortissement de 0,31 μs. Ce faible facteur de qualité est dû à la rugosité de la surface après attaque chimique. Il n'est pas limité par la qualité intrinsèque du supraconducteur. Afin d'avoir cette information, nous avons développé des tests en cavité fermée, expliqués en 1.4.2.a page 40. Étape 2

Il faut par conséquent effectuer un polissage mécanique avec une pâte diamantée (dimension des grains de la pâte : 6 μm). Ceci permet d'obtenir une qualité optique pour les deux surfaces sphériques des miroirs mais détériore aussi les propriétés à la surface du métal supraconducteur par écrouissage et par inclusion d'impuretés. Un test du résonateur fermé se révélerait à ce niveau négatif. Étape 3

On a cependant enlevé l'essentiel de la matière aux miroirs. On peut donc à ce moment amincir à 0.2 mm, le centre des miroirs en vue du perçage des trous de couplage. Ceci se fait par électroérosion. L'avantage de cette technique d'usinage est qu'elle est sans contact et ne déforme donc pas le métal. C'est tout à fait crucial étant donné la faible épaisseur que nous cherchons à obtenir au centre des miroirs. Il faut cependant être attentif aux contraintes exercées sous l'effet de la dilatation thermique du métal, le courant électronique dissipant beaucoup d'énergie. Étape 4

Il faut ensuite trouver un moyen d'enlever la couche de niobium détériorée par le polissage tout en conservant une bonne qualité de surface. Nous effectuons à cette fin un polissage électrochimique. C'est une attaque chimique effectuée en présence d'un champ électrostatique, établi entre une cathode en platine et un miroir en niobium, et d'un mélange d'acide fluorhydrique (HF à 40%) et d'acide sulfurique (H₂SO₄ à 95%) dans les proportions respectives de 10,7% et 89,3%. Au niveau du miroir (qui joue le rôle d'anode soluble) le champ électrostatique est plus intense au voisinage des pointes, c'est-à-dire des défauts, et y favorise l'attaque. Cette étape retire une vingtaine de micromètres environ. A la fin de cette étape, une mesure en cavité fermée donne des facteurs de qualité intrinsèques compris entre 10⁹ et 10¹⁰. Étape 5

L'utilisation des attaques chimiques lors des opérations précédentes a favorisé la dissolution d'Hydrogène au sein du niobium. La formation d'hydrures est donc possible au voisinage de 100 K (voir page 35). Afin de dégazer l'Hydrogène présent dans le matériau, et aussi pour favoriser la recristallisation du niobium, on effectue un recuit à 800 °C pendant 4 h dans un four à ultravide. À l'issue de ce traitement, une oxydation en surface peut apparaître et il faut alors effectuer un nouvel électropolissage (de quelques micromètres). Étape 6

Les miroirs sont alors prêts pour le perçage des trous de couplage. Cette étape se fait également par électroérosion. Le diamètre des trous dépend des dimensions de Étape 7

l'électrode de perçage, de l'ordre de 0,2 mm.

Étape 8

On peut alors effectuer le test de la fréquence de la cavité en configuration ouverte à l'ambiante. Ceci permet de déterminer si la transmission à travers les trous sera suffisante pour observer le mode à froid. Un nouvel électropolissage de quelques micromètres peut augmenter le diamètre du trou si nécessaire.

Les tests en configuration ouverte et à froid concluent le cycle de réalisation des miroirs.

1.4.2 Les tests sur la nouvelle cavité

De nouveaux miroirs ont été fabriqués suivant la procédure expliquée en 1.4.1.c. Je présente ici l'ensemble des tests réalisés au cours et à l'issue de la fabrication.

1.4.2.a Mesure du facteur de qualité intrinsèque

La partie 1.4.1.b a mis en évidence la nécessité de distinguer les pertes de la cavité par absorption sur les miroirs (imperfection des propriétés supraconductrices du matériau) des pertes par diffraction du champ en dehors du résonateur (trou de couplage, rugosité de surface etc.). Si on utilise une cavité fermée [RSKW90], la deuxième source de dissipation est négligeable. En effet, les photons diffractés hors du mode sont réfléchis par une autre partie supraconductrice de la cavité et restent 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. Dans le cas d'une cavité ouverte, une partie de l'énergie du mode n'est pas réfléchi par une surface supraconductrice et peut s'échapper dans l'espace extérieur à la cavité (figure 1.14).

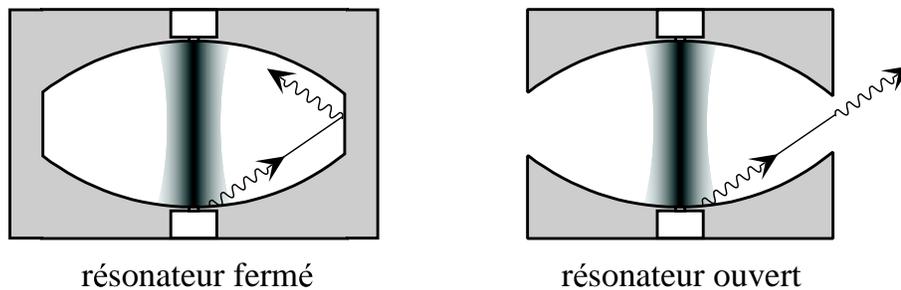


FIG. 1.14 – Comparaison entre une cavité fermée et une cavité ouverte

La réalisation

Nous avons donc cherché à former une cavité fermée avec nos miroirs, normalement

destinés à une cavité ouverte. Le dispositif ne devait pas altérer leur géométrie. Nous devons en outre pouvoir effectuer des mesures avant perçage du trou de couplage dans le miroir testé. Le montage utilisé est représenté figure 1.15.

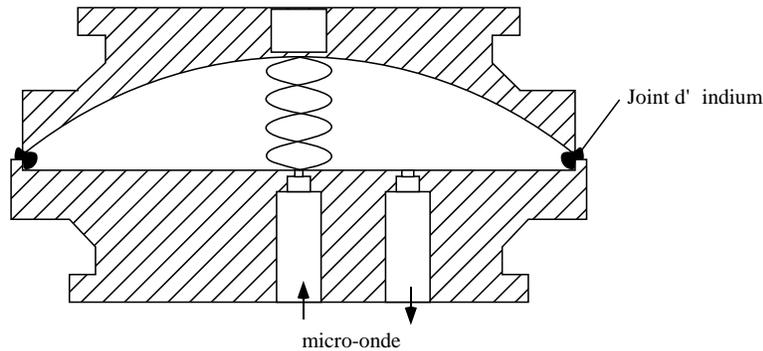


FIG. 1.15 – Géométrie du résonateur fermé, formé pour tester les propriétés supraconductrices intrinsèques de nos miroirs

Le miroir à tester est accolé à un miroir de référence plan en niobium. La géométrie de la cavité est faite pour supporter un mode TEM_{400} autour de 50 GHz . La surface qu'il couvre au niveau du miroir testé est à peu près la même que la surface couverte par le mode TEM_{900} dans une géométrie de cavité ouverte. On teste bien la qualité du matériau supraconducteur là où elle est importante.

Le miroir de référence a subi les étapes 1 et 2 du processus de fabrication expliqué en 1.4.1.c. Sa surface présente donc un aspect dépoli mais les couches superficielles, détériorées par l'usinage, ont été enlevées par attaque chimique. Le résonateur est complètement fermé par un joint d'indium (supraconducteur en dessous de $3,4\text{ K}$). Ce joint est fabriqué par nos soins et ne présente certainement pas toutes les garanties de pureté du matériau. Il s'agit de plus d'un métal mou complètement écroui par notre processus de préparation. Ses qualités supraconductrices sont donc certainement médiocres. Il représente cependant une très faible portion de la surface totale des parois du résonateur. Il est en outre dans une zone où l'énergie du mode est très faible. Nous n'avons pas observé de fait laissant croire que le facteur de qualité de la cavité fermée soit limité par les pertes au niveau de ce joint.

Deux trous de couplage sont percés par électroérosion dans le miroir de référence, un dans l'axe de la cavité, l'autre excentré de 10 mm . Les diamètres de perçage sont respectivement $0,2$ et $0,5\text{ mm}$. Il faut en effet tenir compte du fait que le champ électrique au niveau du trou excentré est moins grand que sur l'axe. Il faut en conséquence augmenter le couplage si on souhaite conserver la même transmission que dans le cas ouvert. Le réglage fin du couplage se fait par une petite attaque chimique pour élargir le trou.

Les résultats

La fréquence de résonance de la cavité et éventuellement son facteur de surtension

sont déterminés par la mesure spectrale de la transmission d'un champ micro-onde à travers la cavité en utilisant l'analyseur vectoriel développé pour la société *ABmm* par Philippe Goy et Michel Gross [Goy82]. Un champ micro-onde est injecté dans la cavité par le trou de couplage dans l'axe. L'amplitude et la phase du champ transmis par le trou excentré sont analysées en sortie par hétérodynage. Ces mesures sont effectuées dans un petit cryostat à ^4He pompé, pouvant atteindre une température limite de 1,45 K. Un test complet, comprenant montage du résonateur, descente en température, mesure, réchauffage et démontage se fait en 24 h. À cause des vibrations du cryostat, le mode du résonateur est élargi en fréquence. Une mesure spectrale de sa largeur ne rend donc pas compte du véritable facteur de qualité de la cavité fermée. Pour obtenir ce renseignement, on effectue une mesure temporelle. On couple pendant un intervalle de temps la cavité à la source micro-onde extérieure : un champ se construit à l'intérieur du résonateur. On coupe rapidement la source externe : le champ dans la cavité relaxe sous l'effet des pertes. Le temps caractéristique associé à ce phénomène est τ_{cav} . Le détecteur placé derrière le résonateur mesure donc une intensité qui décroît avec ce temps caractéristique (figure 1.16).

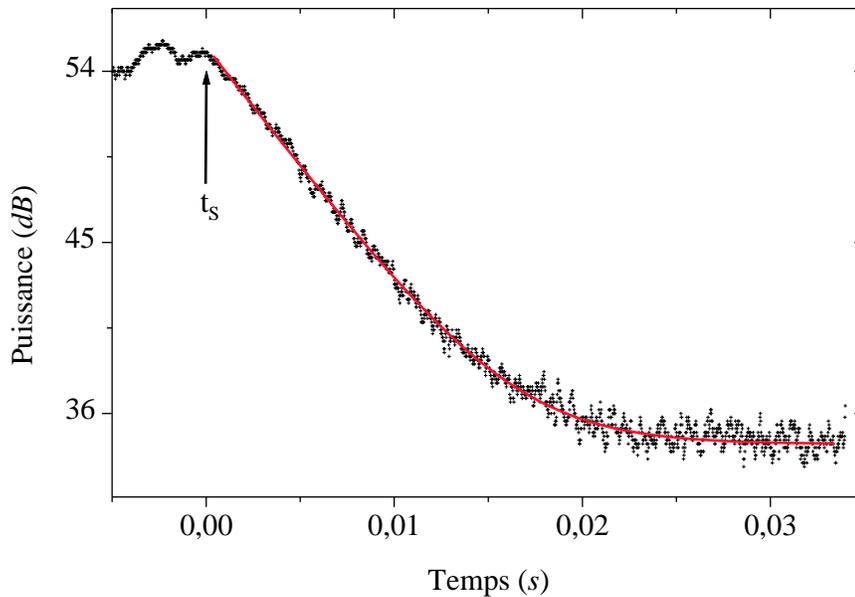


FIG. 1.16 – Mesure de l'intensité du champ dans la cavité en fonction du temps. À un instant t_s la source externe est coupée et on observe la décroissance du champ. Les données expérimentales sont la moyenne d'une centaine de séquences injection-relaxation. L'ajustement théorique des données est représenté par le trait continu. Résultats : $\omega/2\pi = 52,989$ GHz, $\tau_{cav} = 3,4$ ms, $Q = 1,1 \cdot 10^9$.

L'échelle verticale de la figure 1.16 est logarithmique, ce qui explique la décroissance linéaire sur le graphique. Une mesure de la pente de cette droite donne directement le

temps de relaxation de la cavité τ_{cav} . Afin de tenir compte du bruit de fond qui limite la sensibilité ultime du détecteur nous ajustons les données par la somme d'une constante et d'une exponentielle de temps caractéristique τ_{cav} .

Le miroir testé dans le cas de la figure 1.16 était à l'étape 6 de la réalisation expliquée en 1.4.1.c. La fréquence du mode était $\omega/2\pi = 52,989 \text{ GHz}$. Le temps de vie donné par l'ajustement théorique est $\tau_{cav} = 3,4 \text{ ms}$, ce qui correspond à un facteur de qualité $Q = \omega\tau_{cav} = 1,1 \cdot 10^9$. Il s'agit là d'une valeur exceptionnelle. Si on tient compte du fait que la cavité est ici trois fois plus petite que dans la géométrie de l'expérience, le facteur de qualité intrinsèque, extrapolé à une géométrie ouverte, est $Q_{intrinsèque} = 3,3 \cdot 10^9$. Nous contrôlons donc bien la qualité de la surface du point de vue des propriétés supraconductrices.

Une fois les trous de couplage percés, nous pouvons toujours tester le facteur de qualité avec les deux miroirs sphériques en configuration fermée. Ils sont accolés l'un à l'autre et un joint d'indium ferme totalement la cavité. Ceci permet de nous affranchir du miroir de référence et de vraiment tester les pertes par absorption à la surface des miroirs utilisés pour les expériences.

Dépendance avec la température

La figure 1.17 représente le facteur de qualité du résonateur fermé avec miroir plan de référence en fonction de la température (mesurée par des résistances bolométriques). L'ajustement théorique des données est tiré des équations 1.12 et 1.13. L'accord entre théorie et expérience est excellent. Il démontre qu'en dessous de $1,2 \text{ K}$, nous ne sommes plus limités par la théorie BCS. La résistance résiduelle obtenue vaut $22 \mu\Omega$.

Dépendance avec la fréquence

Le tableau 1.3 représente le facteur de qualité du résonateur fermé avec deux miroirs sphériques ayant des gros cristaux en fonction de la fréquence. On peut observer tous les modes transverses fondamentaux TEM_{q00} de 50 à 80 GHz .

q	Fréquence (GHz)	$\tau_{h.f.}$ (ms)	$Q_{h.f.}$ (10^9)	$\tau_{b.f.}$ (ms)	$Q_{b.f.}$ (10^9)
6	53,346	10,7	3,6	10,3	3,4
7	62,973	10,1	4,0	8,6	3,4
8	71,599	7,3	3,3	5,9	2,7
9	80,225	7,1	3,6	6,8	3,4

TAB. 1.3 – Facteur de Qualité des deux modes de polarisations orthogonales (*h.f.* : haute fréquence, *b.f.* : basse fréquence) en fonction de l'ordre longitudinal du mode

La théorie BCS prévoit une résistivité non nulle du supraconducteur à haute fréquence. Cette dernière est supposée augmenter en ω^2 avec la fréquence et devenir importante lorsqu'on se rapproche du *gap* du supraconducteur (300 GHz pour le niobium). En revanche, la valeur de la résistance résiduelle des miroirs en fonction de

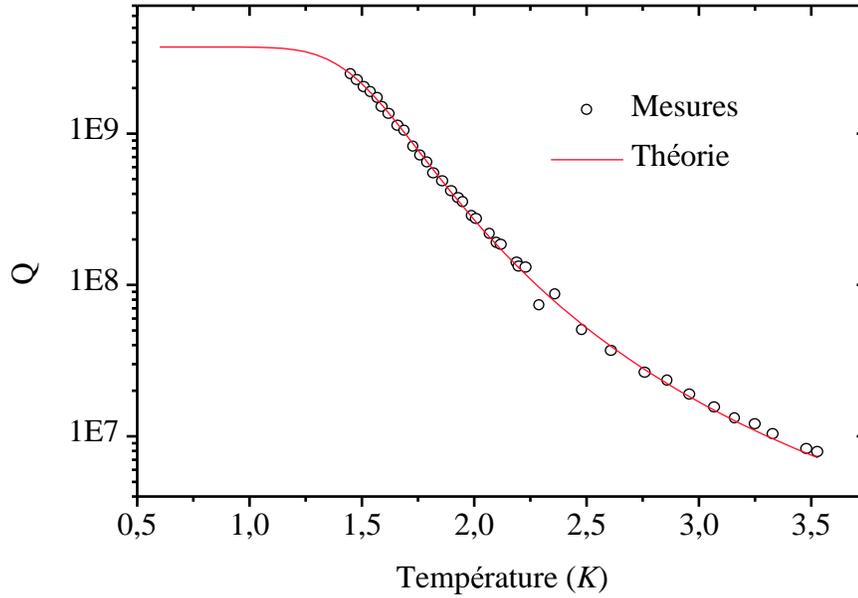


FIG. 1.17 – *Facteur de qualité du résonateur en configuration fermée en fonction de la température.*

la fréquence est peu connue. Du point de vue expérimental, nous n’observons pas de dépendance du facteur de qualité mesuré par rapport à la fréquence. Ce fait semble indiquer une nouvelle fois que nous ne sommes pas dans le régime où les pertes sont dominées par la résistance BCS.

1.4.2.b Mesure de l’état de surface des miroirs

Parallèlement aux tests du facteur de qualité intrinsèque du résonateur, nous avons conduit une série de mesures visant à préciser l’état de surface de nos miroirs.

Mesures de la rugosité à petite échelle

Elles sont réalisées en observant la surface des miroirs à l’aide d’un microscope utilisé par l’équipe de Jacques Meunier, au Laboratoire de Physique Statistique. La figure 1.18 montre l’image de deux miroirs ayant des tailles de cristaux différentes. Ces observations ont été conduites après polissages mécanique et électrochimique des miroirs. On distingue clairement les bords de cristaux, la surface étant relativement plane sur chacun d’entre eux.

Le même type d’image peut être réalisé avec un microscope à contraste interférentiel différentiel. Ce microscope est utilisé dans l’équipe de Jacques Dupont-Roc, au Laboratoire Kastler Brossel, pour observer la dynamique d’avancée d’un film d’Hélium superfluide sur des surfaces de métaux alcalins [MKDR98]. Chaque point de l’image

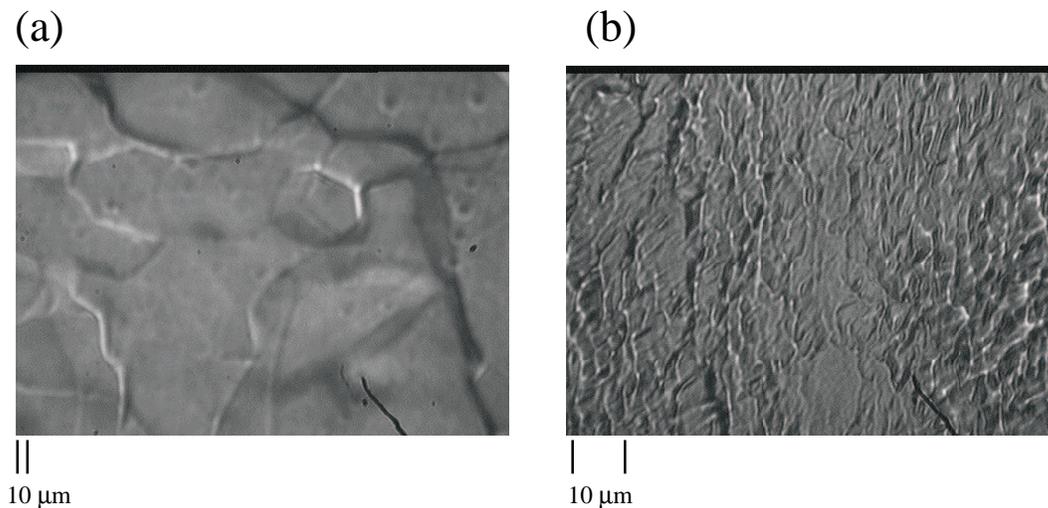


FIG. 1.18 – Observation de la surface des miroirs au microscope : (a) miroir usiné à partir d'un barreau recuit de niobium présentant de grands cristaux de niobium, (b) petits cristaux.

correspond à l'interférence entre les ondes réfléchies par deux points du miroir espacés d'environ $3 \mu\text{m}$. La différence de marche est reliée à la différence d'altitude entre ces deux points. On a donc accès à la dérivée de la hauteur de la surface en fonction de la position. On peut déduire la surface elle-même par intégration. La figure 1.19 montre une observation du miroir au voisinage du trou de couplage. Un traitement des données montre que la dispersion des écarts en hauteur vaut $5,2 \text{ nm}$ (sur une échelle de distance de $3 \mu\text{m}$ fixée par l'instrument de mesure). Si on intègre l'image suivant une droite, on enregistre des écarts de hauteur à plus grande échelle ($100 \mu\text{m}$ – 1 mm) qui sont de l'ordre de la centaine de nanomètres. Ces résultats restent compatibles avec l'obtention d'un facteur de qualité de l'ordre de 10^9 . On peut dire en conclusion que l'essentiel de la rugosité à petite échelle est due à la structure cristalline du niobium. Le polissage garantit à cette échelle une rugosité moyenne h_{rms} suffisante pour nos expériences.

Les mesures à plus grandes échelles

Elles ont été réalisées à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée d'Orsay, sur un montage interférométrique de type Fizeau. Ce dernier est capable de réaliser, sur une largeur de champ couvrant plusieurs centimètres, l'interférogramme entre le miroir et une surface optique de référence. Un programme de traitement des données permet ensuite de reconstituer les écarts entre la surface du miroir et la surface idéale. Le résultat est donné figure 1.20. Il met en évidence de très grands écarts à la surface idéale, de plus de 1000 nm , sur des échelles de l'ordre de la longueur d'onde de la micro-onde. Ces résultats négatifs ont été confirmés par les expériences de mesure du facteur de qualité du résonateur supraconducteur en configuration ouverte, qui n'a pas

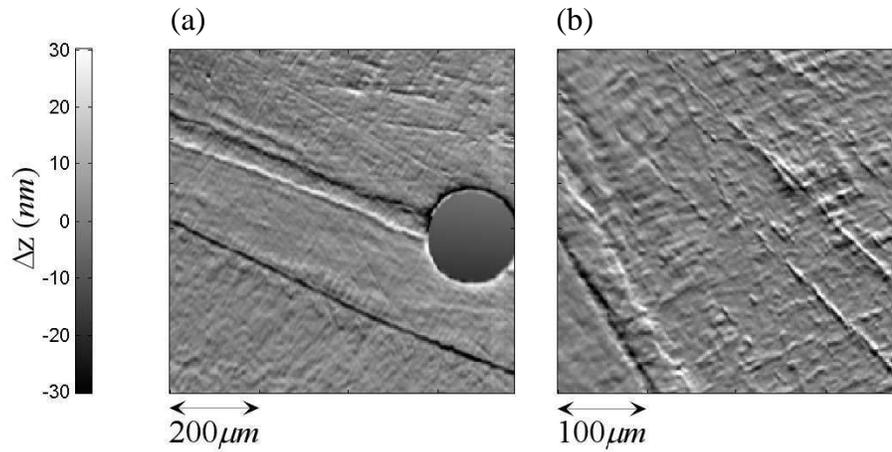


FIG. 1.19 – Observation de la surface des miroirs au microscope à contraste interférentiel différentiel, les niveaux de gris traduisent l'écart en hauteur entre les deux points du miroir, distants de $3\mu\text{m}$, qui interfèrent. Deux images sont prises du même miroir après polissage mécanique. L'image (a) est prise avant le polissage électrochimique. L'image (b) est prise après, avec un grossissement double. Le traitement des images permet d'obtenir une rugosité moyenne sur chacune des deux surfaces observées (respectivement $4 \pm 2\text{ nm}$ pour (a) et $6 \pm 2\text{ nm}$ pour (b)). On en déduit que l'étape d'électropolissage détériore légèrement la rugosité de la surface, dans des proportions moindres cependant que l'attaque chimique initiale.

dépassé 10^7 .

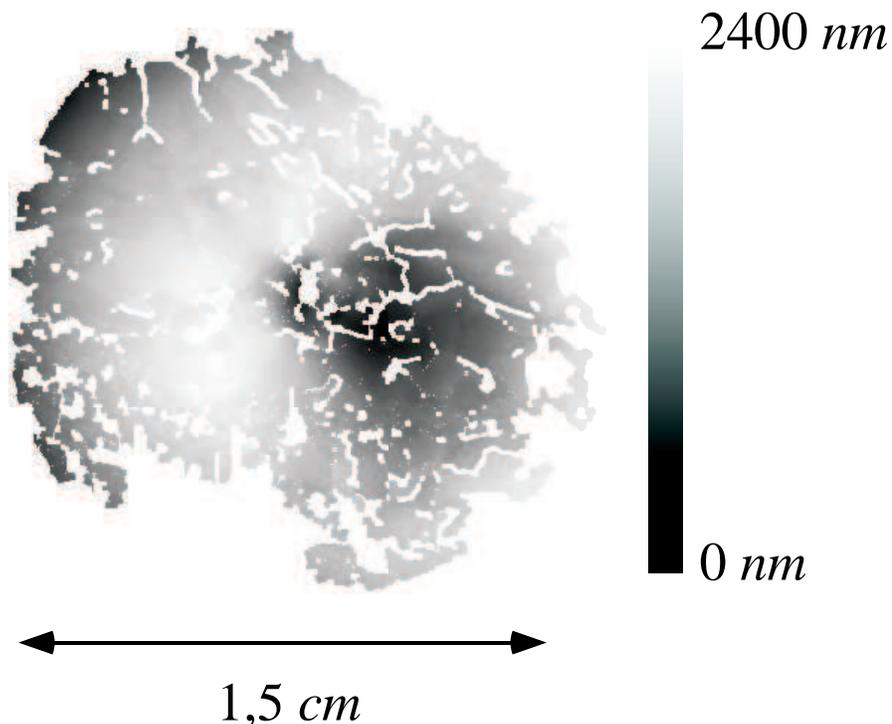


FIG. 1.20 – Observation de la surface des miroirs à l'interféromètre de Fizeau. Les zones blanches correspondent à des endroits où le logiciel d'interprétation des données n'a pas pu calculer l'altitude de manière satisfaisante.

Nous interprétons de telles imperfections par notre manque de contrôle des paramètres de polissage mécanique des miroirs. La réalisation d'un interféromètre de Michelson a été entreprise par Michel Brune et Stefano Osnaghi, pour pouvoir observer l'état de la surface après chaque polissage. Ce montage a prouvé que nous pouvions effectivement engendrer de tels défauts.

Où en sommes nous ?

À la lumière des paragraphes précédents nous pouvons dire que nous savons maintenant obtenir reproductiblement du niobium de bonne qualité, du point de vue des propriétés supraconductrices. En revanche, nous ne contrôlons pas la surface des miroirs à mieux que le micromètre, ce qui nous empêche en l'état d'améliorer le facteur de qualité en configuration ouverte par rapport aux expériences précédentes. À partir de là deux choix s'offrent à nous :

- on peut chercher à trouver une méthode permettant un meilleur contrôle de la surface. De nouvelles techniques, complètement différentes de celles utilisées jusqu'à présent, sont actuellement testées par Stefano Osnaghi, en collaboration

avec P. Bosland au CEA Saclay. Elles visent à déposer une couche de niobium sur un miroir substrat en cuivre. Il est en effet possible d'usiner le cuivre avec une précision meilleure que la dizaine de nanomètres. Si les qualités supraconductrices de la couche de niobium se révèlent satisfaisantes, ce qui semble être le cas dans les premières expériences que nous avons menées, alors cette voie est promise à un grand avenir dans notre groupe.

- on peut également essayer de fermer le plus possible la cavité, tout en gardant des accès compatibles avec le passages des atomes de Rydberg circulaires dans le résonateur. Cette voie, plus immédiate, a été suivie au cours de ma thèse. Elle fait l'objet de la partie suivante 1.4.3.

1.4.3 La fermeture de la cavité par l'anneau

Une cavité, qui montée seule a un facteur de qualité inférieur à 10^7 , a un facteur de qualité supérieur à 10^9 si on lui ajoute un anneau en cuivre qui ferme l'espace entre les deux miroirs. Nous avons donc fabriqué une pièce qui ressemble le plus possible à cet anneau tout en respectant les contraintes imposées par notre dispositif expérimental. Nous décrivons en détail la réalisation de cette pièce dans cette section.

1.4.3.a Les contraintes

Nous souhaitons nous approcher le plus possible de la configuration idéale de la figure 1.14, page 40. D'un point de vue pratique, nous cherchons à réaliser le montage où les fuites micro-onde en dehors du résonateur seront réduites au maximum. Mais de nombreuses contraintes sont également imposées par le système atomique.

- Il faut employer une pièce métallique supplémentaire en forme d'anneau pour fermer l'espace entre les deux miroirs.
- L'anneau doit fermer le plus possible le résonateur. Il est cependant percé des trous d'entrée et de sortie nécessaires au passage des atomes de Rydberg circulaires à travers le résonateur. Le diamètre de ces trous doit être suffisamment petit pour empêcher le champ de fuir, et suffisamment grand pour laisser les atomes passer. En effet, plus un atome circulaire passe près d'une surface métallique, plus il est affecté par le champ électrique inhomogène créé par les différents cristaux du métal.
- Dans la partie 1.2 page 18, nous avons montré qu'il est nécessaire d'appliquer un petit champ électrique statique \mathbf{F} pour que les états de Rydberg circulaires soient stables. L'anneau ne doit donc pas créer de court circuit entre les deux miroirs. Il faut de plus qu'il soit constitué de deux parties isolées électriquement de manière à pouvoir appliquer un champ électrique au niveau des trous de passage des atomes.
- Toutes les isolations entre pièces métalliques sont des zones à travers lesquelles la micro-onde peut fuir. Il faut donc que leur épaisseur soit la plus fine possible de

manière à limiter la transmission du champ. Ces isolations ne doivent cependant pas faire de faux contact sous l'effet des contractions thermiques et des opérations successives de montage et démontage.

- Le diélectrique servant à l'isolation peut de plus être pollué en surface par des charges électriques statiques. Ces charges sont susceptibles de créer un champ électrique inhomogène qui déstabilise les états de Rydberg circulaires. Ces surfaces diélectriques ne doivent donc pas être "vues" par les atomes du jet.
- L'anneau doit être en bon contact thermique avec les miroirs et l'ensemble du montage afin de limiter le nombre de photons d'origine thermique dans le résonateur.
- Le montage de l'ensemble doit être le plus simple possible.

On en arrive au cahier des charges résumé dans la figure 1.21.

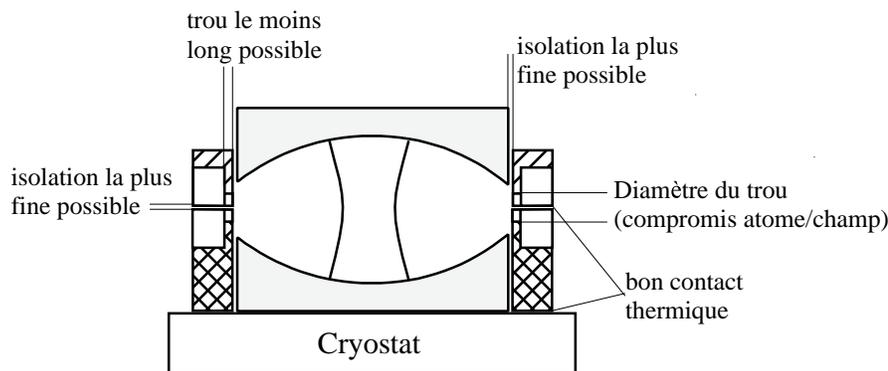


FIG. 1.21 – Contraintes expérimentales sur l'anneau fermant la cavité. La comparaison avec la figure 1.14, page 40, peut être intéressante.

Plusieurs expériences de test ont été réalisées de manière à préciser les différents paramètres de l'anneau, en particulier le diamètre des trous de passage des atomes et l'épaisseur d'isolation entre les deux parties de l'anneau.

Concernant l'épaisseur maximum de l'isolation entre les deux parties de l'anneau, nous avons effectué la mesure du facteur de qualité du résonateur avec deux *demi-anneaux* dont les diamètres sont ajustés sur ceux des miroirs. Nous pouvons les mettre au contact ou bien intercaler entre eux un film de mylar d'épaisseur variable (25 ou 50 μm). Il en est ressorti que Q ne change pas significativement entre 0 et 25 μm . Il chute en revanche d'un facteur 3 entre 25 et 50 μm . Ceci est en bon accord avec des mesures précédemment effectuées [HGKD90].

De même, nous n'avons pas observé de variation significative du facteur de qualité pour des trous de passage inférieurs à 3 mm de diamètre. Il est par contre réduit d'un facteur 6 entre 3 et 4 mm. Nous n'avons pas vu de dépendance avec la longueur des trous entre 5 et 1 mm.

1.4.3.b La réalisation

Nous avons retenu comme solution de réaliser une pièce en aluminium et d'anodiser sa surface. Ce dernier traitement a pour effet de recouvrir le métal d'une couche d'oxyde Al_2O_3 de $20 \mu\text{m}$, qui satisfait à la fois aux critères d'isolation électrique et de robustesse mécanique. Un colorant noir est ajouté dans la matrice de l'oxyde ; on voit donc aisément les parties isolantes. Un nouvel usinage, après l'anodisation, enlève toutes les surfaces diélectriques non nécessaires vues par les atomes.

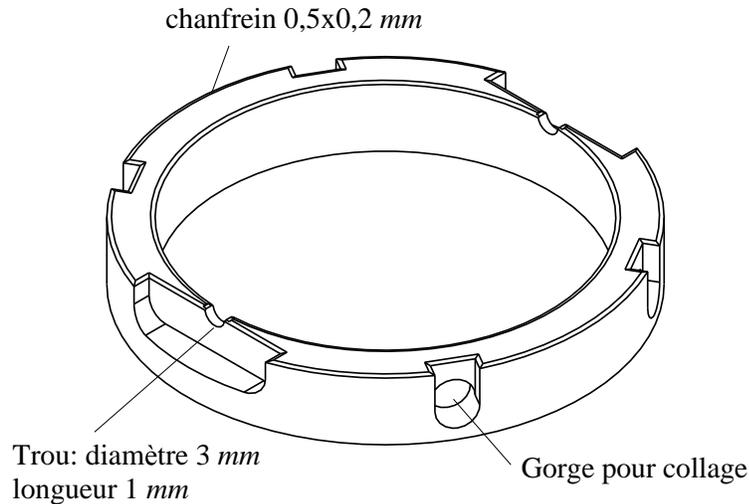


FIG. 1.22 – Perspective d'un demi-anneau.

La figure 1.22 montre une perspective d'un des deux demi-anneaux. Les trous de passage des atomes usinés ont un diamètre de 3 mm et une longueur de 1 mm . Les deux demi-anneaux sont assemblés par collage : quatre gorges sont usinées dans chacun des demi-anneaux. Lors du montage, ces gorges se trouvent face à face, on peut donc couler de la colle qui les remplit ensemble. Après durcissement cette colle forme une petite "agrafe" qui lie mécaniquement les deux parties. Après collage, la couche isolante entre ces deux pièces n'est plus jamais exposée. On évite ainsi les faux contacts possibles si une poussière métallique la transperce lors d'un remontage. Nous avons vérifié que les contractions mécaniques de l'ensemble lors d'une mise à froid ne font pas de contact électrique. Nous nous sommes également assurés du bon contact thermique.

L'anodisation ne s'effectue pas correctement au niveau des arêtes, ceci d'autant plus qu'elles sont aiguës. Il s'agit donc de zones potentielles de faux contact. Toutes les surfaces de contact ont donc été chanfreinées de manière à offrir des arêtes les plus obtuses possibles.

Le montage global de la cavité dans le dispositif expérimental est représenté figure 1.24.

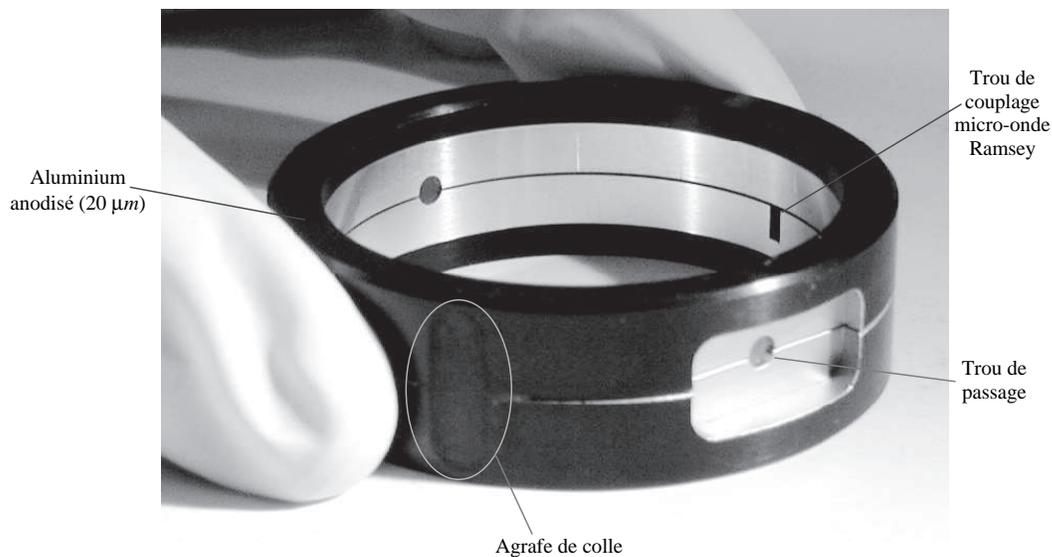


FIG. 1.23 – Photo de l'assemblage des deux demi-anneaux, après collage. Les doigts qui tiennent la pièce formée donnent une idée de son échelle. Toutes les parties noires sont en aluminium anodisé. Les parties brillantes qui sont vues par les atomes du jet, sont en aluminium. On distingue clairement les deux trous de passage des atomes, ainsi qu'un trou supplémentaire qui permet d'amener la micro-onde pour l'interféromètre de Ramsey (voir figure 2.3, page 61)

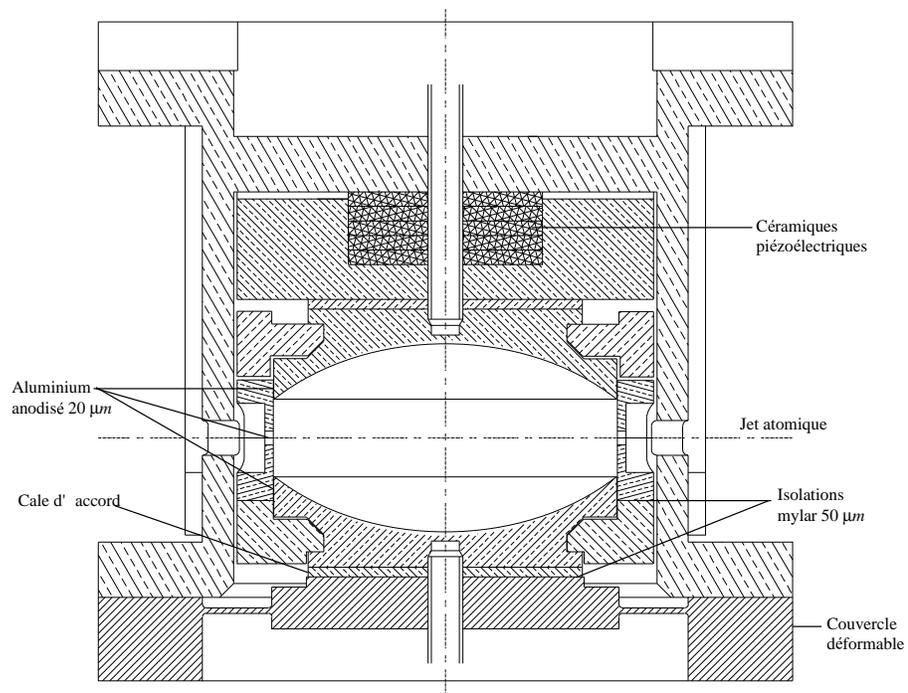


FIG. 1.24 – Montage de la cavité dans le dispositif expérimental. Le système d'accord et l'anneau sont ajoutés. Ce dessin est légèrement plus complexe que la figure 1.11, page 31, avec laquelle nous avons commencé cette partie.

1.4.3.c Les résultats

La figure 1.25 montre les données pour la mesure du temps de vie du champ dans la cavité fermée par l'anneau. L'ajustement donne un temps de vie τ_{cav} de 0,97 ms. le facteur de qualité correspondant vaut $3,1 \cdot 10^8$.

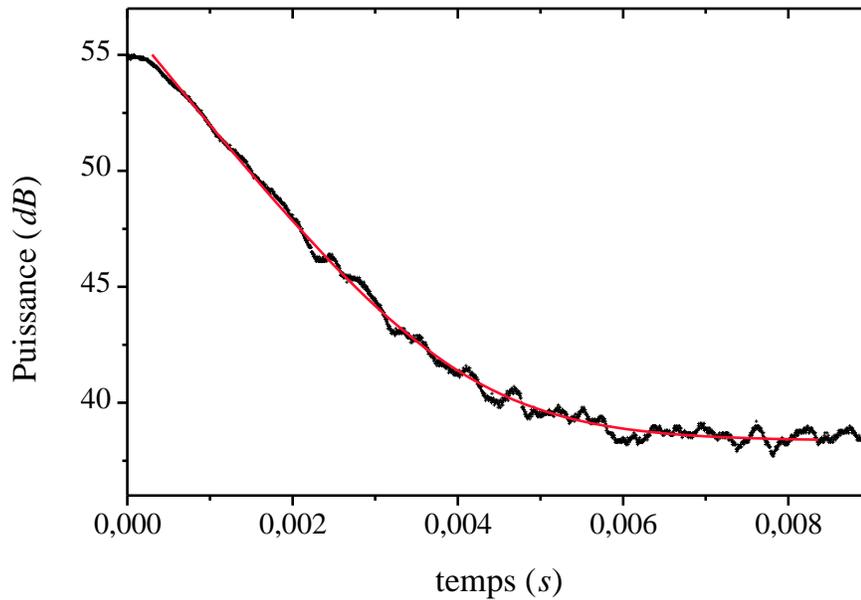


FIG. 1.25 – Mesure de l'énergie dans la cavité à 51,098869 GHz en fonction du temps. La mesure est effectuée dans la configuration de l'expérience, le résonateur est fermé le plus possible par un anneau. C'est avec ce mode que nous avons effectué les expériences du chapitre 3. L'ajustement théorique des données est représenté par le trait continu. Résultats : $\omega/2\pi = 51,099$ GHz, $\tau_{cav} = 0,97$ ms, $Q = 3,1 \cdot 10^8$.

Il s'agit d'une amélioration d'un facteur 30 par rapport aux résultats obtenus sans anneau et d'un facteur 6 par rapport à la cavité utilisée dans les expériences précédentes. Le temps de vie du champ est maintenant un ordre de grandeur plus grand que le temps typique entre le passage de deux paquets d'atomes dans le résonateur (50 μ s). La voie vers des expériences où beaucoup d'atomes sont envoyés successivement dans l'expérience nous est donc ouverte.

Chapitre 2

Expériences préliminaires

Le chapitre 1 a présenté les deux protagonistes de notre dispositif expérimental d'électrodynamique quantique en cavité. Il est cependant nécessaire de réaliser quelques expériences complémentaires sur chacun de ces deux systèmes afin de préparer les expériences présentées dans le chapitre 3. La section 2.1 décrit comment nous préparons et analysons des superpositions cohérentes d'états atomiques (interféromètre de Ramsey). La section 2.2 explique la procédure expérimentale que nous avons développée pour absorber les photons thermiques présents dans le mode de la cavité, afin de préparer ce dernier dans un état proche du vide $|0\rangle$ au début de chaque séquence expérimentale.

2.1 Le nouvel interféromètre de Ramsey

2.1.1 Brève introduction théorique

Les principes de l'interférométrie de Ramsey sont illustrés figure 2.1. La technique consiste à préparer l'atome dans une superposition cohérente de deux états. On laisse ensuite chaque chemin quantique évoluer au cours du temps. Finalement, on mélange de nouveau les états atomiques. Ceci a pour conséquence de rendre indiscernable le chemin par lequel le système "est passé" avant détection. Un terme d'interférence quantique existe donc entre ces deux amplitudes de probabilité.

En représentation de Schrödinger le terme d'interférence précesse d'un angle $\Delta\phi$ vérifiant :

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= \int_{t_1}^{t_2} \omega_{ab}(t) dt, \\ \Delta\phi &= \omega_{ab} \cdot T_{vol}, \text{ si } \omega_{ab} = \text{cste.}\end{aligned}\tag{2.1}$$

Géométriquement, $\Delta\phi$ représente l'aire hachurée de la figure 2.1.

Il nous faut donc créer les superpositions d'états a et b . Il nous faut également réussir à faire le battement entre ce terme d'interférence et un oscillateur local de

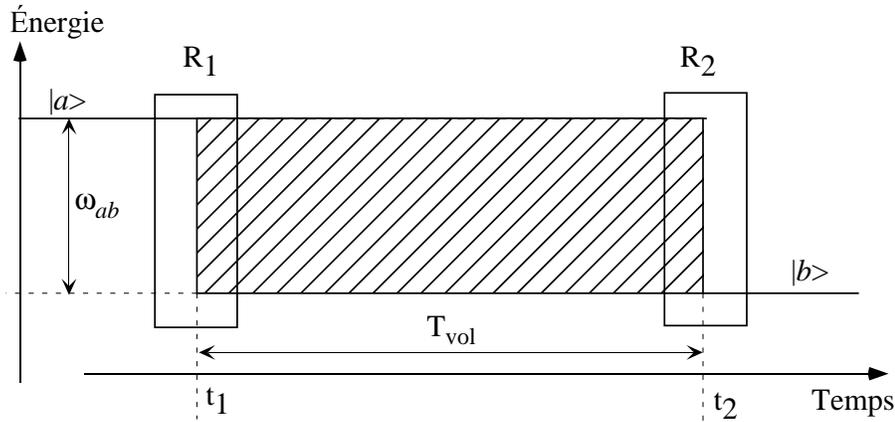


FIG. 2.1 – Principe de l'interféromètre de Ramsey. On crée dans une première zone R_1 une superposition cohérente de deux états atomiques $|a\rangle$ et $|b\rangle$. On en fait l'analyse dans la deuxième zone R_2 . Il existe donc deux chemins quantiques indiscernables entre R_1 et R_2 . La probabilité de détecter l'atome dans $|b\rangle$ résulte de l'interférence entre les amplitudes de probabilité associées à chaque chemin.

manière à transformer le signal de l'équation 2.1 en un signal variant lentement. Ces deux opérations sont réalisées simultanément en couplant le système atomique à un champ électromagnétique classique, quasi-résonant sur la transition $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ en R_i ($i = 1, 2$) $\mathbf{E} = \mathbf{E}_i \sin(\omega t + \varphi_0)$, avec $\delta = \omega - \omega_{ab} \ll \omega$. L'évolution des états atomiques au cours des interactions dans chaque zone vérifie :

$$\begin{aligned}
 |a\rangle &\longrightarrow \cos \frac{\Omega_i t_i^{\text{int}}}{2} |a\rangle + e^{i\varphi_i} \sin \frac{\Omega_i t_i^{\text{int}}}{2} |b\rangle \\
 |b\rangle &\longrightarrow -e^{-i\varphi_i} \sin \frac{\Omega_i t_i^{\text{int}}}{2} |a\rangle + \cos \frac{\Omega_i t_i^{\text{int}}}{2} |b\rangle \\
 i &= 1, 2
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

$\Omega_i = \langle a | \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_i | b \rangle / \hbar$ est la fréquence de Rabi classique, caractérisant le couplage atome-champ au niveau de la zone R_i , t_i^{int} est le temps d'interaction entre les deux systèmes dans cette même zone. On peut régler l'intensité du champ ou bien sa durée d'allumage de manière à régler le produit $\Omega_i t_i^{\text{int}}$ à n'importe quelle valeur. L'équation 2.2 n'est cependant valable que si le désaccord entre le champ et l'atome est faible. On exprime mathématiquement cette condition par l'inégalité $\delta t_i^{\text{int}} \ll 1$.

L'équation 2.2 utilise déjà la représentation d'interaction. On a effectué la substitution :

$$\begin{aligned}
 |a\rangle &\rightarrow |a\rangle e^{i\omega_{ab}t + \phi_a} \\
 |b\rangle &\rightarrow |b\rangle e^{i\phi_b}
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

En conséquence les nombres φ_i , correspondent à la phase relative entre le système

atomique et le champ classique de référence, au niveau des zones de Ramsey. Ils vérifient :

$$\varphi_i = \varphi_0 + (\omega - \omega_{ab})t_i + \phi_b - \phi_a \quad (2.4)$$

On peut toujours choisir les phases des états atomiques ϕ_a et ϕ_b de telle manière que :

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= 0 \\ \varphi_2 &= \omega \cdot T_{vol} - \Delta\phi \\ &= (\omega - \omega_{ab}) \cdot T_{vol}, \text{ si } \omega_{ab} = \text{cste}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

D'un point de vue géométrique, on soustrait à l'aire hachurée de la figure 2.1 un rectangle de surface ωT_{vol} . La variation soit de la fréquence du champ, soit du délai entre les deux interactions, change l'aire restante et permet en conséquence de balayer φ_2 .

Supposons l'atome initialement dans $|a\rangle$. On règle les temps d'interaction et les puissances dans les deux zones de Ramsey de manière à avoir $\Omega_i t_i^{int} = \pi/2$ (impulsion $\pi/2$). L'application d'une seule de ces impulsions à un des deux états le transforme en une superposition linéaire où les probabilités de détecter l'atome dans a ou b sont égales. L'état final du système après les deux interactions est :

$$|a\rangle \xrightarrow{\frac{\pi}{2}:R_1, \frac{\pi}{2}:R_2} \frac{1}{2} (1 - e^{i\varphi_2}) |a\rangle + \frac{1}{2} (1 + e^{-i\varphi_2}) |b\rangle \quad (2.6)$$

On en déduit la probabilité de détecter l'atome dans a (resp. b) :

$$\begin{aligned} P_a &= \frac{1}{2}(1 - \cos \varphi_2) \\ P_b &= \frac{1}{2}(1 + \cos \varphi_2) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Le balayage de la fréquence du champ classique ou du temps de vol entre les deux interactions conduit donc à une modulation des probabilités de détecter l'atome dans un ou l'autre état (avec un contraste de 100 %). Il s'agit des franges de Ramsey.

L'explication de l'interférométrie de Ramsey présentée dans les lignes précédentes suppose de pouvoir créer à deux instants différents des superpositions d'état quantiques de différentes énergies. Le terme d'interférence résulte de la précession à la fréquence de Bohr de la cohérence quantique entre ces deux états. Dans le cadre de l'interférométrie atomique, on ajoute généralement la notion d'espace à cette description dans le temps : l'atome se déplace d'une zone d'interaction à une autre. Il est alors nécessaire de tenir compte des degrés de liberté externes des atomes [Bor99]. On peut montrer, dans ce cas, que la structure spatiale du champ dans les zones d'interaction est responsable d'un échange d'impulsion entre le champ et l'atome. Le paquet d'onde atomique se retrouve donc dans une superposition linéaire de deux chemins différents dans l'espace.

Les franges de Ramsey correspondent alors à l'interférence entre ces deux paquets d'onde. On peut cependant montrer que la description donnée dans notre mémoire reste pertinente si :

- les paquets d'onde sont suffisamment localisés pour pouvoir définir une trajectoire classique pour l'atome.
- Les atomes ne sont pas sensibles à la structure spatiale des champs micro-onde durant l'interaction. C'est le cas par exemple si la durée d'allumage de la micro-onde est très courte et si les atomes parcourent une distance négligeable devant la longueur du champ durant cette période.

Ces deux conditions sont réalisées dans notre montage expérimental, c'est pourquoi l'interprétation que nous donnons de notre interféromètre de Ramsey est justifiée.

Cette technique se révèle très précise; elle est par exemple constamment utilisée dans la mesure du standard primaire de fréquence sur la transition entre niveaux hyperfins du césium à 9 GHz [IR93]. Elle fournit également un instrument très puissant pour étudier l'évolution des états atomiques entre les deux zones R_i . Considérons à cette fin la modification de la figure de principe 2.1 illustrée figure 2.2.

Supposons qu'entre les deux zones de Ramsey l'atome soit perturbé (à cause du couplage avec la cavité par exemple) et que l'énergie du niveau $|a\rangle$ varie au cours du temps. Ce changement en énergie implique une variation de l'aire hachurée de la figure 2.1 (d'un point de vue géométrique), c'est-à-dire un changement de $\Delta\phi$ dans l'équation 2.1 (d'un point de vue mathématique). Ce changement a pour conséquence un déphasage des franges de Ramsey d'un angle θ . La comparaison avec les franges de référence, obtenues sans perturbation, nous renseigne donc sur la nature de cette dernière. L'interféromètre de Ramsey se révèle être un instrument extrêmement sensible qui est utilisé pour de nombreuses expériences métrologiques. Dans notre expérience, nous atteignons en quelque sorte la sensibilité ultime où le déphasage des franges est causé par l'interaction d'un seul atome avec un seul photon dans la cavité.

2.1.2 Pourquoi un nouvel interféromètre ?

Les intérêts évidents de ce dispositif vont malheureusement de pair avec de nouvelles contraintes. Si nous cherchons à isoler un type de perturbation du système atomique dans les bras de l'interféromètre, il nous faut pouvoir contrôler tous les autres, voire les annuler. Si ces paramètres changent d'une expérience sur l'autre (comme l'illustre la figure 2.2), sans que nous connaissions leur variation, il nous faut alors effectuer la moyenne des résultats sur un ensemble d'expériences, chacune avec un déphasage θ différent. Il en résulte un brouillage des signaux et une réduction du contraste. Si la dispersion sur les déphasages $\Delta\theta$ est de l'ordre de π , le contraste sera même nul !

D'un point de vue mathématique, cela veut dire que la superposition cohérente $1/\sqrt{2}(|a\rangle + |b\rangle)$, créée dans R_1 , évolue vers $1/\sqrt{2}(|a\rangle + \exp i\delta|b\rangle)$ juste avant d'être analysée dans R_2 , avec δ pris au hasard dans l'intervalle $[0, 2\pi]$. Nous avons complètement perdu l'information sur la phase de la superposition.

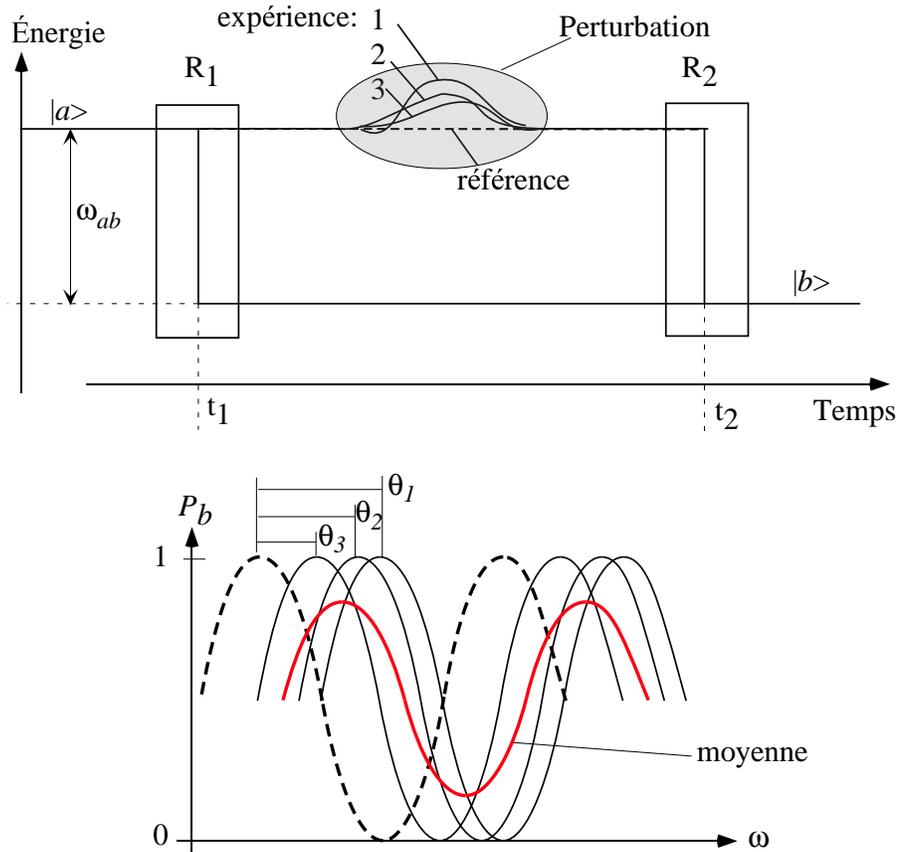


FIG. 2.2 – Franges de Ramsey avec perturbation de l'atome sur le bras a de l'interféromètre. Cette perturbation résulte en un changement de l'énergie du niveau $|a\rangle$. Elle est la somme d'un effet systématique et d'un couplage non contrôlé qui ajoute du "bruit". La comparaison des franges de références (trait pointillé) avec le cas du système perturbé (trait continu) nous renseigne sur la nature de la perturbation.

Dans notre dispositif expérimental, les états $|a\rangle$ ou $|b\rangle$ sont des états de Rydberg circulaires. La section 1.2 a montré leur extrême sensibilité aux champs statiques magnétique \mathbf{B} ou électrique \mathbf{F} . Si ces derniers fluctuent au cours du temps ou bien ne sont pas homogènes sur le diamètre de 1 mm du jet, alors un brouillage des franges de Ramsey est possible. On peut relativement bien annuler \mathbf{B} (et donc ses fluctuations temporelles ou spatiales) par un ensemble de bobines compensatrices et de blindages magnétiques. En revanche, le champ électrique \mathbf{F} peut varier de manière importante à courte échelle si le jet passe trop près d'une surface métallique. Cette dernière en effet est composée d'un grand nombre de cristaux avec différentes orientations cristallographiques. A chaque orientation correspond un travail de sortie différent. Ceci change légèrement le potentiel électrique d'un cristal à l'autre. Le champ électrique au voisinage de la surface est sensible à cette structure complexe pour le potentiel, alors que cet effet est complètement moyenné à plus grande distance.

Dans les expériences qui ont précédé cette thèse, les zones d'interaction R_1 et R_2 étaient constituées par deux résonateurs micro-onde de faible facteur de qualité, situés de part et d'autre de l'ensemble cavité+anneau. Dans cette situation, la superposition cohérente d'états circulaires "vole" sur une dizaine de centimètres et doit en particulier traverser l'anneau par les trous de passage des atomes (voir la section 1.4.3, page 48). L'anneau, dans les anciennes expériences, était percé d'un trou carré de 10 mm de côté. En revanche, le diamètre des trous du nouvel anneau (3 mm), compatible avec l'obtention d'un temps de vie du champ τ_{at} de 1 ms, fait que les atomes passent à moins de 1,5 mm de la surface d'aluminium des anneaux. Nos tentatives pour observer des franges de Ramsey dans ces conditions se sont révélées infructueuses. La conclusion de ces expériences a été que le passage à travers les trous de l'anneau détruit complètement la cohérence d'ensemble de la superposition atomique.

2.1.3 Principe de l'expérience

Puisqu'il nous était interdit de faire entrer ou sortir une superposition cohérente contrôlée d'états circulaires du résonateur, nous avons pris le parti de faire directement l'expérience de franges de Ramsey à l'intérieur du système cavité+anneau. Cet ensemble forme une structure quasiment fermée par construction. Si on injecte un champ par le côté, comme l'illustre la figure 2.3, il va s'établir une onde stationnaire à l'intérieur de cette structure. 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 .

Dans l'ancien interféromètre, nous connaissions parfaitement la structure spatiale des champs classiques des zones R_1 et R_2 . Cette dernière était imposée par la géométrie des résonateurs de faible facteur de surtension. En conséquence, nous savions exactement où avait lieu l'interaction. Dans notre nouvelle situation, la structure de l'onde stationnaire dépend de conditions aux limites compliquées (géométrie de l'anneau avec

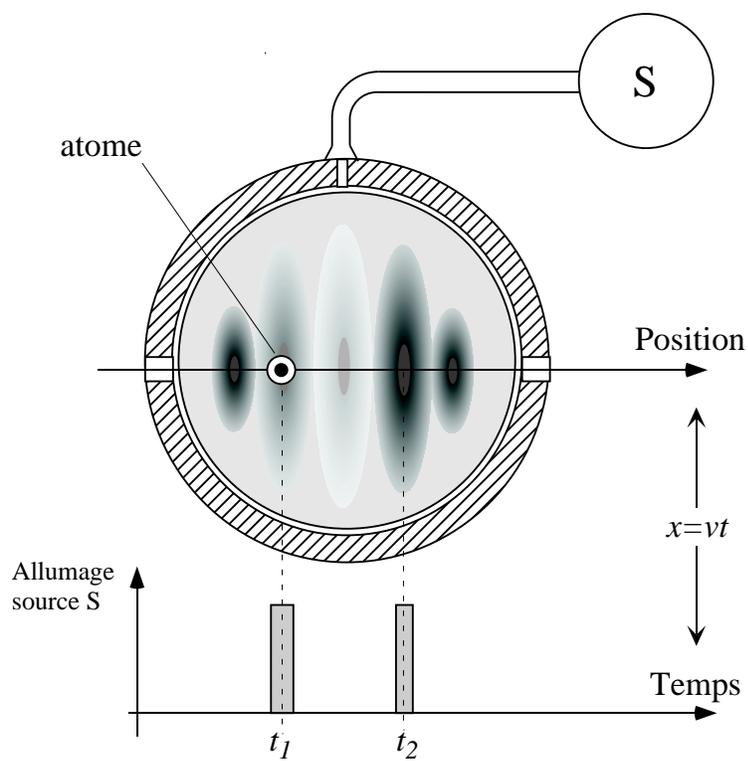


FIG. 2.3 – Principe de fonctionnement du nouvel interféromètre de Ramsey.

tous ses trous, influence de la cavité, de l'espace entre anneau et miroirs etc.). Elle nous est donc tout à fait inconnue. La section 2.1.4 explique comment nous avons fait la carte de l'intensité de l'onde stationnaire le long du jet atomique.

Dans nos expériences, nous utilisons les trois états de Rydberg circulaires $|e\rangle$ ($n = 51$), $|g\rangle$ ($n = 50$) ou $|i\rangle$ ($n = 49$). Il y a donc trois possibilités pour définir les niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ des paragraphes précédents. Nous souhaitons mettre en évidence le déphasage de π de l'état $|g\rangle$ conditionné à l'absence ou à la présence d'un photon dans le résonateur. Pour réaliser cette expérience, il nous faut donc effectuer l'expérience de franges de Ramsey sur une transition reliant $|g\rangle$ à un état qui ne soit pas perturbé par la cavité. Cet état nous servira de niveau de référence équivalent au niveau $|b\rangle$ de la figure 2.2. C'est pourquoi nous sommes obligés d'utiliser la transition $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$ à $54,259 \text{ GHz}$.

Il existe une autre raison pour utiliser ces deux niveaux. Les franges de Ramsey dans les expériences précédentes étaient réalisées sur la transition $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ à $51,099 \text{ GHz}$. Dans ce cas, la fréquence du champ classique est quasi-résonante avec la fréquence du mode TEM_{900} du résonateur micro-onde supraconducteur. Il faut donc craindre un couplage entre l'onde Ramsey et la cavité qui pourrait introduire quelques photons dans le mode. Cet effet serait catastrophique pour nos expériences puisque nous devons contrôler l'état du champ dans le mode avec une précision meilleure que le photon. Dans l'ancien interféromètre, le champ classique était confiné dans les résonateurs auxiliaires, loin de la cavité supraconductrice. Le couplage au mode quantique était en conséquence nul. Dans le nouveau dispositif en revanche, le champ classique s'établit directement au sein de la cavité. Des expériences nous ont prouvé que, s'il est accordé sur la transition $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$, il est impossible d'éviter son couplage avec le mode de la cavité. La section 2.1.5 présente donc les résultats que nous avons obtenus sur la transition $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$.

2.1.4 La carte du champ

2.1.4.a La détermination de la structure d'ensemble

La structure de l'onde stationnaire établie au sein de l'ensemble cavité+anneau étant *a priori* inconnue, nous avons directement mesuré l'intensité du champ le long du jet atomique. La figure 2.4 illustre l'expérience réalisée ainsi que le résultat des mesures.

On prépare un ensemble d'atomes dans l'état circulaire $|g\rangle$, sans sélection de vitesse. La vitesse de chaque atome est donc connue grâce à la mesure de son temps de vol entre la préparation dans l'état circulaire et la détection. À un instant ultérieur ($234 \mu\text{s}$ plus tard), ces atomes sont donc répartis dans le résonateur 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 pendant $2 \mu\text{s}$. Sa fréquence est quasi-résonante avec la transition $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$. On atténue sa puissance de manière à éviter de saturer la transition. Dans ces conditions la probabilité d'effectuer la transition vers $|i\rangle$ croît avec l'intensité du champ. La mesure de la probabilité de transfert P_i , en fonction de la vitesse donne

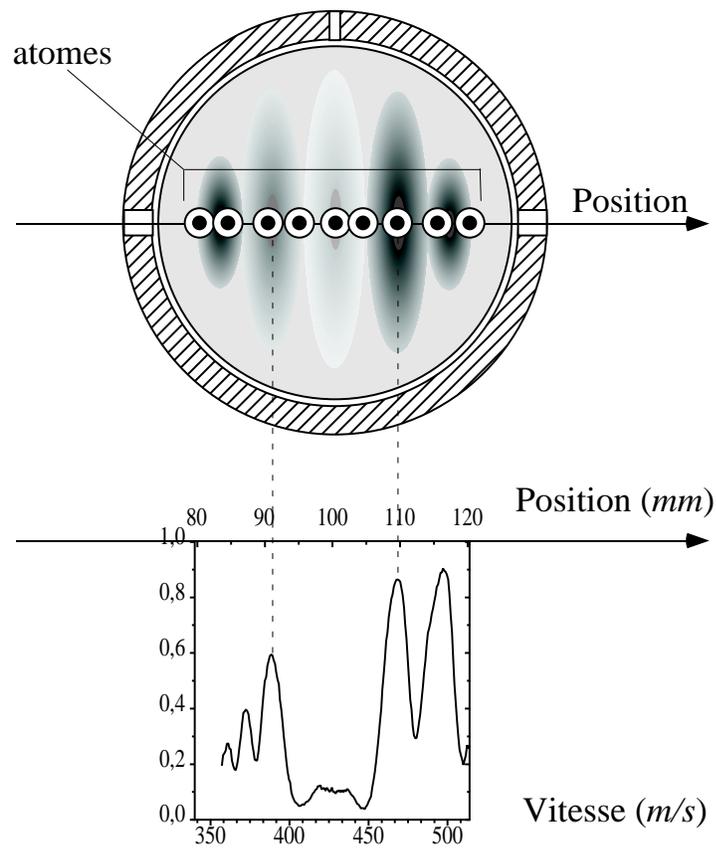


FIG. 2.4 – Mesure du transfert de $|g\rangle$ vers $|i\rangle$ en fonction de la vitesse des atomes. Cette mesure donne le renseignement sur l'intensité du champ Ramsey en fonction de la position dans la structure cavité+anneau. On atténue la puissance de la micro-onde de manière à obtenir un transfert de $|g\rangle$ vers $|i\rangle$ d'environ 85 % là où le champ est le plus intense.

donc l'information sur l'intensité de l'onde stationnaire là où se trouvait l'atome au moment de l'allumage.

Le graphique de la figure 2.4 met clairement en évidence les noeuds et ventres de l'onde stationnaire. On constate également que son intensité est quasiment nulle au centre du résonateur et beaucoup plus importante au niveau des trous d'entrée et de sortie des atomes. Ceci peut résulter d'un meilleur couplage de l'onde dans l'ensemble cavité+anneau par ces trous, ou bien d'un effet de localisation du champ au voisinage des arêtes des trous à ce niveau. L'onde n'est cependant pas parfaitement symétrique : son intensité avant le centre de la cavité est environ 2 fois moins grande qu'après.

2.1.4.b Mesure précise de la position des ventres

Les zones de Ramsey sont constituées par les deux ventres marqués sur la figure 2.4. La distance qui les sépare est d'environ 20 *mm*. Comme ils sont éloignés de l'axe de la cavité de près de 10 *mm*, l'intensité du mode TEM₉₀₀ au niveau des zones de Ramsey est négligeable et on peut dire que la totalité du couplage des atomes à la cavité s'effectue entre les deux zones d'interaction de l'interféromètre.

Cependant, le pointé des ventres à l'aide de la figure 2.4 n'est précis qu'à quelques millimètres près. Il en résulte une incertitude supérieure à la dispersion en position des atomes sélectionnés par temps de vol (voir 1.2.3, page 23). Ceci veut dire qu'il est possible de "rater" le ventre de la micro-onde. Si les atomes se trouvent sur un flanc du ventre au moment de l'allumage, la dispersion de l'intensité du champ qu'ils voient est plus importante qu'au sommet. Il en résultera une dispersion plus grande du facteur Ω_i dans l'équation 2.2. Cet effet réduit le contraste des franges de Ramsey.

Il nous faut donc trouver une méthode de détermination de la position des ventres plus précise, c'est à dire qui ne soit limitée que par l'incertitude sur la position du paquet atomique. Nous préparons à cette fin un paquet d'atomes dans $|g\rangle$, sélectionné en vitesse à 503,3(40) *m/s*. Nous réduisons de plus la durée d'allumage de la micro-onde à 1 μs et balayons son instant d'allumage. À chaque instant correspond donc une position différente des atomes dans la structure de l'onde stationnaire. La figure 2.5 montre la probabilité P_i de transfert de $|g\rangle$ vers $|i\rangle$ en fonction de l'instant d'allumage.

Cette méthode fournit une précision sur le moment d'allumage correspondant au maximum du champ de 0,2 μs , soit 0,1 *mm* (pour des atomes à 500 *m/s*). La cause essentielle d'incertitude est donc liée à la dispersion de position des atomes (due à la sélection de vitesse).

2.1.5 Les résultats expérimentaux

Les mesures de la partie 2.1.4 nous permettent de déterminer avec précision à quel temps allumer la micro-onde pour qu'un atome, sélectionné en vitesse, soit sur un ventre de l'onde stationnaire Ramsey. Il nous faut également régler la durée de l'allumage et l'atténuation de la source de manière à obtenir une impulsion $\pi/2$ (i.e.

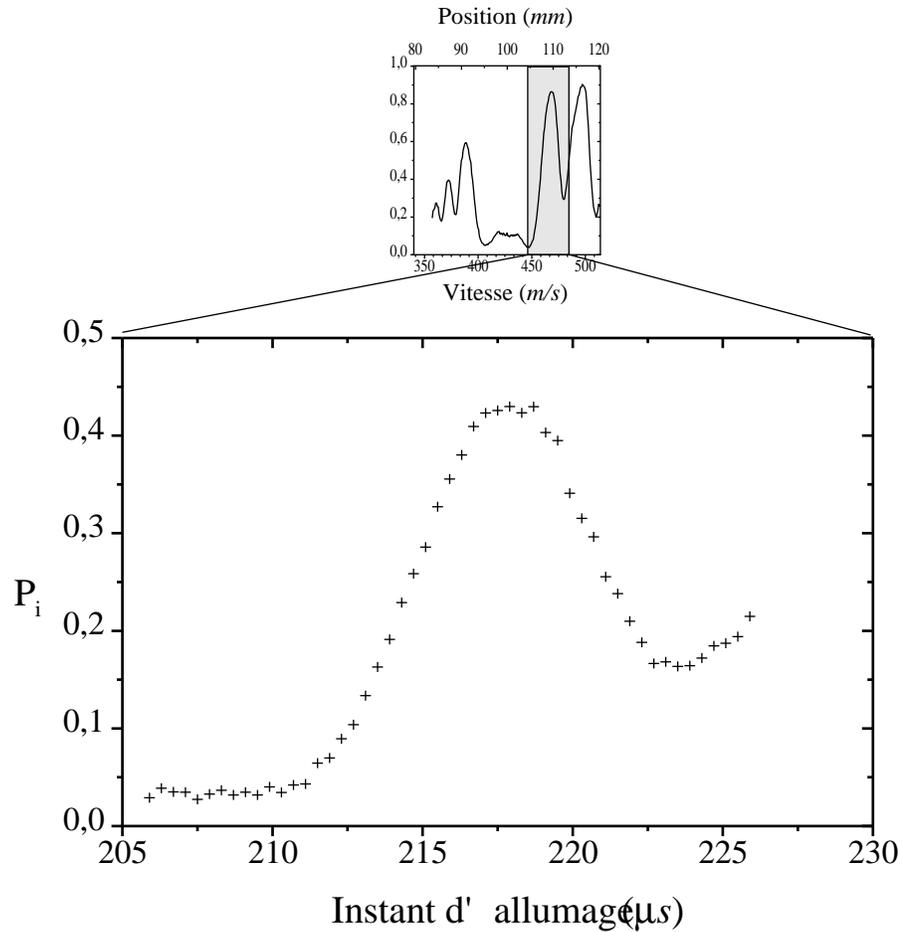


FIG. 2.5 – Probabilité de transfert de $|g\rangle$ vers $|i\rangle$ en fonction de l’instant d’allumage de la source micro-onde extérieure (compté à partir de l’instant de préparation du paquet atomique dans l’état $|g\rangle$). Cette mesure donne une indication précise de l’intensité du champ là où 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 2.4.

réaliser la condition $\Omega_i t_i^{\text{int}} = \pi/2$). La figure 2.6 montre par exemple le transfert P_i de $|g\rangle$ vers $|i\rangle$ en fonction de la puissance de la micro-onde réglée par l'atténuateur.

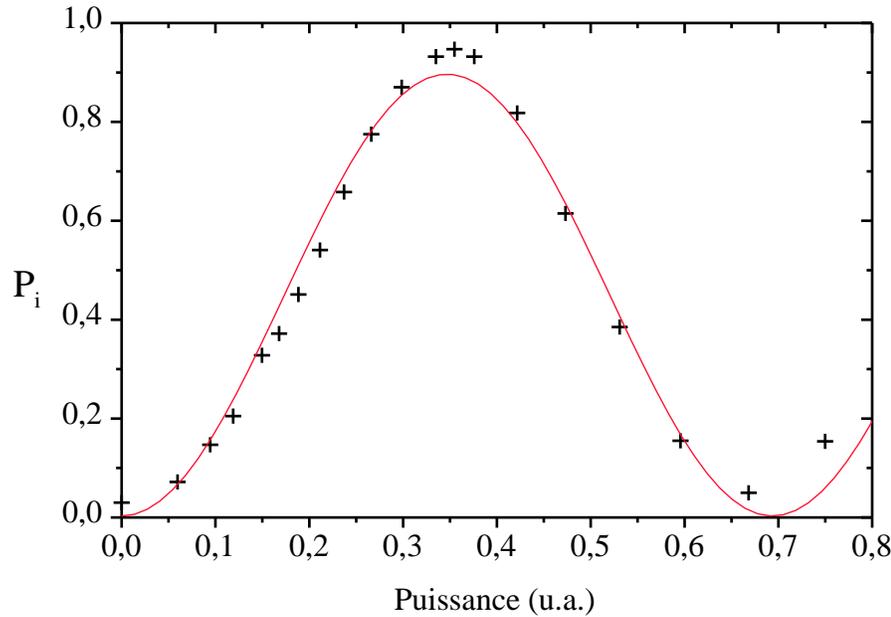


FIG. 2.6 – Transfert de l'état $|g\rangle$ vers l'état $|i\rangle$ en fonction de la puissance du champ micro-onde. L'expérience se fait sur un paquet d'atomes sélectionnés en temps de vol à $503,3(40)$ m/s. La micro-onde est allumée pendant $0,5 \mu\text{s}$ autour de l'instant correspondant au maximum de la figure 2.5. La courbe continue représente l'ajustement des données avec une fonction cosinus. Le transfert maximum observé d'un niveau vers l'autre est de 95 %.

Le transfert maximum obtenu (impulsion π : $\Omega_i t_i^{\text{int}} = \pi$) est de 95 %, soit 15 % de plus que le chiffre similaire dans l'ancien interféromètre. Ce chiffre témoigne de la faible dispersion dans le facteur $\Omega_i t_i^{\text{int}}$ d'un atome à l'autre. Le contraste de l'interféromètre en dépend directement.

Le réglage de l'impulsion $\pi/2$ dans une zone de Ramsey est obtenu par l'ajustement de l'atténuation de la source externe. Pour régler l'impulsion $\pi/2$ dans l'autre zone, nous ajustons la durée d'allumage correspondante. Ce réglage est un peu moins précis à cause de la résolution temporelle finie de l'expérience. Nous avons également vérifié expérimentalement que, dans cette seconde zone, la dispersion sur les impulsions $\pi/2$ est très faible.

On peut ensuite appliquer les deux impulsions de Ramsey 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 2.7.

Le contraste régulièrement observé est de l'ordre de 85 %, soit 20 % de plus que le chiffre équivalent dans l'ancien interféromètre de Ramsey. Cette amélioration est

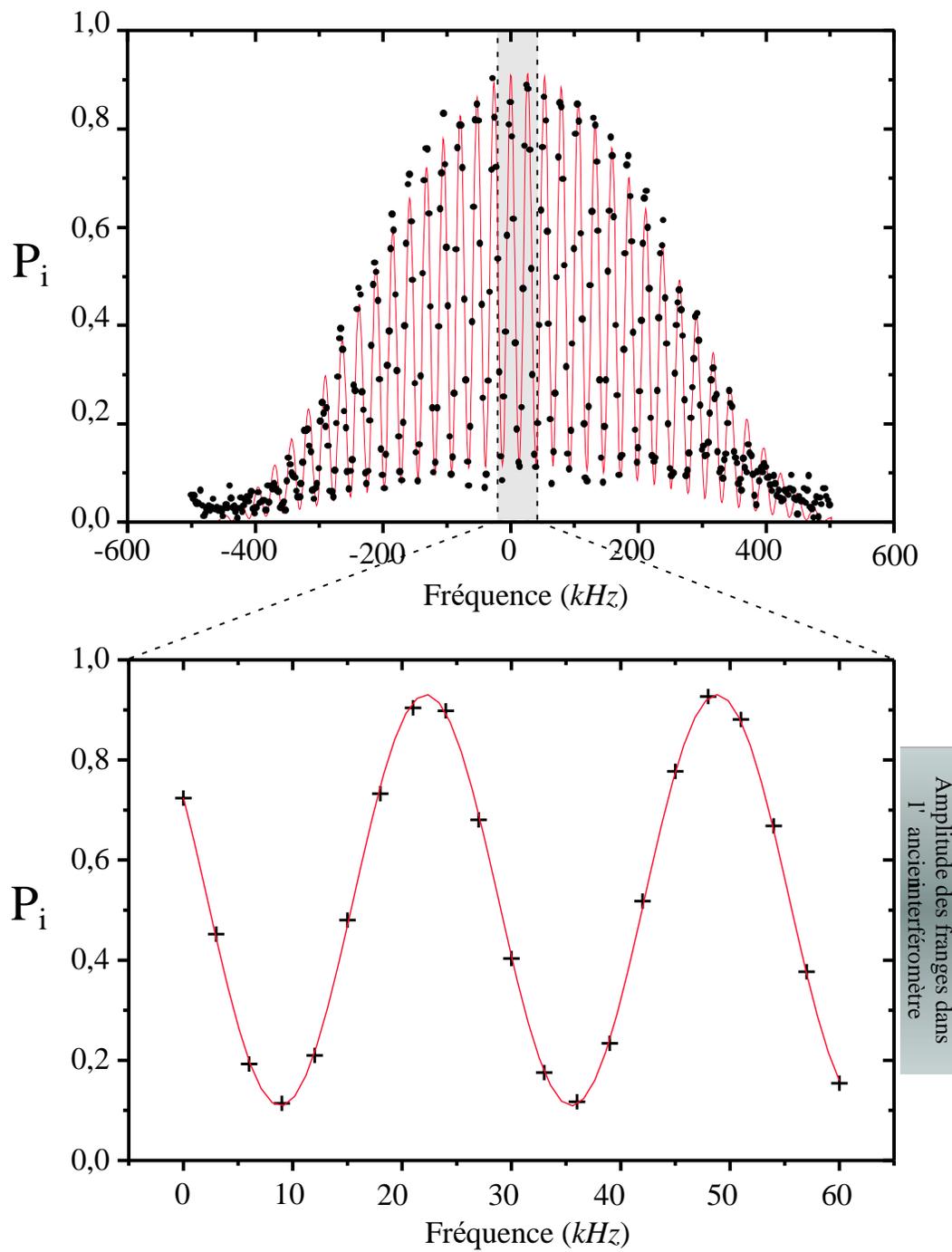


FIG. 2.7 – Franges de Ramsey obtenues avec le nouvel interféromètre.

essentiellement due à deux facteurs :

- la dispersion des impulsions $\pi/2$ dans les zones R_1 et R_2 est réduite.
- les deux bras de l'interféromètre se situent au milieu de la structure cavité+anneau, dans un endroit où les champs magnétique et électrique sont très homogènes.

2.2 Le refroidissement du champ

2.2.1 Les raisons

Le contrôle complet de l'interaction atome–champ impose de savoir préparer un état initial pur pour le système. Pour l'atome, ceci est assuré par la méthode de préparation décrite en 1.2. Pour le champ dans la cavité, il suffit en principe d'attendre qu'il relaxe vers l'équilibre thermique. À $0,7\text{ K}$ l'état du champ est en effet $|0\rangle$ avec une probabilité de 98%. Cette pureté est tout à fait compatible avec nos besoins et toutes les expériences réalisées dans notre groupe jusqu'à cette thèse tiraient avantage de cette situation. Cependant plusieurs raisons ont rendu cette méthode inutilisable dans notre cas :

- Une panne de notre système cryogénique nous a empêché, après deux mois de manipulation, de descendre le dispositif expérimental en dessous de $1,4\text{ K}$ en température. Nous ne souhaitons pas compromettre la suite des expériences en réouvrant le cryostat pour réparer. Il en résulte un nombre moyen de photons d'origine thermique de 0,2.
- Même avec cette température très basse, nous avons mesuré un champ thermique contenant en moyenne 0,8 photons. Ce chiffre étonnant reflète un autre problème : Un champ thermique à haute température est amené par le guide d'onde qui injecte la micro-onde Ramsey. Ce champ n'est pas atténué de manière satisfaisante à 51 GHz . Il entre par conséquent dans la structure cavité+anneau et se couple directement avec le mode de la cavité. Cet effet est la source principale du champ résiduel que nous observons dans la cavité.
- Il existe enfin une raison “plus fondamentale” qui justifie l'existence d'un champ non nul dans la cavité même si les deux premiers points étaient corrigés. Le temps de vie du champ $\tau_{cav} \simeq 1\text{ ms}$ est maintenant du même ordre de grandeur que le temps typique entre deux séquences expérimentales successives. Ceci implique que lorsque l'on effectue une expérience il peut rester dans le résonateur des photons provenant des expériences précédentes, ce qui rend l'interprétation des résultats impossible.

Nous avons donc cherché à développer un instrument qui permette d'absorber le champ dans la cavité plus rapidement que la relaxation de cette dernière. Le but est d'obtenir la température limite du champ à l'issue de ce processus la plus proche possible de 0 K (mode de la cavité dans l'état vide $|0\rangle$).

2.2.2 Mesure précise du champ thermique à l'équilibre dans les deux modes de la cavité

Il était important, pour la suite de nos expériences, de connaître avec précision les nombres moyens de photons dans les deux modes de la cavité. Afin d'obtenir ce renseignement, nous avons conduit une série d'expériences, basées sur la mesure du déplacement lumineux de la transition $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$ à cause du couplage avec les modes

de la cavité (pour plus de précision voir page 92). L'énergie du niveau $|g\rangle$ est en effet déplacée à cause du couplage entre la transition atomique $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ et la cavité. Ce déplacement est proportionnel au nombre de photons dans le résonateur et inversement proportionnel au désaccord entre la fréquence du résonateur et celle de la transition.

Nous enregistrons donc les franges de Ramsey sur la transition $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$ pour différents désaccords de la cavité. La fréquence atomique reste fixe ($F = 0,2 \text{ V/cm}$) et on change la fréquence des deux modes de la cavité en parallèle en jouant sur la tension des céramiques piézoélectriques. Le champ dans les deux modes est à l'équilibre au cours de l'expérience.

À cause du couplage dispersif avec la cavité, on s'attend à observer un déphasage des franges d'autant plus grand que le désaccord entre l'atome et un des deux modes est faible et que le nombre de photons dans ce mode est important (voir l'équation 3.16 page 92). Ce déphasage est accompagné d'une réduction du contraste des franges à cause de l'incertitude que l'on a sur le nombre de photons.

On enregistre 6 systèmes de franges pour des désaccords positifs et négatifs. Toutes les données sont ajustées ensemble et partagent comme paramètres communs :

- le contraste intrinsèque et la phase des franges (c'est-à-dire le système de frange obtenu en enlevant l'effet des déplacement lumineux, si l'atome est à désaccord infini),
- la période des franges,
- la valeur moyenne des franges (idéalement égale à 0,5),
- le nombre moyen de photons dans le mode basse fréquence,
- le nombre moyen de photons dans le mode haute fréquence,

Pour chaque désaccord, l'équation 3.16 page 92, permet de calculer un déphasage des franges par photon. Cette formule n'est valable que dans l'approximation $\delta \gg \Omega_0$. Pour les désaccords plus faibles, on fait un ajustement linéaire sur les déphasages théoriques calculés numériquement pour $n \in \{0, \dots, 5\}$. On en déduit un déphasage par photon légèrement différent de celui prévu par 3.16. Ces déphasages linéaires sont connus et restent fixes au cours de l'ajustement des données expérimentales. Seuls les paramètres communs sont variés.

Le nombre de points expérimentaux à ajuster, grand devant le nombre de paramètres, permet d'avoir une bonne confiance dans le résultat des calculs. On en déduit en particulier les résultats du tableau 2.1.

La figure 2.8 compare le contraste et le déphasage de chaque série de franges ajusté individuellement par une fonction sinus avec les résultats obtenus à partir de l'ajustement sur l'ensemble des données.

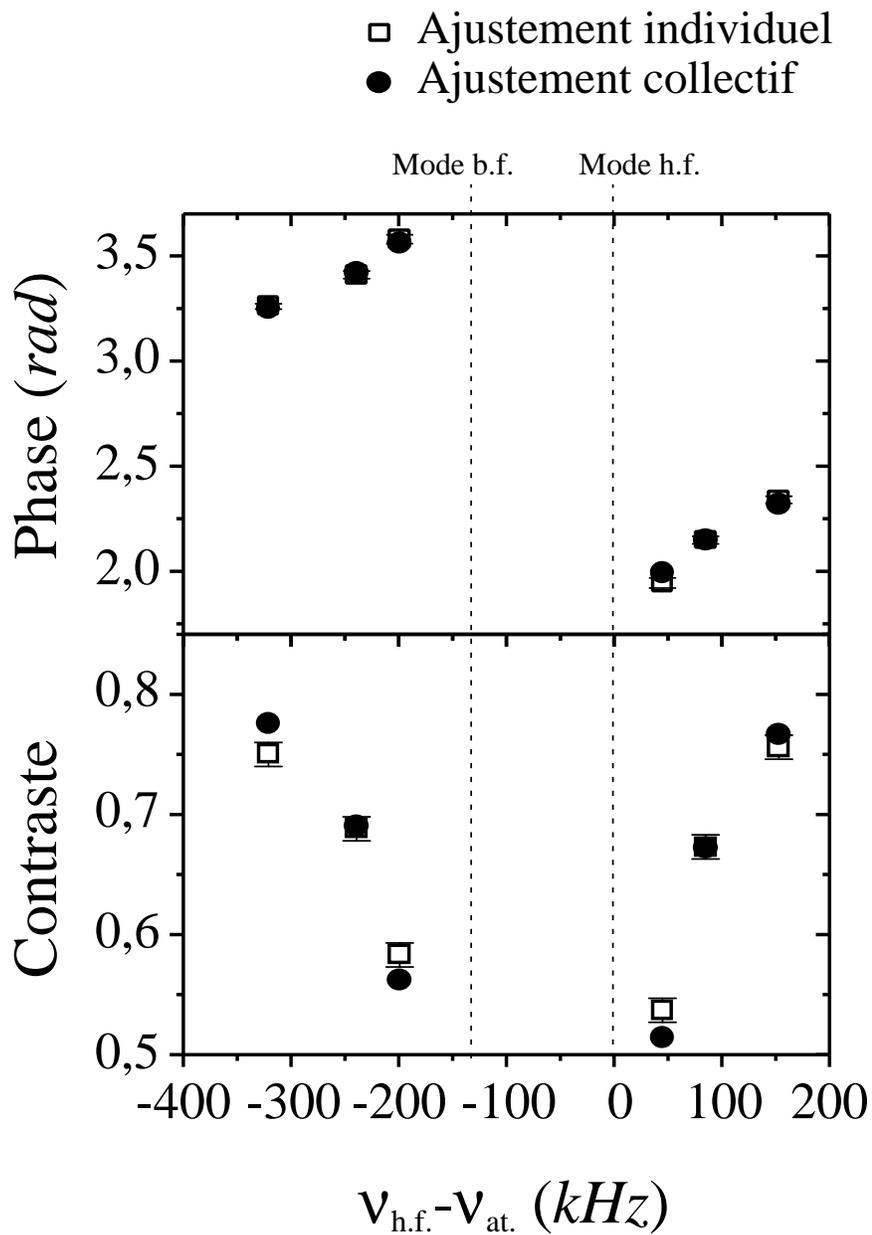


FIG. 2.8 – Comparaison des contrastes et déphasage des franges obtenus individuellement pour chaque point de désaccord et ajustés sur l'ensemble des données (avec comme paramètre le nombre de photons moyen dans chaque mode).

Paramètre	résultat
contraste	0,87(1)
$n_{b.f.}^{\text{th}}$	0,83(5)
$n_{h.f.}^{\text{th}}$	1,39(5)

TAB. 2.1 – Résultats de l’ajustement des séries de franges de Ramsey prises en fonction du désaccord atome-champ. La différence entre les nombres de photons dans chacun des deux modes résulte certainement d’un couplage différent entre ces modes et la micro-onde qui fuit par le guide d’onde Ramsey dans la structure cavité+anneau.

2.2.3 La méthode de refroidissement utilisée

2.2.3.a Principes

Cette procédure de remise à zéro du champ dans la cavité a rapidement été appelée “serpillière à photons” au sein de notre groupe. Elle consiste à envoyer avant toute expérience un grand nombre d’atomes dans l’état $|g\rangle$ résonants avec la cavité. La seule chose que peuvent faire ces atomes est d’absorber le champ présent dans le mode. D’un point de vue thermodynamique, on peut considérer que cet ensemble d’atomes dans l’état fondamental de la transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ constitue un réservoir à la température de 0 K. L’envoi des atomes à travers le résonateur correspond à la mise en contact du champ avec ce réservoir. La thermalisation des deux sous-systèmes a pour conséquence la diminution de la température du champ. Cette technique joue le même rôle que 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 (vide de phonon $|0\rangle$) [MMK⁺95, PKBS98].

2.2.3.b Envoi des paquets atomiques

La figure 2.9 représente le signal atomique détecté en fonction du temps pour une séquence expérimentale typique d’absorption du champ.

On envoie des paquets tous sélectionnés en vitesse autour de 500 m/s. Le temps d’arrivée sur le détecteur correspond donc au temps de préparation ajouté au temps de vol entre les zones d’excitation des états de Rydberg circulaires et de détection (environ 350 μs). Six paquets atomiques, contenant en moyenne 9 atomes pour les quatre premiers et 6 atomes pour les deux derniers, se succèdent dans l’expérience avec un délai de 50 μs . Un dernier paquet, qui contient en moyenne 0,3 atomes, suit 100 μs plus tard. Chaque paquet a été pompé optiquement dans le sous-niveau hyperfin $F = 3$ (voir la sélection de vitesse page 23) au niveau de la zone de sélection de vitesse, puis préparé dans l’état circulaire $|g\rangle$ dans la zone d’excitation et envoyé dans l’expérience comme l’illustre la figure 2.10.

Le diagramme position-temps de la figure 2.10 met également en évidence l’existence de paquets atomiques parasites qui résultent d’une sorte d’effet “moiré” entre la

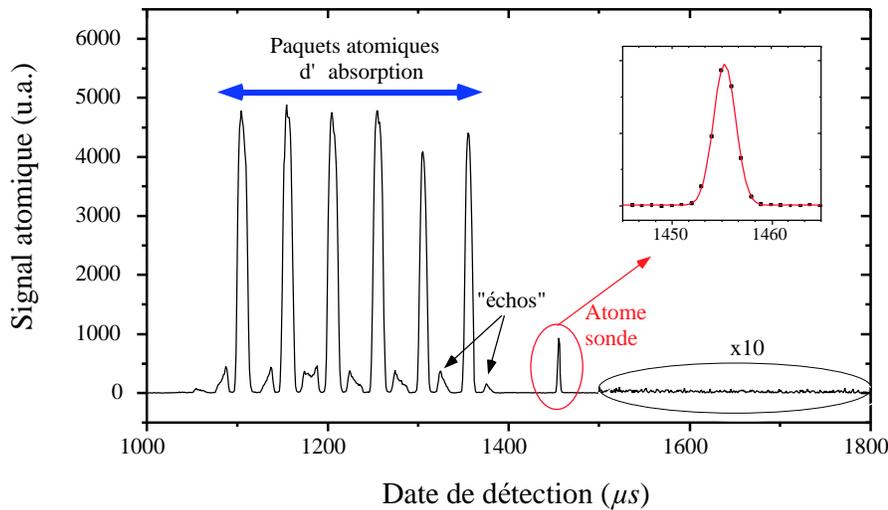


FIG. 2.9 – Signal atomique en fonction du temps d’arrivée sur le détecteur. On distingue clairement 6 paquets atomiques séparés de $50 \mu\text{s}$ et contenant entre 6 et 9 atomes en moyenne. Ils servent à l’absorption du champ. Un septième paquet (l’insert le montre en détail) contient 0,3 atomes en moyenne et sert à sonder l’état du champ $100 \mu\text{s}$ après le dernier paquet absorbant. On distingue entre chaque paquet absorbant des “échos”, parasites environ 15 fois moins grands.

préparation périodique d’atomes dans $F = 3$ et l’excitation périodique dans $|g\rangle$. Nous avons rapidement appelé ces paquets atomiques, qui correspondent à des vitesses inférieures ou supérieures à 500 m/s , des “fantômes” ou encore des “échos”. La sélection de vitesse par pompage optique (voir figure 1.6, page 25) n’est pas assez sélective si bien que des atomes, préparés dans $F = 3$ pour le paquet numéro n , sont en fait excités vers l’état circulaire avec les atomes des paquets $n + 1$ ou $n - 1$. Ces paquets parasites sont représentés par des pointillés sur la figure 2.10. Il est possible de limiter leur importance par plusieurs techniques :

- On peut diminuer la puissance du laser de pompage optique dans $F = 3$ afin d’améliorer sa sélectivité en vitesse. Nous souhaitons malheureusement avoir beaucoup d’atomes dans les paquets absorbants. Ceci nous impose de garder une puissance assez importante, pour laquelle nous ne pouvons pas encore négliger les échos.
- On peut ouvrir un troisième diaphragme spatio-temporel dans le diagramme position-temps de la figure 2.10 avec l’étape de purification des atomes (voir page 21). Cette dernière est pulsée et ne fait transiter les atomes qu’à un endroit bien particulier de la zone de préparation des états circulaires. Par le rajout de cette troisième étape il est possible de supprimer l’effet de moiré.

Il reste cependant quelques atomes dans ces “échos” qui sont susceptibles de perturber l’expérience. Le délai minimum entre le dernier paquet absorbant et la sonde est en conséquence de $75 \mu\text{s}$. Après cette date, le fond de détection que l’on observe

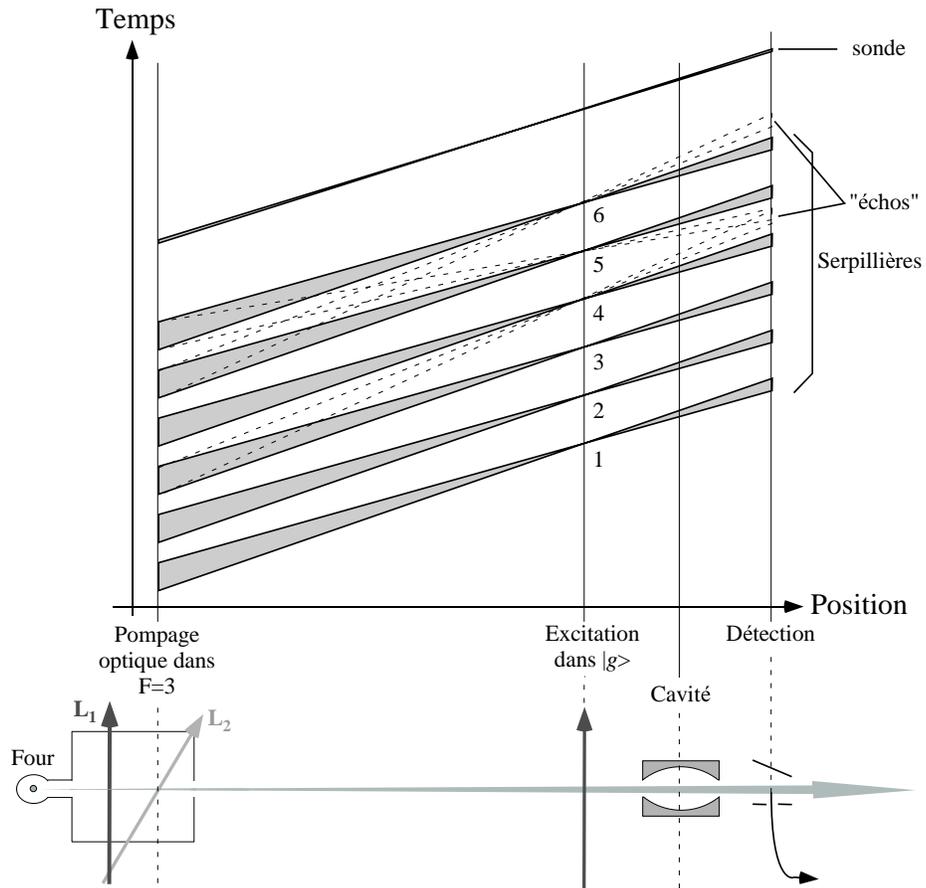


FIG. 2.10 – Diagramme position–temps correspondant à la figure 2.9. Il met en évidence l’existence de paquets atomiques parasites (les “fantômes” ou “échos”) dont quelques-uns sont représentés en pointillés.

	$\tilde{n} = 0, 1$	$\tilde{n} = 0, 3$	$\tilde{n} = 0, 7$
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. 2.2 – Probabilité d’avoir n photons dans la cavité en fonction du nombre moyen de photon thermique.

sur près de $300 \mu\text{s}$ (voir figure 2.9) est négligeable devant les atomes du paquet sonde.

2.2.3.c L’atome sonde

Le nombre moyen d’atomes dans le dernier paquet 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 $|g\rangle$ et nous réglons son temps d’interaction de manière à ce qu’il absorbe le champ avec une efficacité proche de 1 s’il y a un photon dans la cavité (impulsion π de Rabi, voir l’annexe A). S’il y a plus de 1 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 un. Le tableau 2.2 montre que, pour les champs thermiques que nous allons rencontrer dans notre expérience, la probabilité P_n d’avoir n photons dans le mode est relativement faible pour $n > 1$. Pour ces petits champs on a $\langle n \rangle \simeq P_1 \simeq P_e$. Pour des champs légèrement plus importants on doit tenir compte de la probabilité d’avoir deux photons dans le mode. Le réglage de l’interaction de la sonde avec le champ caractérise de manière satisfaisante la “température” du mode.

2.2.4 Résultats

2.2.4.a Le refroidissement

La figure 2.11 montre l’absorption de la sonde en fonction du nombre de paquets absorbants. Le déroulement de la séquence expérimentale est exactement celui de la figure 2.9.

L’absorption sans procédure de refroidissement (aucun paquet absorbant) vaut 0,32. Elle est en bon accord avec le champ thermique de 0,8 photons que nous avons calibré (voir section 2.2.2). L’ajout successif des paquets absorbants fait diminuer cette probabilité jusqu’à une valeur limite de 0,14 environ. On diminue donc l’intensité du champ thermique grâce à ce dispositif. Si on tient compte des imperfections sur l’absorption de la sonde, ainsi que de la relaxation vers l’équilibre thermique entre la dernière “serpillière” et la sonde, on peut évaluer qu’il reste 0,05(05) photons thermiques en moyenne juste à la fin de la procédure de refroidissement.

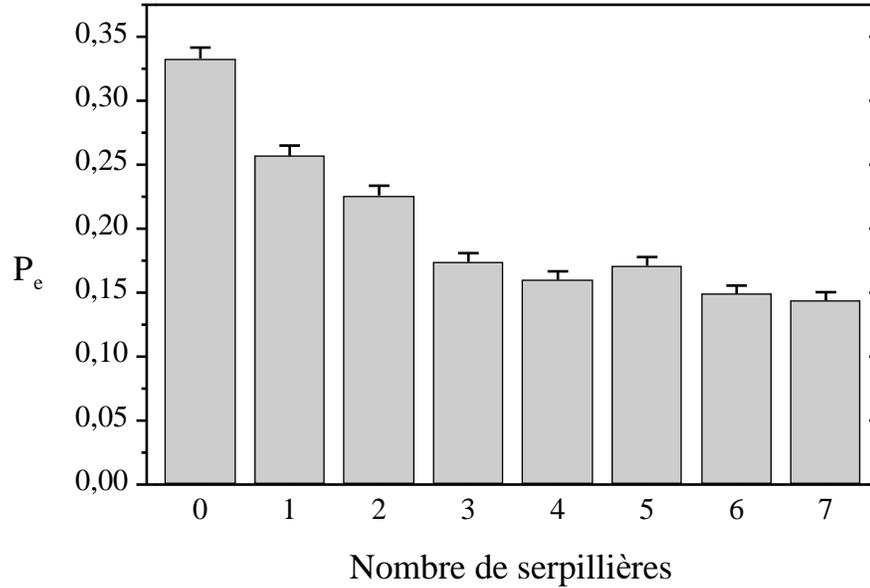


FIG. 2.11 – Absorption du champ résiduel par la sonde en fonction du nombre de paquets absorbants.

2.2.4.b La relaxation vers l'équilibre thermique

La situation dans le résonateur juste après le passage du dernier paquet absorbant est évidemment hors d'équilibre du point de vue thermodynamique. Le champ va donc relaxer vers la situation d'équilibre correspondant à un nombre moyen de photons de 0,8. La figure 2.12 permet d'observer la dynamique de ce processus. On envoie un ensemble de 6 paquets absorbants dans la cavité, comme dans la figure 2.9, puis la sonde après un délai variable de 100 à 2250 μs .

L'ajustement des données expérimentales par une courbe exponentielle est bon. Il fournit le temps caractéristique de retour à l'équilibre thermique $\tau_{rel} = 0,7 ms$. Il n'est pas égal au temps de vie du résonateur. Ce fait est compréhensible à cause de la saturation de l'absorption de la sonde pour des champs plus intenses. Si on calcule à partir de ces données le nombre moyen de photons (figure du bas de 2.12), le temps caractéristique de retour à l'équilibre est compatible avec la valeur de τ_{cav} .

Ce renseignement sur la dynamique du retour à l'équilibre du champ est important. Il nous indique de combien de temps nous disposons pour mener nos expériences avant que les résultats ne soient perturbés par les photons d'origine thermique. Toutes les expériences présentées dans le chapitre 3 se dérouleront dans les 400 μs qui suivent le dernier paquet absorbant.

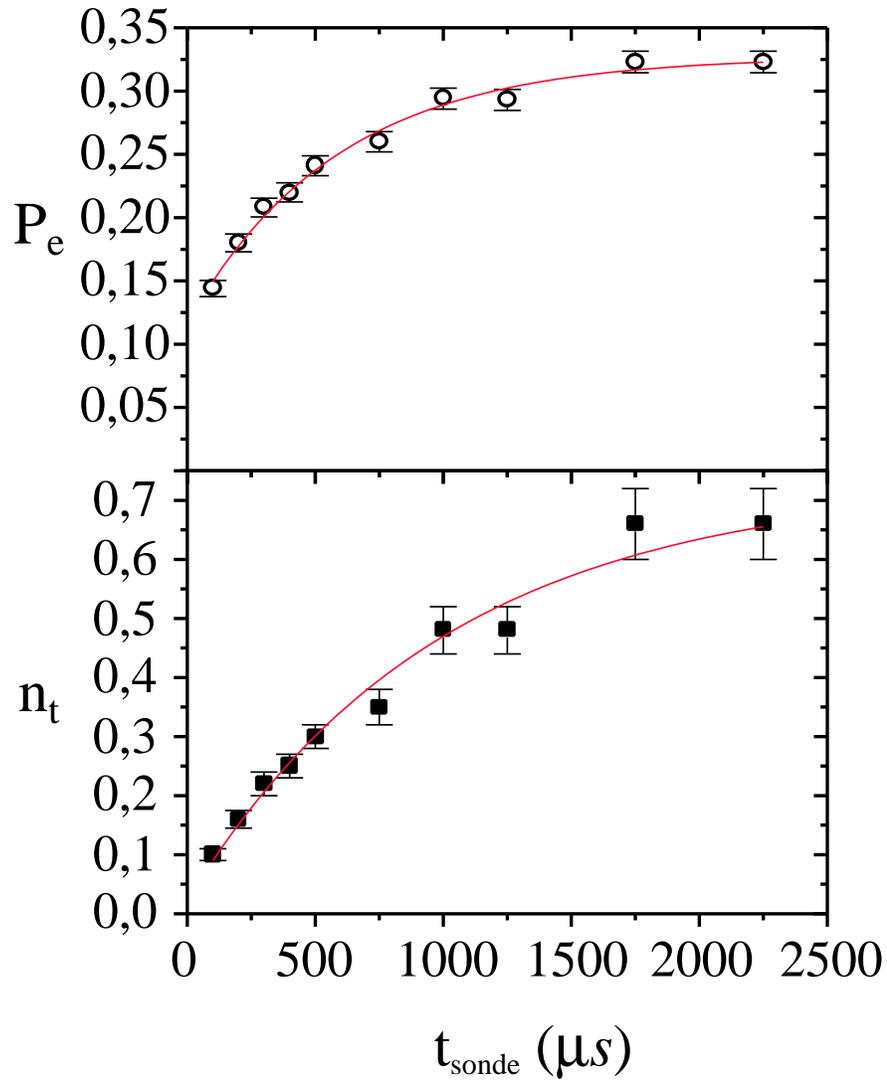


FIG. 2.12 – Absorption du champ résiduel par la sonde en fonction du délai après la procédure de refroidissement (figure du haut). De ces chiffres on peut déduire le nombre moyen de photons dans le mode en fonction du temps (courbe du bas). Les lignes continues représentent les ajustements des données par des exponentielles. Le temps caractéristique est ajustable pour l'absorption par la sonde. Il est fixé à τ_{cav} pour le nombre moyen de photons.

Chapitre 3

Détection sans destruction d'un seul photon dans une cavité

Ce chapitre est consacré aux expériences qui nous ont permis d'observer sans le détruire un seul photon dans le résonateur supraconducteur, ainsi qu'à leurs interprétations. Cette série de manipulations s'inscrit dans le cadre plus général des mesures quantiques non-destructives (QND) en optique quantique [GLP98]. Elle s'en distingue par son extrême sensibilité puisqu'elle révèle l'existence d'un seul quantum d'excitation du champ. La section 3.1 est une étude bibliographique sommaire sur les mesures QND en général, en optique en particulier. Elle expose les principes généraux de nos expériences et montre ce qu'elles apportent de nouveau dans le domaine. Les sections 3.2 et 3.3 présentent les deux séries d'expériences réalisées qui prouvent que :

- Un atome de Rydberg circulaire peut être sensible à la présence ou l'absence d'un seul photon dans notre cavité (section 3.2). Cette expérience montre que l'état atomique se corrèle à l'état du champ dans la cavité. La détection de l'atome joue bien le rôle d'appareil de mesure du champ. Nous nous attacherons à évaluer quantitativement les performances de cet appareil.
- Nous pouvons confirmer le résultat de cette mesure par une seconde mesure du champ, ce qui prouve le caractère non-destructif de la première expérience (section 3.3).

Enfin, la section 3.4 présente une expérience qui fait la synthèse des deux premières séries de mesure et démontre notre capacité à observer des corrélations entre trois atomes.

3.1 Cadre général des mesures QND en optique

Les mesures usuelles de l'intensité d'un champ électromagnétique sont des processus destructifs. Qu'il s'agisse d'un détecteur semiconducteur ou bolométrique, ou bien encore la rétine de notre oeil, les photons qui arrivent sur le système de mesure sont annihilés et leur énergie convertie pour obtenir un signal (voir figure 3.1). Ceci veut

dire que, si l'on détecte la présence d'un photon avec un tel système, ce dernier n'existe plus pour des expériences ultérieures. Pour utiliser une formulation provocatrice on peut dire qu'une fois que l'on sait qu'il y a un photon, il n'y a plus de photon. La question abordée au cours de ce chapitre est : peut-on détecter un photon d'une manière telle qu'il puisse être observé une seconde fois ?

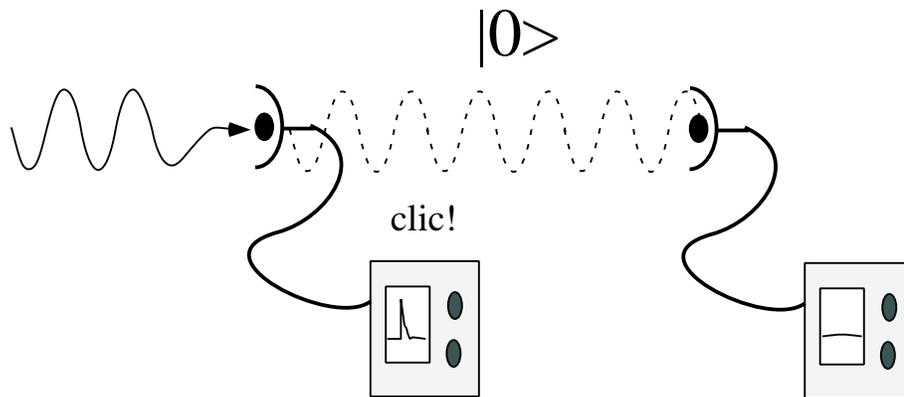


FIG. 3.1 – *Mesure usuelle destructive de l'intensité d'un champ électromagnétique.*

3.1.1 Les théories et expériences qui ont précédé ce travail

Comme nous l'avons vu en introduction deux conditions nécessaires ont été reconnues pour réaliser la mesure d'une observable A sans la détruire.

- Il faut effectuer une mesure indirecte, de manière à ne pas coupler le système quantique avec un détecteur macroscopique qui détruirait l'état du système.
- Même dans ce cas, la perturbation introduite par le processus de mesure sur l'observable conjuguée de A est susceptible de se coupler à A dans la suite de l'évolution du système quantique [LP31, WZ83]. On parle d'action en retour¹. Il faut éviter cet effet qui empêche de répéter la mesure à un instant ultérieur.

L'introduction du concept QND

Après que ce problème de la répétition d'une mesure eut été posé, quelques réponses théoriques ont été proposées. Elsasser introduit en 1937 un concept de mesure non perturbante en relation avec les relations d'incertitude et la mécanique statistique [Els37]. Bohm évoque également cette idée dans son livre sur la mécanique quantique [Boh51, page 583]. Ces propositions ont cependant souffert du manque d'expériences capables de mettre clairement en évidence les nouvelles notions physiques introduites.

Ce sont les efforts, dans les années 70, pour observer les ondes gravitationnelles qui ont relancé les travaux théoriques et expérimentaux sur les mesures quantiques

¹*Back action* en anglais

non-destructives. Il s'agit en effet de mesurer de manière continue, et sans introduire de perturbation, les déplacements d'objets massifs sous l'effet du changement de la métrique locale lors du passage d'une onde gravitationnelle (barre de Weber) [BDT85]. C'est à cette fin que fut introduit le principe de mesure Quantique Non Destructive (QND), en particulier par Braginsky, Thorne, Unruh et Caves [BV74, BVK77, Unr78, TDC⁺78, CTD⁺80, BVT80]. Ces travaux ont mis en évidence qu'il était possible de suivre des stratégies de mesure pour lesquelles l'incertitude sur les variables conjuguées ne rétroagit pas sur l'observable mesurée². Caves et al. [CTD⁺80] ont présenté en particulier un ensemble de conditions, sur l'observable mesurée ainsi que sur le Hamiltonien du système et du détecteur, suffisantes pour être dans une situation QND. Ces critères montrent par exemple que la position d'une particule libre n'est pas une "bonne observable" QND car elle ne commute pas avec le hamiltonien. La mesure quantique non-destructive de la position d'une particule libre n'est donc pas possible. En revanche, les stratégies QND sont bien adaptées à la mesure de l'état de vibration d'un oscillateur harmonique, ou bien encore de l'amplitude d'une quadrature de cet oscillateur (dans la limite des grands nombres quantiques de vibration). Les mesures effectuées sur les résonateurs mécaniques présentent cependant d'importantes limitations techniques. Le bruit thermique, en particulier, empêche souvent d'atteindre la limite quantique en-dessous de laquelle les effets QND sont observables. De récents progrès sur des oscillateurs mécaniques micro-usinés relancent cependant ce champ de recherche [BO96].

Les mesures quantiques non-destructives en optique quantique

Un mode d'une onde électromagnétique est également traité comme un oscillateur harmonique dans le formalisme quantique. On peut donc appliquer au domaine de l'optique quantique toutes les idées développées dans les années 70. L'invention du laser dans les années 60 permet en outre de disposer de sources de lumière très brillantes avec lesquelles la sensibilité des expériences est limitée par les fluctuations quantiques. La très grande puissance de ces sources a également rendu possible l'observation de phénomènes d'optique non-linéaire et d'états du champ non-classiques [Wal83, MW83, GF92]. L'ensemble de ces réalisations expérimentales a ouvert la voie aux premières mesures non-destructives en optique qui seront exposées dans la section 3.1.3 [IHY85, LSRW86, RRG⁺92, PG93, POK94]. L'ensemble des expériences réalisées a permis de mieux cerner les phénomènes physiques à l'origine des limitations dans le processus de mesure QND et de définir des critères quantitatifs caractérisant les mesures non-idéales [HCWL90, GCR92, PRG94].

Les derniers développements

Le nombre d'expériences QND en optique a singulièrement augmenté dans les dix dernières années [LAR⁺93, BLGL95, RVG⁺97, BSSM97, BHS97]. Certaines ont visé à li-

²*Back action evading measurements* en anglais

miter les sources de bruits parasites introduits par le système de mesure (bruit de phase par exemple [RVG⁺97]). De nouvelles techniques expérimentales [PSY89, BLGL95] ont été explorées, qui ont permis la réalisation d'expériences où la mesure QND d'un même champ est réellement répétée [LAR⁺93, BHS97]. On a appliqué les stratégies QND à des solitons optiques se propageant dans des fibres [FMY92]. Notre équipe a pour sa part proposé d'utiliser le très grand couplage matière–lumière atteint dans les expériences d'électrodynamique quantique en cavité pour étendre la sensibilité de ces expériences dans le domaine micro–onde à des champs de quelques photons [BHL⁺90, BHR⁺92].

3.1.2 Notations, position du problème

3.1.2.a Les observables du champ mesuré

Nous considérons un mode du champ électromagnétique, de fréquence ω , de polarisation ϵ , de structure spatiale $f(\mathbf{r})$. Le Hamiltonien de ce champ peut être écrit en termes de seconde quantification :

$$H_c = \hbar\omega(a^\dagger a + \frac{1}{2}) \quad (3.1)$$

où a (resp. a^\dagger) est l'opérateur annihilation (resp. création) de photon. L'opérateur $n = a^\dagger a$ est appelé opérateur nombre de photons, il caractérise l'intensité du champ. Le champ électrique correspondant est donné par :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_0 [a\mathbf{f}(\mathbf{r}) + a^\dagger\mathbf{f}^*(\mathbf{r})] = \mathcal{E}_0\mathbf{f}(\mathbf{r}) [a + a^\dagger] \quad (3.2)$$

où \mathcal{E}_0 est le champ associé à un photon, et $f(\mathbf{r})$ une fonction réelle décrivant les variations spatiales de l'onde. \mathcal{E}_0 dépend du volume de quantification choisi selon l'équation 1.11. Les opérateurs a et a^\dagger vérifient la relation de commutation :

$$[a, a^\dagger] = \mathbf{1} \quad (3.3)$$

D'un point de vue classique, ce champ électrique peut être représenté par un vecteur dans le plan de Fresnel, avec une amplitude $E = \sqrt{I} \propto \sqrt{\langle n \rangle}$ et une phase ϕ (voir figure 3.2).

Les quadratures du champ (qui correspondent à la position et l'impulsion de la particule dans le piège harmonique) sont définies par :

$$a_P = \frac{1}{2}(a + a^\dagger), \quad (3.4)$$

$$a_Q = \frac{1}{2i}(a - a^\dagger). \quad (3.5)$$

Elles vérifient l'inégalité de Heisenberg :

$$\Delta a_P \Delta a_Q > 1/4, \quad (3.6)$$

où l'on a posé, pour toute observable A , $\delta A = (A - \langle A \rangle)$ et $\Delta A = \sqrt{\langle \delta A^2 \rangle}$. D'un point de vue physique cette inégalité fait qu'il existe une incertitude sur la position de l'extrémité du vecteur \mathbf{E} , comme l'illustre la figure 3.2.

D'un point de vue expérimental, la relation 3.6 a pour conséquence que l'on ne peut pas mesurer de façon arbitrairement précise à la fois le nombre de photons (c'est-à-dire l'amplitude) et la phase du champ. En conséquence, une mesure QND efficace de l'intensité d'un champ électromagnétique doit éviter l'action en retour de la phase perturbée par la mesure.

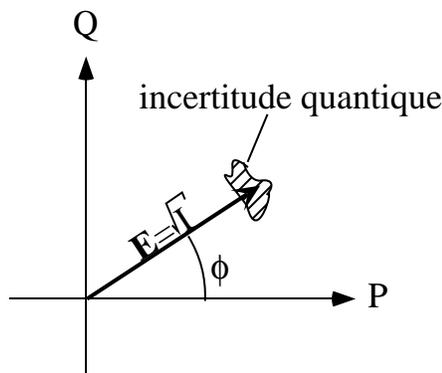


FIG. 3.2 – Représentation de Fresnel du champ électrique \mathbf{E} . À cause des relations d'incertitudes sur l'intensité et la phase du champ (équation 3.6) la position de l'extrémité du vecteur est incertaine.

Dans le domaine optique, les champs électromagnétiques utilisés sont produits initialement par des sources laser. Les états du champ à la sortie de tels dispositifs sont appelés états cohérents ou encore quasi-classiques [CTDRG88a, page 194][Gla63]. Un tel état $|\alpha\rangle$ est état propre de a avec la valeur propre $\alpha \in \mathbb{C}$. Il peut être décomposé sur la base des états de Fock (état propres de n) suivant :

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (3.7)$$

Pour de tels états, on calcule $\langle n \rangle = |\alpha|^2$, $\langle \phi \rangle = \arg \alpha$, $\Delta n = \sqrt{\langle n \rangle}$ et $\Delta a_P \Delta a_Q = 1/4$. L'incertitude sur \mathbf{E} est minimale, elle peut être représentée par un cercle de rayon 1 dans le plan complexe de Fresnel (figure 3.3). Ces états représentent en quelque sorte des états quantiques standards. Le bruit en intensité qui leur est associé vérifie $\Delta I^2 = \langle I \rangle$. Il définit une limite de bruit quantique standard³.

Les états comprimés non classiques [Wal83, MW83, GF92] correspondent à la déformation du cercle d'incertitude, à surface constante, afin de diminuer les fluctuations

³Cette limite est couramment appelée "shot noise". Elle correspond en quelque sorte à la distribution aléatoire des photons dans le mode du champ qui viennent l'un après l'autre sur le détecteur

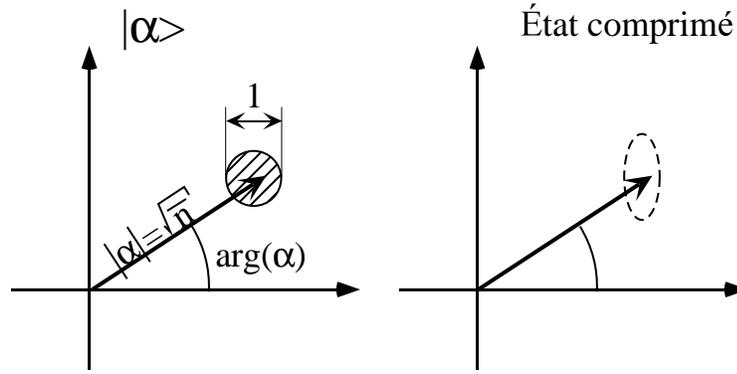


FIG. 3.3 – Représentation d'un état cohérent dans le plan de Fresnel. Le champ électrique pointe dans un cercle de rayon 1 autour de la valeur complexe α . Un état comprimé est représenté en trait pointillé.

sur certaines observables au détriment d'autres (trait pointillé de la figure 3.3). Un dispositif d'optique non-linéaire peut préparer de tels états.

Les intensités typiques de lasers utilisés pour de telles expériences impliquent un nombre macroscopique de photons (typiquement 10^{10} photons par seconde). On a dans ce cas $\Delta n \ll \langle n \rangle$ et on préfère alors travailler avec des observables quantiques qui ont un spectre continu de valeur propres plutôt qu'avec n qui a un spectre discret. On utilise généralement les quadratures du champ X et Y (définies figure 3.4). Ces quadratures tournent dans le plan de Fresnel à la fréquence du champ électromagnétique. Dans le cas de grands champs on peut écrire :

$$\delta X = X - \langle X \rangle \simeq \frac{1}{\sqrt{\langle n \rangle}} \delta n \quad (3.8)$$

$$\delta Y = Y - \langle Y \rangle \simeq 2\sqrt{\langle n \rangle} \delta \phi \quad (3.9)$$

Les relations 3.8 et 3.9, correspondent à la linéarisation de δX et δY en fonction de δn et $\delta \phi$. Des équations 3.6, 3.8 et 3.9, on déduit la relation d'incertitude $\Delta X \Delta Y > 1$. Le principe d'une mesure non destructive en optique consiste alors à mesurer X de manière précise tout en évitant que les perturbations sur Y qui en résultent ne se couplent à X dans la suite de l'évolution du système.

Les grandeurs X et Y varient continûment et sont des fonctions du temps. On raisonne habituellement plutôt dans l'espace des fréquences et les quantités mesurées expérimentalement le sont dans une bande passante donnée. La mesure QND se manifeste alors par les corrélations entre les spectres de fluctuations du signal et du système de mesure.

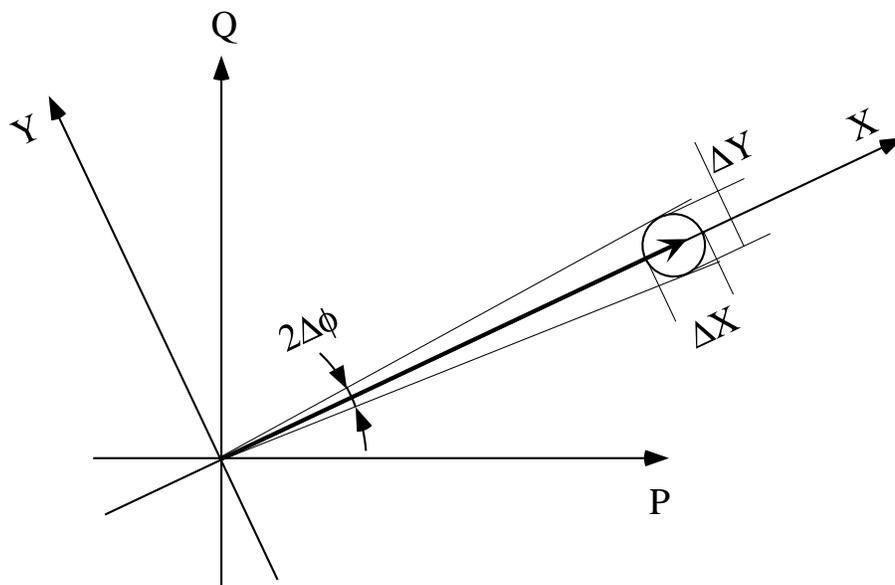


FIG. 3.4 – Définition des quadratures X et Y du champ. Dans le cas de grands champs ($\langle n \rangle \gg 1$), on peut avoir une relation entre leurs dispersions ΔX et ΔY et le bruit de phase et d'intensité (équations 3.8 et 3.9).

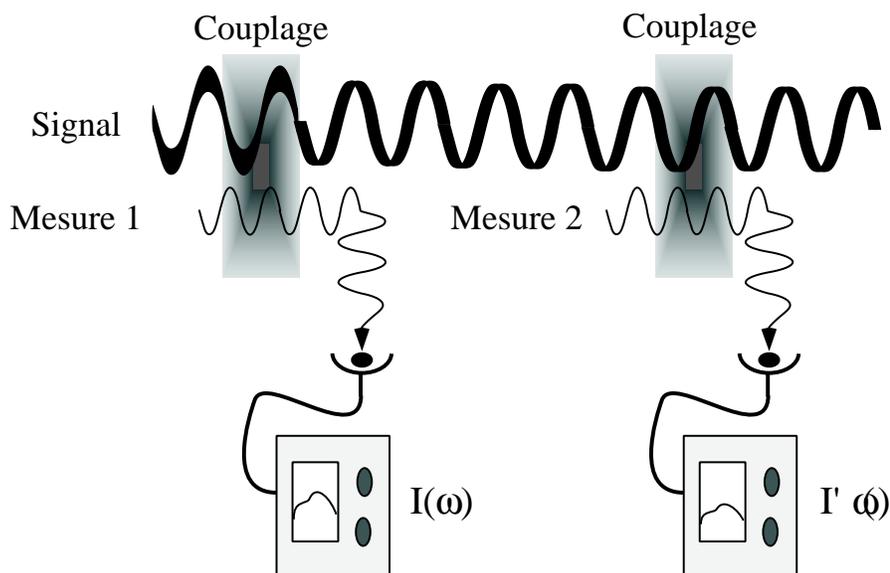


FIG. 3.5 – Stratégie d'une mesure QND en optique. Il s'agit d'une méthode indirecte dans laquelle on couple l'observable X_s à une observable d'un système de mesure M . Il est intéressant de comparer ce schéma avec la figure 3.1. Les fluctuations en intensité du champs sont réduites à cause du gain en information que l'on a à l'issue de la mesure. Ceci se fait au détriment du bruit de phase.

3.1.2.b Les stratégies de mesure

Elles reposent sur le principe d'une mesure indirecte, illustré figure 3.5. On couple le système S , dont on veut mesurer l'observable X_s , avec un système M . L'information sur X_s sera déduite d'une mesure sur une observable Y_m de M . Des critères généraux ont été proposés [CTD⁺80] sur le Hamiltonien du système $S + M$ et sur les observables X_s et Y_m qui assurent que le processus de mesure est bien non destructif pour X_s . Dans le cadre de l'optique quantique, X_s et Y_m correspondent à deux quadratures du champ électromagnétique qui se couplent dans un milieu non-linéaire.

3.1.3 Précédentes mesures QND en optique quantique

3.1.3.a Principes de l'expérience avec un milieu non-linéaire Kerr

Le schéma de la figure 3.6 illustre le principe d'une expérience de mesure non destructive de l'intensité dans un milieu présentant une non-linéarité optique d'ordre 3 de type Kerr. Dans un tel type de système, les faisceaux signal S et mesure M sont transmis idéalement sans absorption. Ils voient cependant un chemin optique qui dépend de leur intensité. L'indice du milieu traversé par l'onde M est en effet :

$$n^M = n_0^M + n_2^M I_s \quad (3.10)$$

avec une formule symétrique pour l'indice du milieu traversé par l'onde S .

Si on linéarise les relations entrée-sortie autour des valeurs moyennes des quadratures des champs signal et mesure on obtient les équations :

$$\sqrt{\langle n \rangle} \delta n \simeq \delta X_s^{\text{out}} = \delta X_s^{\text{in}} \quad (3.11)$$

$$\delta Y_s^{\text{out}} = \delta Y_s^{\text{in}} - g \delta X_m^{\text{in}} \quad (3.12)$$

$$\delta X_m^{\text{out}} = \delta X_m^{\text{in}} \quad (3.13)$$

$$\delta Y_m^{\text{out}} = Y_m^{\text{in}} - g \delta X_s^{\text{in}} \quad (3.14)$$

où g caractérise le couplage entre les deux systèmes et vaut :

$$g = 2l \sqrt{k_s n_2^S \langle I_m \rangle k_m n_2^M \langle I_s \rangle} \quad (3.15)$$

l est la longueur du milieu non-linéaire, k_s (resp. k_m) est le vecteur d'onde du faisceau signal (resp. mesure).

L'équation 3.14 montre que l'intensité de l'onde signal (quadrature X) est codée dans la phase du faisceau M (quadrature Y). On peut extraire cette information de phase par une méthode interférométrique classique (figure 3.6). D'un point de vue pratique, on peut choisir la différence de phase entre les deux chemins de l'interféromètre $\Delta\phi$ de manière à effectuer la détection de la quadrature Y_s^{out} .

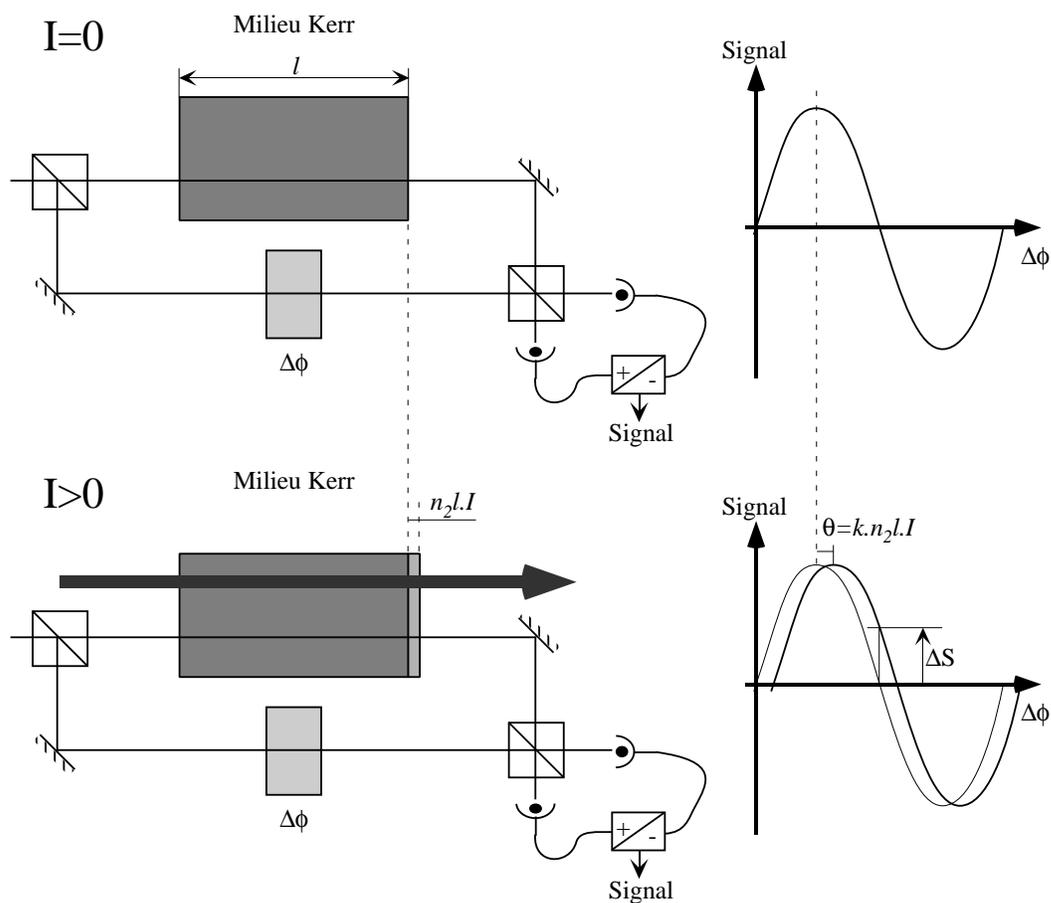


FIG. 3.6 – Principe d'une mesure non destructive dans le cas d'un milieu non linéaire de type Kerr. La présence du champ signal rallonge le chemin optique du champ sonde. Le déphasage qui en résulte peut être mesuré par un dispositif interférométrique (ici de type Mach-Zender).

L'équation 3.12 exprime l'action en retour du processus de mesure qui perturbe la phase du faisceau signal. On voit en revanche clairement qu'aucun bruit n'affecte X_s (équation 3.11), ce qui garantit le caractère non destructif du processus : il n'y a pas d'absorption du signal par le milieu Kerr.

Les premières mesures de ce type ont été réalisées dans des fibres optiques à effet Kerr avec des sources lasers continues [LSRW86]. Elles ont été renouvelées plus récemment sur des solitons dans des fibres avec des lasers pulsés [FMY92]. L'utilisation de fibres optiques est limitée cependant par un excès de bruit de phase lié à la diffusion Brillouin.

Outre cette sensibilité au bruit de phase, l'utilisation de l'effet Kerr non-résonant dans des systèmes optiques fibrés limite en général de manière importante la grandeur du couplage non-linéaire g . Une autre série d'expériences a donc été faite sur des non-linéarités quasi-résonantes à deux photons dans une vapeur atomique [GRR91, PG93]. Ces dernières peuvent en effet être beaucoup plus grandes, en contrepartie d'une absorption possible des faisceaux signal et mesure. Le mouvement des atomes du milieu introduit cependant du bruit de phase à cause de l'effet Doppler. On peut s'affranchir de ce problème en utilisant les techniques de refroidissement et piégeage atomique comme dans la référence [RVG⁺97].

3.1.3.b Expérience avec une non-linéarité d'ordre 2

Suivant une idée de Laporta et al. [PSY89], une série d'expériences a été réalisée avec des milieux présentant des non-linéarités de type $\chi^{(2)}$ [POK94, BLGL95]. Le principal intérêt de ces expériences est qu'elles corréleront directement l'intensité du champ de mesure avec celle du signal. Elles ne nécessitent pas en conséquence de dispositif interférométrique sensible à une différence de marche. Le principe de ces expériences est de "prélever" une partie du signal pour la mesure, les faisceaux signal et mesure sont ensuite amplifiés sans excès de bruit grâce à un amplificateur paramétrique optique.

Nous ne détaillons pas dans ce mémoire le principe de ces expériences, assez éloigné de celui des expériences utilisant une non-linéarité de type Kerr qui sont très proches de l'expérience d'électrodynamique quantique en cavité que nous avons réalisée. Il faut cependant remarquer que c'est avec un milieu amplificateur paramétrique que la mesure QND d'un champ a été effectuée deux fois [BLGL95], illustrant le caractère le plus fort des expériences QND. Dans le même contexte une expérience a été proposée par Smith et al. [Smi93] et a été réalisée dans le groupe de l'Université de Constance [BSSM97, BHS97]. L'utilisation d'un faisceau de mesure initialement dans un état comprimé a permis d'améliorer les performances du système [BSSM97]. Là encore, la mesure a pu être répétée [BHS97].

3.1.4 Comment augmenter la sensibilité au niveau du photon

3.1.4.a Similitudes et différences avec les expériences sur un grand nombre de photons

La partie 3.1.3 a présenté les expériences et les notations couramment utilisées pour les mesures non destructives de grands champs électromagnétiques. Dans cette situation, on peut linéariser les fluctuations quantiques autour de la valeur moyenne du champ E . Les dispositifs présentés dans la section précédente mesurent la quadrature X du champ en tant qu'observable quasi-continue. Ils s'éloignent en ce sens de l'idée originale d'une mesure QND qui cherchait à obtenir directement le nombre de quanta dans le mode [CTD⁺80]. On peut se rapprocher de cette situation idéale en se plaçant dans le cadre de l'électrodynamique quantique en cavité et en considérant des champs contenant un petit nombre de photons. Il s'agit de la proposition faite par notre groupe [BHL⁺90, BHR⁺92]. Bien que nous travaillions dans le domaine micro-onde, le parallèle avec les expériences dans le domaine optique de la section 3.1.3.a est très clair, ainsi que l'illustre la figure 3.7.

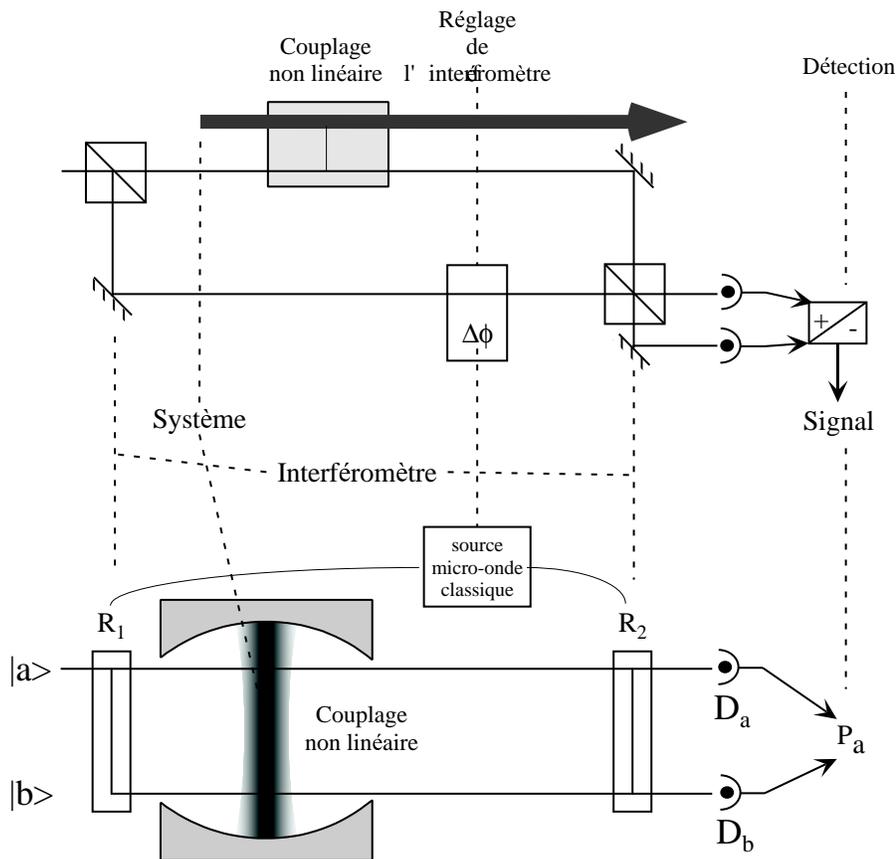


FIG. 3.7 – Comparaison entre les expériences dans le domaine optique et dans le domaine micro-onde.

Dans les deux cas en effet la stratégie de mesure est indirecte. Le système à mesurer S est couplé à un système M : un autre faisceau lumineux en optique, un atome de Rydberg dans le domaine micro-onde. Bien que la nature des deux systèmes de mesure diffère profondément, on s'attache dans les deux cas à détecter un déphasage (du champ électrique \mathbf{E}_m en optique, du dipôle sur la transition $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ pour l'atome de Rydberg). On utilise à cette fin un dispositif interférométrique dans les deux cas, interféromètre optique classique pour les expériences en optique ou bien de Ramsey pour les expériences micro-ondes. Ce dernier peut en effet mettre en évidence le déphasage entre les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ correspondant au déphasage du dipôle atomique. Enfin, le processus responsable du déphasage nécessite dans les deux cas un couplage matière-lumière. Ceci apparaît évident dans le cas du champ micro-onde mais reste masqué dans les expériences optiques. Le couplage entre les faisceaux signal et mesure s'effectue en effet par l'intermédiaire des dipôles atomiques dans le milieu non-linéaire.

Le couplage atome-champ est cependant beaucoup plus important dans le cadre de nos expériences, ceci à cause de deux faits :

- Le faible volume de quantification imposé par la cavité. Le champ électrique par photon est donc beaucoup plus important que dans le cas d'ondes propageantes.
- Le dipôle atomique est beaucoup plus important dans le cas d'un état de Rydberg circulaire.

Ceci nous permet d'obtenir des déphasages mesurables même dans le cas d'un seul photon présent dans le mode.

Une autre différence vient du fait que l'atome ne peut être détecté que dans deux états différents, $|a\rangle$ ou $|b\rangle$. Il ne distingue au maximum que deux valeurs propres d'une observable. Ceci n'est pas le cas avec les variables continues linéarisées X_s et Y_m de la précédente section. Face à ce problème deux approches sont possibles :

- On envoie un ensemble d'atomes ayant chacun un couplage différent avec le champ et on recoupe les informations qu'ils fournissent afin de distinguer entre les différents nombres de photons [BHL⁺90, BHR⁺92]. Cette stratégie sera développée dans la partie 4.2.3.
- On se restreint à un sous-espace à deux dimensions pour le champ. C'est cette option qui a été choisie dans les expériences présentées dans les sections 3.2 et 3.3 où nous nous sommes limités au sous-espace $\{|0\rangle, |1\rangle\}$.

Il faut aussi remarquer que l'onde signal est propageante dans le domaine optique et stationnaire dans le cas de l'électrodynamique quantique en cavité, ce qui la rend facilement accessible pour des mesures répétées. Ce fait cache une différence plus fondamentale. Dans le cas d'une onde propageante, en effet, le volume de quantification tend vers l'infini (le champ par photon tend vers 0). La notion de champ électrique associé à un photon n'a pas vraiment de sens physique. Nous devons préférer dans ce cas la notion de flux d'énergie de l'onde.

La principale différence entre les deux cas reste cependant la différence de près de dix ordres de grandeur sur l'intensité du champ. Les critères d'évaluation développés dans le cadre de l'optique reposent sur de faibles fluctuations quantiques comparées à

l'amplitude moyenne du signal, ce qui a permis de passer à la limite continue pour les observables X et Y . En quelque sorte, on ne peut pas faire de différence entre n et $n+1$, et $a^\dagger a$ n'est pas l'observable vraiment mesurée (on linéarise cet opérateur). Cette limite continue n'est pas correcte dans le cadre de nos expériences pour lesquelles le nombre de photons a un sens physique et où les fluctuations de cette observable sont du même ordre de grandeur que sa valeur moyenne. Il faut en conséquence remplacer l'analyse en terme de traitement du signal, adaptée aux mesures dans le domaine optique, par une analyse directe des corrélations entre états quantiques des systèmes S et M . On caractérisera plutôt la mesure en termes d'intrication et de projection sur un état propre qu'en termes de corrélations et de figure de bruit.

3.1.4.b Le couplage atome–champ et le déphasage de la fonction d'onde atomique

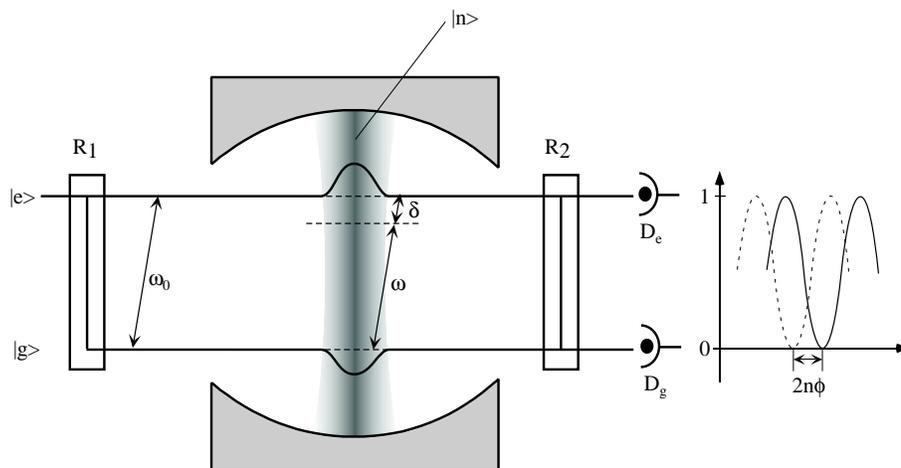


FIG. 3.8 – Principe des mesures QND avec un couplage atome–champ non-résonant.

La proposition originale de mesure QND en cavité micro-onde [BHL⁺90, BHR⁺92] repose sur la mesure du déplacement lumineux de la transition atomique $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ par le champ présent dans la cavité [CTDRG88b, page 389] (voir figure 3.8). Le couplage est non-résonant (désaccord δ), en conséquence il n'y a pas d'absorption ou d'émission de photon dans la cavité. On réalise l'expérience de franges de Ramsey sur la transition $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$. L'énergie de chaque niveau au cours de la traversée du mode est déplacée en sens inverse d'une quantité qui varie proportionnellement au nombre de photon dans le mode (si $\delta \gg \Omega_0$). Il en résulte un changement de l'“aire” entre les deux bras de l'interféromètre de Ramsey (voir section 2.1). On observe donc un déphasage des franges d'un angle $n\phi$ proportionnel au nombre de photons dans le mode. Le déphasage par photon ϕ vaut :

$$\phi = \frac{\Omega_0^2}{2\sqrt{2}\delta} t_{\text{eff,transit}} \quad (3.16)$$

Ω_0 est la fréquence de Rabi quantique qui caractérise le couplage des deux systèmes, définie dans l'équation A.7. $t_{\text{eff,transit}}$ est le temps de transit effectif de l'atome à travers le mode. Il est défini par l'équation A.12.

L'angle ϕ caractérise l'importance du couplage non-linéaire entre les deux systèmes. Pour un désaccord de 100 kHz et une vitesse atomique de 500 m/s on calcule $\phi = 67^\circ = 1,17 \text{ rad}$. Ce sont ces techniques qui ont permis à notre groupe de sonder la dynamique de la décohérence d'un état de type "chat de Schrödinger" dans la cavité [BHD⁺96, Dre97]. Le principal avantage de cette méthode est qu'elle fournit un renseignement sur le champ sans l'absorber quel que soit le nombre initial de photons dans le mode. Nous reviendrons sur ce point dans la section 4.2.3. Son principal inconvénient est que le couplage dispersif entre les deux systèmes est relativement faible. On atteint la sensibilité ultime du montage si on est capable, en une seule mesure, de distinguer entre 0 et 1 photon dans le résonateur. On montre qu'il est nécessaire à cette fin de réaliser la condition $\phi = 180^\circ$. L'équation 3.16 montre que cette valeur peut être atteinte avec des atomes de vitesse 200 m/s et un désaccord 70 kHz. L'utilisation d'atomes aussi lents pose de nombreux problèmes expérimentaux (flux faible, durée des séquences expérimentales longue...). Il est préférable de travailler avec des atomes plus rapides, qui interagissent moins longtemps avec le champ. Il est alors nécessaire d'augmenter le couplage entre les deux systèmes.

Afin d'obtenir un couplage atome champ maximum, nous avons donc pris le parti de mettre les deux systèmes à résonance. Il y a dans ce cas échange d'énergie mais on peut régler le temps d'interaction de telle sorte que, à l'issue du processus, le nombre de photons dans le mode reste inchangé .

Supposons en effet que le système atome+champ soit dans l'état initial $|g, 1\rangle$. Nous avons vu en introduction que, si la fréquence atomique est à résonance avec la fréquence du mode de la cavité, le système évolue continûment et de manière périodique à la fréquence Ω_0 entre les états $|g, 1\rangle$ et $|e, 0\rangle$. Il s'agit des oscillations de Rabi quantiques. En termes plus physiques, on peut dire que l'atome passe suffisamment de temps dans le mode de la cavité pour absorber le photon et le réémettre. Ce processus se répète de manière cohérente tant que dure l'interaction atome–champ. On choisit le temps de couplage pour obtenir exactement un cycle d'absorption–émission (on parle d'impulsion 2π de Rabi). On a alors (équation A.17) :

$$|g, 1\rangle \longrightarrow -|g, 1\rangle \quad (3.17)$$

On retrouve le même état quantique à un facteur -1 près. Cet effet est comparable au changement de signe de l'état d'un spin 1/2 lors d'une rotation d'un angle 2π dans un champ magnétique⁴ [RZBW75, WCOE75].

⁴Cette analogie est en fait parfaitement justifiée du fait de la correspondance entre le système à deux niveaux $|e, 0\rangle, |g, 1\rangle$ et un spin 1/2 [CTDL77]

Si, en revanche, il n'y a pas de photon dans le résonateur l'état fondamental $|g, 0\rangle$ du système atome+champ, est un état stationnaire, qui n'évolue pas. On obtient donc en résumé :

$$\begin{aligned} |g, 1\rangle &\xrightarrow{2\pi} -|g, 1\rangle = \exp(i\pi)|g, 1\rangle \\ |g, 0\rangle &\xrightarrow{2\pi} |g, 0\rangle \end{aligned} \quad (3.18)$$

On ne change pas l'état du champ dans le résonateur mais on obtient un déphasage de 180° pour l'état du système conditionné à la présence ou à l'absence du photon dans la cavité. L'impulsion 2π de Rabi peut être réalisée expérimentalement en envoyant des atomes, sélectionnés en vitesse à 500 m/s , à travers le mode du résonateur et en les laissant interagir avec ce dernier durant toute la traversée.

Puisque l'état $|e, 1\rangle$ est couplé à l'état $|g, 2\rangle$, l'atome est susceptible d'émettre un photon supplémentaire dans la cavité ce qui nous ferait sortir du sous-espace $\{|0\rangle, |1\rangle\}$. C'est pourquoi il ne doit pas entrer dans le résonateur dans l'état $|e\rangle$. Nous réglons donc l'interféromètre de Ramsey sur la transition $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$ comme le montre la figure 3.9. Dans ce cas, le niveau $|i\rangle$ n'est pas couplé au mode du résonateur et peut servir de niveau de référence en énergie afin de mesurer le déphasage de $|g\rangle$, sans changer le nombre de photon.

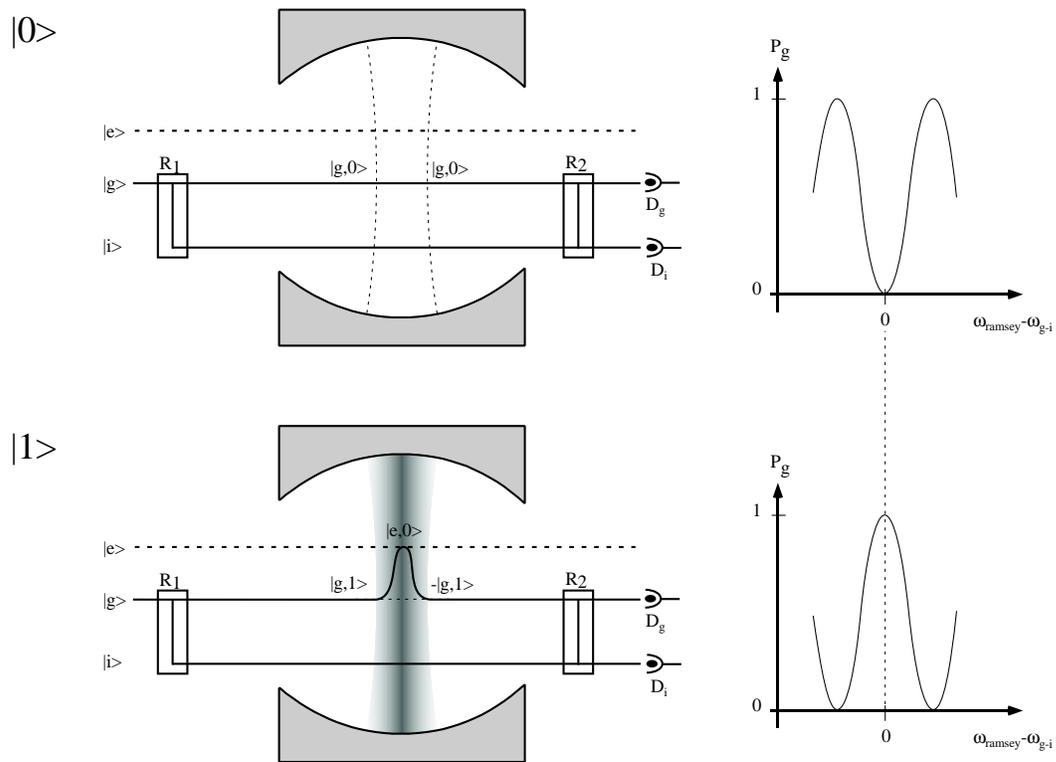


FIG. 3.9 – Principe des mesures QND avec un couplage atome–champ résonant. Les franges de Ramsey sont réalisées sur la transition $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$. On règle le temps d’interaction pour réaliser une impulsion 2π de Rabi s’il y a un photon et si l’atome est dans $|g\rangle$.

3.2 Démonstration des corrélations entre l'état du champ et la phase de la cohérence atomique

Nous présentons dans cette section une première expérience qui montre que l'on possède bien un appareil de mesure, où l'atome se corrèle à l'état du champ. Plus précisément, la phase de la superposition cohérente d'états dans laquelle l'atome est préparé "pointe" en quelque sorte dans deux directions différentes suivant qu'il y a ou non un photon dans le résonateur. Pour démontrer ces corrélations, nous opérons en deux étapes :

- La préparation du champ dans un état propre connu au début du processus de mesure (section 3.2.1)
- La mise en évidence des corrélations (section 3.2.2) entre cet état du champ préparé et celui de l'atome en sortie.

La section 3.2.3 enfin, sera entièrement consacrée à la discussion des résultats expérimentaux et à l'analyse des imperfections du système.

3.2.1 Préparation du champ à mesurer

Nous cherchons ici à réaliser une sorte d'expérience de "calibration" de notre appareil de mesure. Il s'agit de préparer, en entrée du système, un état propre connu du champ, puis de regarder quel est le résultat observé sur l'atome de mesure. Un point expérimental délicat est en conséquence de savoir préparer avec suffisamment de pureté les deux états de Fock du champ mesurables par l'atome, $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Dans toutes les expériences présentées dans la suite de ce mémoire nous utilisons le mode basse fréquence de la cavité (voir A.2).

3.2.1.a L'état $|0\rangle$

La procédure de "refroidissement" du champ (présenté en 2.2) prépare directement cet état. Plus précisément, nous rappelons que nous envoyons 6 paquets atomiques absorbants à la vitesse de 500 m/s . Le nombre moyen de photons thermiques après le passage du dernier paquet absorbant est environ 0,05. La mesure sera effectuée 175 μs plus tard. Pour l'interpréter, il faudra tenir compte de la relaxation du champ thermique pendant ce délai. Cet effet introduit un champ thermique de 0,15 photons au moment de la mesure.

3.2.1.b L'état $|1\rangle$

Cet état est préparé à partir du vide en ajoutant un atome "source". Ce dernier est préparé dans l'état $|e\rangle$, 100 μs après le dernier paquet absorbant, avec une vitesse de 500 m/s . On règle son temps d'interaction avec le mode de manière à ce qu'il effectue

une impulsion π de Rabi dans la cavité vide. On a alors :

$$|e, 0\rangle \xrightarrow{\pi} -i|g, 1\rangle, \quad (3.19)$$

si l'atome est détecté dans $|g\rangle$ on sait que l'on a “déposé” exactement un photon dans la cavité [MHN⁺97].

Il existe, du point de vue expérimental, une différence fondamentale entre le cas à un photon et celui du vide. Afin d'être sûrs de la présence du photon dans la cavité au moment de la mesure, il nous faut en effet synchroniser l'expérience sur la détection de l'atome source dans $|g\rangle$. Étant donné le faible nombre moyen d'atomes dans le paquet source, nécessaire pour assurer que l'on a 1 seul atome dans le mode lors de l'interaction (voir tableau 1.1 page 27), nous n'avons réellement un photon dans le mode qu'une séquence expérimentale sur 10 environ. Dans le cas du vide, en revanche, l'état $|0\rangle$ est préparé pour toutes les expériences. En résumé, la mesure du vide ne nécessite que la détection de l'état de l'atome de mesure, alors que la mesure de $|1\rangle$ impose de détecter les coïncidences entre l'atome source et l'atome de mesure, ce qui prend beaucoup plus de temps pour obtenir la même statistique (voir figure B.3, page 166).

3.2.1.c Les deux possibilités en même temps

Si on règle le temps d'interaction entre l'atome source et le champ pour réaliser une impulsion $\pi/2$ de Rabi on a, d'après l'équation A.16 :

$$|e, 0\rangle \xrightarrow{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{2}} (|e, 0\rangle - i|g, 1\rangle) \quad (3.20)$$

Si l'atome est détecté dans $|g\rangle$, il a émis un photon dans le mode. Si par contre il est détecté dans $|e\rangle$, on sait que la cavité est restée dans l'état vide $|0\rangle$. Ces deux possibilités se produisent avec une probabilité égale. Nous disposons ainsi d'un moyen efficace de préparer 0 ou 1 photon (exclusivement) dans le résonateur lors d'une même prise de données. Les mesures des deux états sont donc réalisées en parallèle, dans les mêmes conditions, et sont affectées par les dérives lentes des conditions expérimentales de manière identique.

3.2.2 Résultats expérimentaux

3.2.2.a Déroulement des séquences expérimentales

Nous nous plaçons dans le cas où les deux états propres mesurables sont préparés avec des probabilités égales (impulsion $\pi/2$ de Rabi pour l'atome source). Le diagramme position–temps correspondant à cette séquence est représenté sur la figure 3.10. On prend un ensemble de séquences expérimentales pour lesquelles la tension d'ionisation du détecteur est ajustée sur les seuils des états atomiques mentionnés dans cette figure. Toutes les combinaisons possibles d'états sont testées et on en déduit les probabilités moyennes d'occurrence des événements.

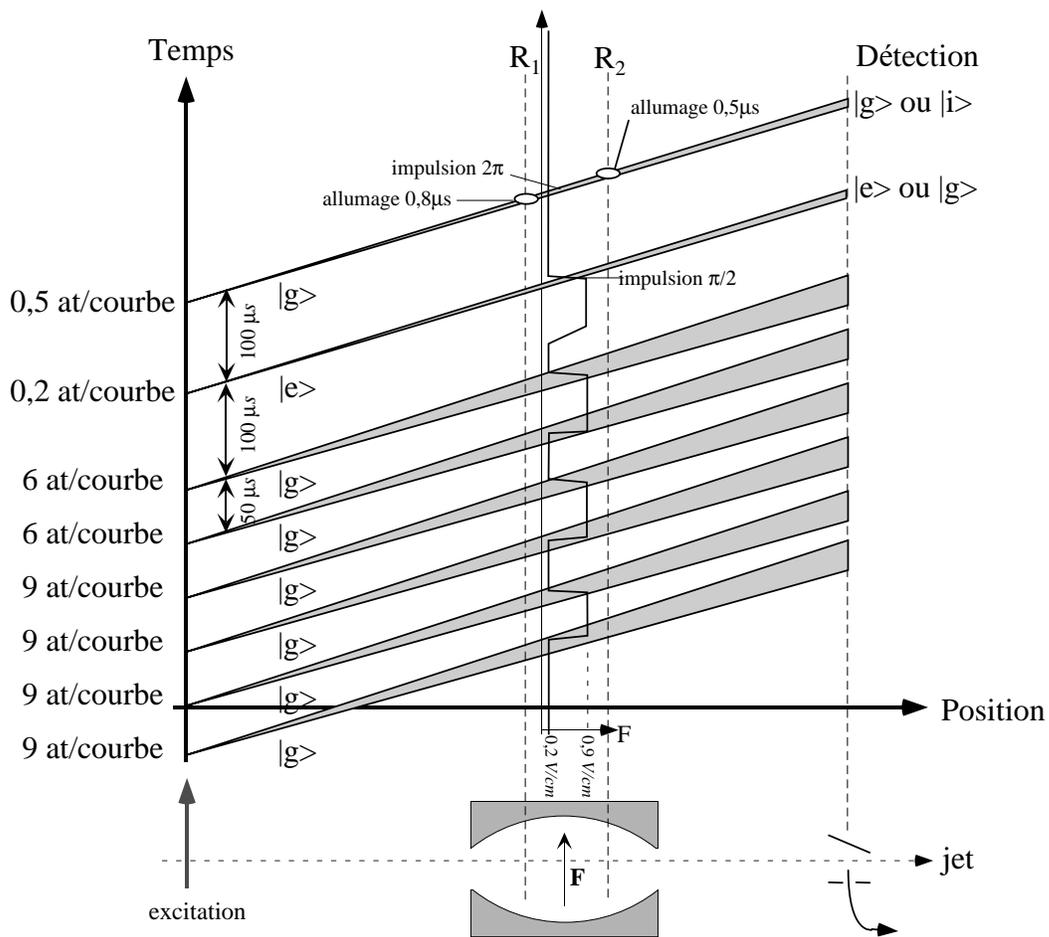


FIG. 3.10 – Diagramme position-temps pour l'expérience de mesure non destructive de l'état vide ou de l'état de Fock $|1\rangle$.

Les franges de Ramsey pour l'atome de mesure, dans le cas où ce dernier n'est pas couplé à la cavité (fréquence atomique très désaccordée), sont représentées figure 2.7 page 67. Elles ont un contraste compris entre 80 et 85 %. On balaye la source micro-onde sur 60 *kHz* avec un point tous les 3 *kHz* (21 canaux de fréquence).

On accumule les données afin d'obtenir entre 100 et 200 événements par point de fréquence. Le taux de répétition de l'expérience est d'environ 1000 séquences par seconde. Étant donnés les nombres d'atomes par paquets atomiques et l'efficacité de détection, il faut environ 1 *h* pour obtenir cette statistique.

3.2.2.b Les résultats

La figure 3.11 représente les résultats expérimentaux associés à la séquence expérimentale présentée dans le paragraphe précédent. On représente sur le graphique les franges de Ramsey obtenues pour l'atome de mesure QND. L'atome source effectue une impulsion $\pi/2$ de Rabi et on trace les probabilités conditionnelles $P(g_2/e_1)$ et $P(g_2/g_1)$ en fonction de la fréquence. Dans le cas idéal, elles correspondent respectivement aux cas où il y a 0 ou 1 photon dans le résonateur.

3.2.3 Discussion des résultats, analyse des imperfections

3.2.3.a Mise en évidence des corrélations atome–champ

Les résultats expérimentaux présentés en 3.2.2 montrent clairement l'opposition de phase entre les deux systèmes de franges de Ramsey suivant qu'il y a 0 ou 1 photon dans la cavité. Un ajustement des données expérimentales avec des fonctions sinusoïdales donne un déphasage $176(10)^\circ$ entre les deux séries de données de la figure 3.11.

On peut donc en conclure que l'on change bien la phase de l'état atomique suivant qu'il y a 0 ou 1 photon dans le mode. Si on se place à la fréquence ν_0 (voir la figure 3.11), c'est-à-dire sur un maximum des franges, on corrèle l'état du champ avec celui de l'atome de mesure suivant la relation :

$$\begin{aligned} |0\rangle &\xrightarrow{\nu_0} |i\rangle_{\text{qnd}} \\ |1\rangle &\xrightarrow{\nu_0} |g\rangle_{\text{qnd}} \end{aligned} \quad (3.21)$$

On dispose bien d'un appareil de mesure.

3.2.3.b Les imperfections de l'expérience

La relation exprimée par l'équation 3.21 ne reflète cependant qu'une situation idéale. Notre appareil de mesure n'est, en réalité, pas parfait. Ceci se manifeste par le contraste limité des signaux expérimentaux. L'ajustement des données donne un contraste de 0,4 environ pour les deux fonctions sinusoïdales de la figure 3.11.

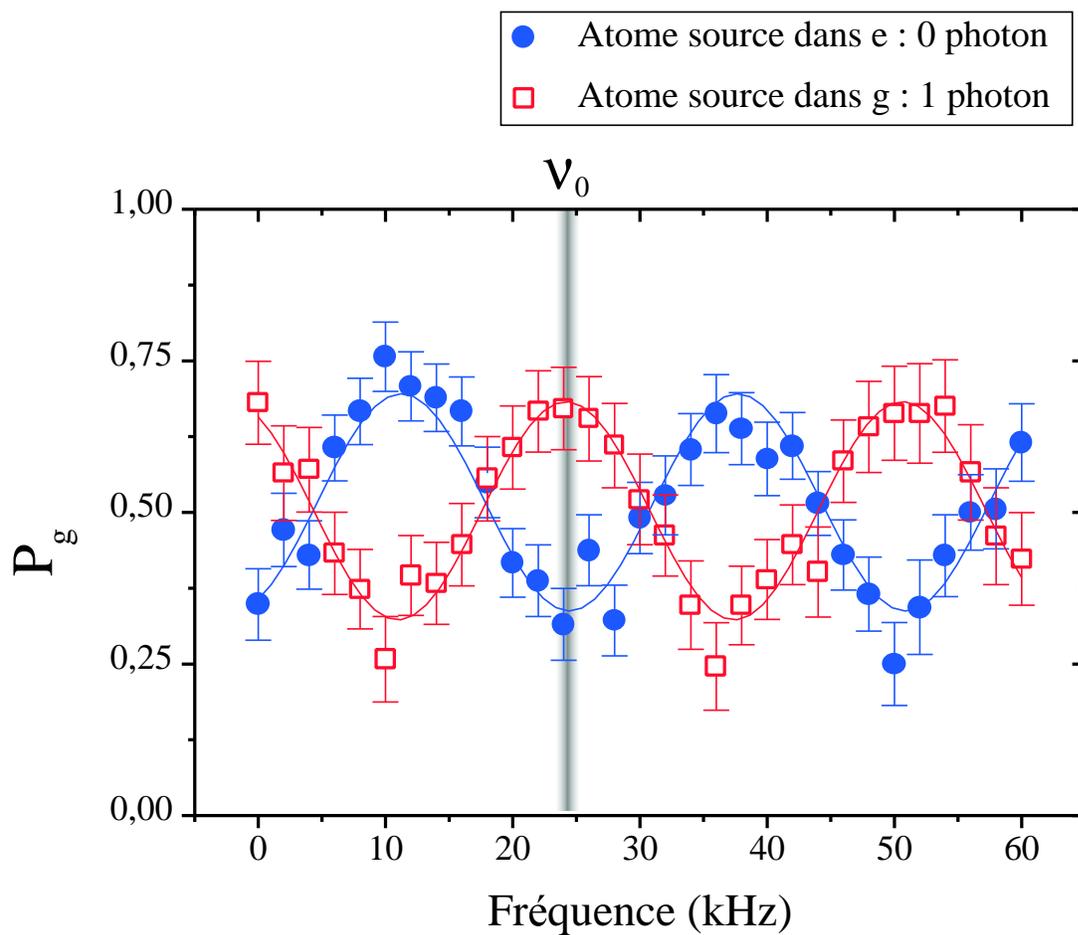


FIG. 3.11 – Franges de Ramsey pour l'atome de mesure suivant l'état de l'atome source. Dans cette expérience les états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ sont préparés avec des probabilités égales lors d'une même acquisition de données.

Afin de comprendre cette perte de contraste, nous avons établi la liste de l'ensemble des "erreurs" qui peuvent se produire dans l'expérience. Elles sont assez nombreuses. Afin d'analyser précisément leur importance nous les classons suivant deux critères :

- Suivant leur source, à savoir si l'erreur est causée par le système atomique ou bien les propriétés du résonateur micro-onde. Ce critère évalue en quelque sorte les limitations techniques à notre expérience et met en avant les progrès que l'on doit réaliser pour améliorer les résultats
- Suivant qu'elles affectent la phase de préparation ou de mesure du champ. Si nous pouvons séparer ces deux types d'erreurs, nous aurons une meilleure caractérisation de l'efficacité réelle de notre appareil de mesure. Ceci est important si l'on souhaite évaluer ses performances par rapport aux précédentes expériences.

L'ensemble des imperfections de notre système est classé selon ces deux critères dans le tableau 3.1.

Erreurs...	dues à l'atome	dues au résonateur
sur la préparation du champ :	<ul style="list-style-type: none"> – erreurs de détection de l'atome source – deux atomes dans le paquet atomique source 	<ul style="list-style-type: none"> – champ thermique résiduel à l'issue de la procédure de refroidissement – relaxation du champ vers l'équilibre thermique
sur la mesure du champ :	<ul style="list-style-type: none"> – erreurs de détection de l'atome de mesure – deux atomes dans le paquet atomique de mesure – contraste intrinsèque des franges de Ramsey – absorption résiduelle du champ (imperfection de l'impulsion 2π) 	<ul style="list-style-type: none"> – Déphasage des franges à cause du déplacement lumineux du mode haute fréquence

TAB. 3.1 – Classement des imperfections des expériences présentées en 3.2.2. Deux critères sont choisis à savoir la cause de l'erreur (résonateur ou atome) et ses conséquences (mauvaise préparation ou mauvaise mesure).

L'effet du champ thermique

Parmi toutes les causes d'erreurs présentées dans le tableau 3.1, le champ thermique dans la cavité est le plus important. La procédure de refroidissement du champ n'opère que sur le mode basse fréquence du résonateur. Il reste donc des photons dans le

mode haute fréquence, pour lesquels on ne peut pas négliger le couplage non-résonant avec l'atome. Ce couplage est responsable de déplacements lumineux de la transition atomique. Il s'agit ici d'un effet inhomogène : le nombre de photons présents dans le mode haute fréquence fluctue d'une séquence expérimentale à l'autre et déphase de manière aléatoire le système de franges de Ramsey. Le retour à l'équilibre thermique au cours de la séquence expérimentale impose en outre de connaître avec précision vers quel état relaxe le champ. Toutes les expériences qui nous ont permis de préciser l'état du champ thermique ont été présentées dans la section 2.2.

Le tableau 2.1, présenté page 72, nous a permis d'obtenir des renseignements importants sur les erreurs de nos expériences. On voit en particulier que le contraste intrinsèque des franges est environ 0,87. Ceci caractérise une imperfection qui ne dépend que du système atomique (on a enlevé la contribution du champ thermique à la réduction du contraste des franges). Les causes de cette imperfection sont essentiellement les inhomogénéités résiduelles dans les impulsions $\pi/2$ de Ramsey (voir la section 2.1.5) et les erreurs de détection.

On peut également déduire des résultats du tableau 2.1 le contraste des franges si l'atome est à résonance avec le mode basse fréquence et si $n_{b.f.}^{th} = 0$. Ce contraste est réduit en effet sous l'effet du champ thermique dans le mode haute fréquence. Il vaut 0,72, soit une diminution de près de 15 % par rapport au contraste intrinsèque des franges de Ramsey, et il affecte la bonne mesure du champ dans le mode basse fréquence. On pourrait éliminer cette importante erreur en se débarrassant du champ thermique anormal dans la cavité.

Enfin le nombre moyen de photons thermiques à l'équilibre dans le mode basse fréquence, ainsi que la dynamique de retour à l'équilibre thermique obtenue par l'expérience de la figure 2.12, permettent de calculer précisément quelle est l'évolution du champ au cours des séquences expérimentales.

Les simulations numériques des imperfections

Les autres imperfections (paquets atomiques contenant plus de 1 atome, imperfections des impulsions de Rabi pour les paquets source ou mesure) peuvent également être déterminées indépendamment des mesures présentées dans la figure 3.11. Par exemple, la courbe A.3 page 159 permet de dire que dans 22 % des cas l'atome de mesure absorbe le photon et passe en conséquence dans l'état $|e\rangle$.

Nous avons regroupé tous ces paramètres pour réaliser une simulation numérique des expériences, en particulier pour la séquence expérimentale présentée dans la figure 3.10. La figure 3.12 présente les données expérimentales superposées au résultat de ces simulations. Il s'agit de calculs Monte-Carlo programmés par Jean-Michel Raimond et Michel Brune où, à chaque étape importante de la séquence expérimentale (état du champ juste avant l'atome source, juste avant l'atome de mesure, détection atomique etc.), on tire au sort le chemin que va emprunter le système. Les différentes probabilités pour chaque événement sont déterminées quand cela est possible par des mesures expérimentales.

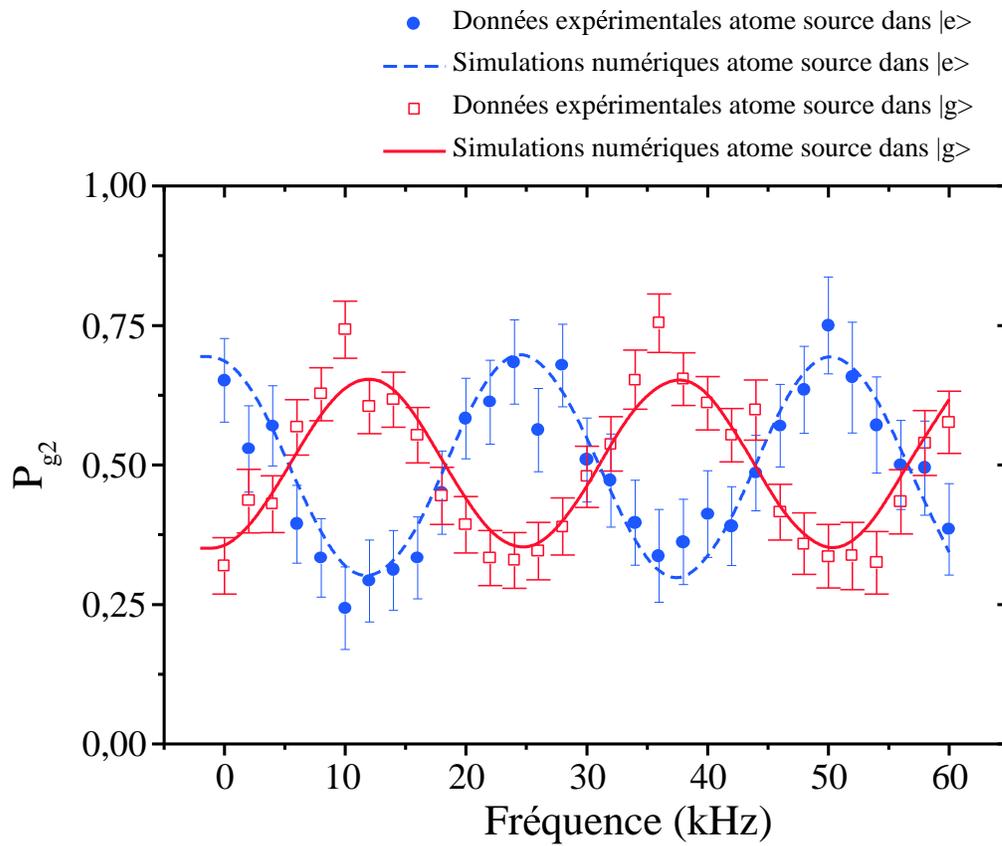


FIG. 3.12 – Donnée de la figure 3.11 superposées aux résultats des simulations numériques (lignes continues).

En retirant chaque imperfection l'une après l'autre des simulations on peut avoir une idée de leurs importances relatives. Ceci est résumé dans le tableau 3.2.

	Atome source détecté dans $ e\rangle$	Atome source détecté dans $ g\rangle$
Théorique	100	100
Imperfections de l'interféromètre de Ramsey	87	87
Déplacement lumineux du mode haute fréquence	72	72
Erreurs de détection de l'atome source	57	63
Champ thermique à l'issue de la procédure de refroidissement et relaxation jusqu'à l'atome source	51	56
Effets de flux atomique pour l'atome source	50	52
Effets de flux atomique pour l'atome mesure	47	46
Relaxation du champ entre l'atome source et l'atome de mesure	42	29

TAB. 3.2 – *Importances relatives des différentes imperfections de l'expérience. Partant d'un contraste théorique de 100 % on ajoute une à une les différentes sources d'erreur et on calcule le contraste de franges correspondant. Tous les chiffres indiqués s'entendent avec des incertitudes de 5 % environ.*

Résumé

Au vu des résultats des simulations numériques, nous pouvons dire que la réduction du contraste de la figure 3.11 est due pour 45 % à une mauvaise préparation de l'état du champ et pour 55 % à une mauvaise lecture. Revenant au cas de la fréquence ν_0 (équation 3.21) nous pouvons définir un taux d'erreur ϵ par la relation :

$$\begin{aligned}
 |0\rangle &\xrightarrow{\nu_0} \begin{cases} P(i_{\text{qnd}}) = 1 - \epsilon \\ P(g_{\text{qnd}}) = \epsilon \end{cases} \\
 |1\rangle &\xrightarrow{\nu_0} \begin{cases} P(i_{\text{qnd}}) = \epsilon \\ P(g_{\text{qnd}}) = 1 - \epsilon \end{cases}
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

Le taux d'erreur de notre détecteur atomique est donc $\epsilon = 0,18(5)$.

3.2.3.c Confirmation de l'analyse des imperfections : amélioration du contraste des franges conditionnelles

À la suite de l'analyse des imperfections faite au paragraphe précédent, nous avons conduit une nouvelle série d'expériences qui ont confirmé en partie notre discussion. Le but était de nous placer dans des conditions où le contraste des franges de Ramsey conditionnelles présentées dans la figure 3.11 était le plus grand possible. Il était donc important de limiter au maximum les erreurs de détection de l'atome source, qui correspondent à des erreurs de préparation du champ. Nous avons donc utilisé deux séquences expérimentales différentes pour préparer le vide (figure 3.13) ou l'état $|1\rangle$ (figure 3.14). Pour chaque séquence, la probabilité de préparer le mauvais état est réduite. Nous avons en outre :

- amélioré la pureté des états de Rydberg circulaires, ce qui a diminué les erreurs de détection
- diminué le délai entre le dernier paquet absorbant et l'atome de mesure ($175 \mu\text{s}$ au lieu de 200).

Les franges de Ramsey correspondant à ces deux séquences sont représentées sur la figure 3.15. Pour chaque canal de fréquence on enregistre entre 200 et 400 coïncidences. Ceci se fait en 10 *min* pour la séquence de la figure 3.13, puisqu'il n'y a qu'un seul paquet atomique à détecter, et entre 1 *h* 30 *min* et 2 *h* pour le cas à 1 photon, car il faut détecter des coïncidences entre deux paquets atomiques.

L'ajustement des résultats expérimentaux par des fonctions sinus donne un déphasage des franges de $179(4)^\circ$ s'il y a 1 photon dans le mode et un contraste des interférences de 50 % pour les deux cas, soit une amélioration de 10 % par rapport aux résultats de la figure 3.11. Cette amélioration du contraste est essentiellement due à la diminution des imperfections de préparation du champ et ne change pas significativement ϵ .

Nous constatons en effet que l'essentiel des imperfections est causé par le champ thermique présent dans la cavité. Nous pourrions donc facilement gagner en contraste (plus de 15 %) en plaçant un atténuateur dans le guide d'onde amenant la micro-onde Ramsey, responsable de ce champ. Le taux d'erreur de la mesure descendra dans ces conditions à 0,10(5). La réouverture du cryostat pour faire cette modification est cependant un pari risqué car il n'est pas sûr que tous les éléments du dispositif expérimental fonctionnent de nouveau après la remise à froid.

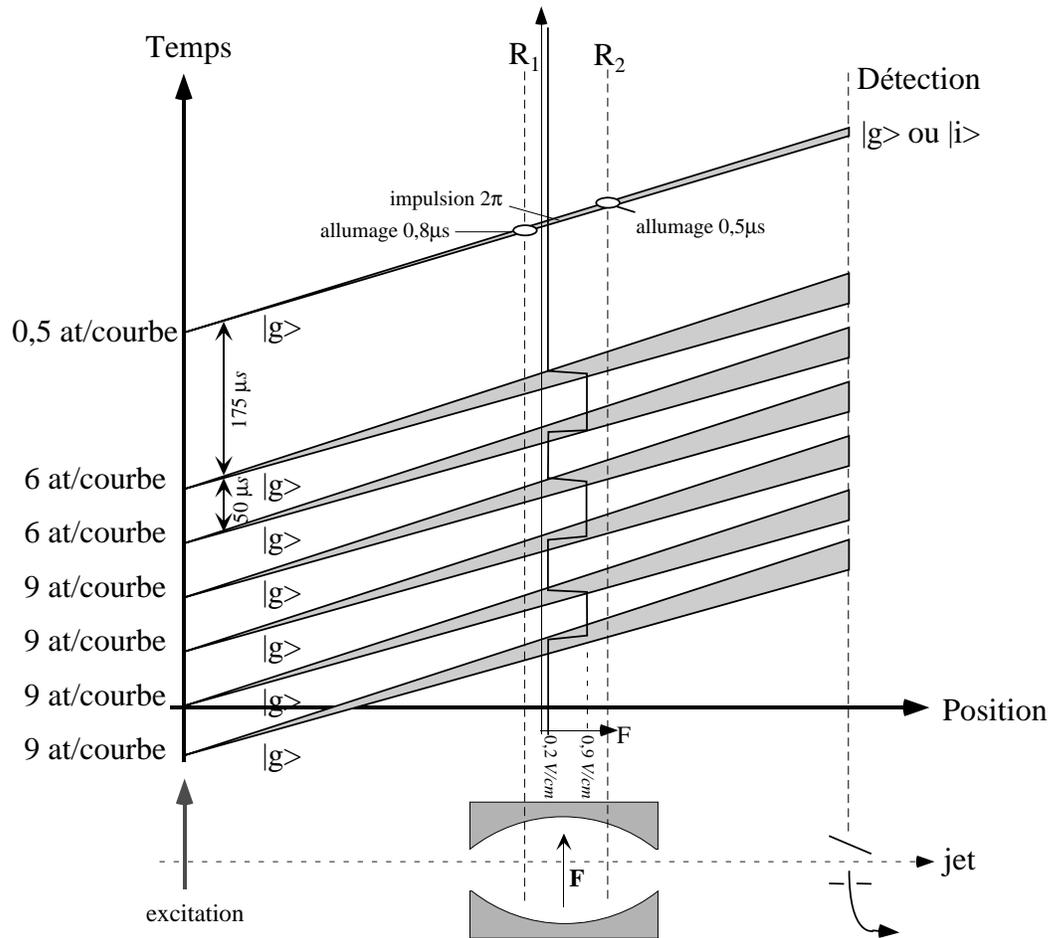


FIG. 3.13 – Diagramme position-temps pour l'expérience de mesure non destructive de l'état vide.

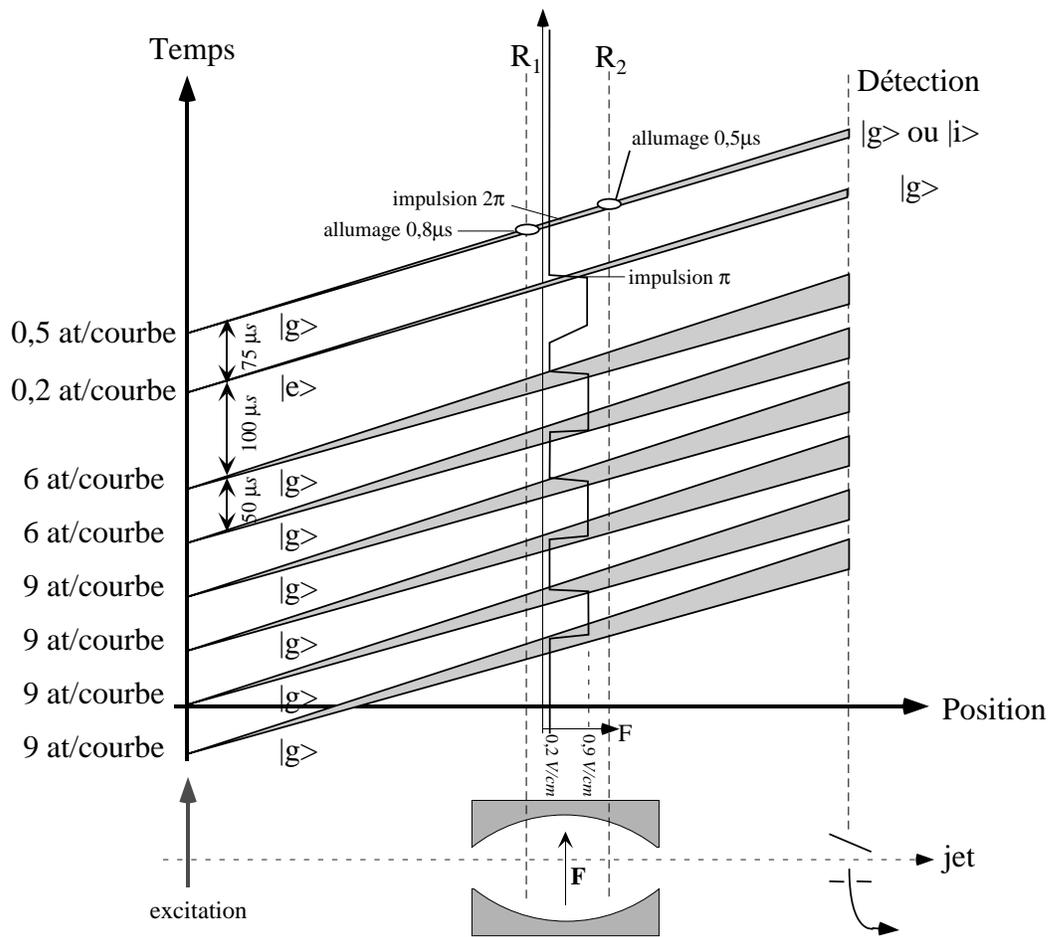


FIG. 3.14 – Diagramme position-temps pour l'expérience de mesure non destructive de l'état de Fock à un photon.

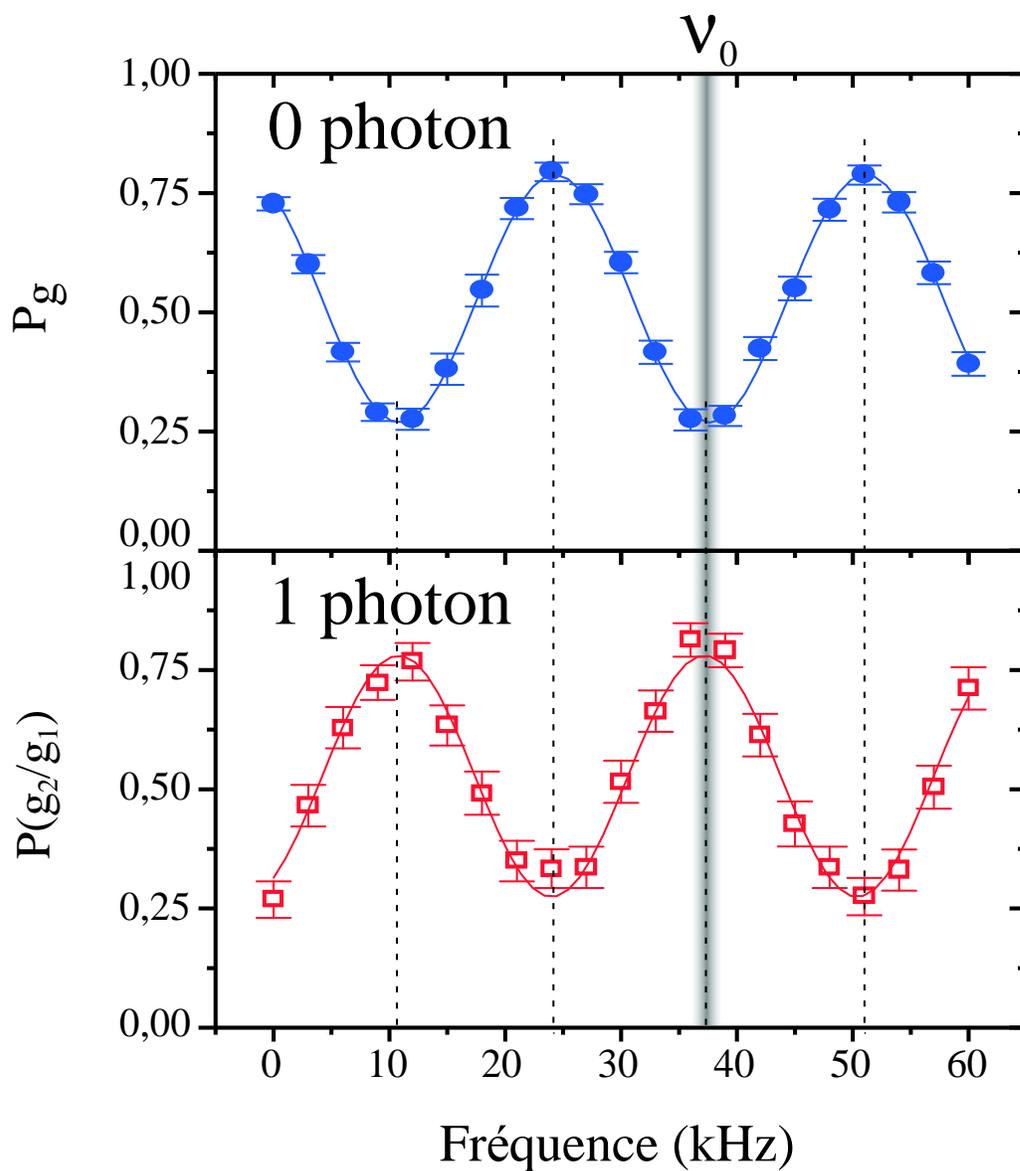


FIG. 3.15 – Franges de Ramsey pour l'atome de mesure suivant l'état du champ (0 ou 1 photon). Les lignes continues sont le résultat de l'ajustement des données par des fonctions sinusoïdales.

3.3 Confirmation de la mesure QND, test du caractère non-destructif

3.3.1 Principe de l'expérience

L'expérience décrite dans la section 3.2 a révélé les corrélations, lors du processus de mesure, entre l'état initial du champ dans la cavité et la phase de l'état quantique $|g\rangle$ en sortie. Il s'agissait d'une expérience d'étalonnage dans laquelle un état du champ en entrée, donné et connu, induit un état atomique bien précis en sortie.

Cependant, dans une mesure véritable, nous sommes plutôt intéressés par les corrélations en sens inverse : partant d'un état inconnu du champ nous souhaitons le mesurer et acquérir une information sur lui. On doit alors observer des corrélations entre le résultat fourni par notre détecteur atomique et l'état du champ après le processus de mesure. Une question particulièrement importante dans le cadre de notre mesure QND du nombre de photons est alors la suivante : si l'atome de mesure détecte la présence d'un quantum d'excitation du champ dans le résonateur, ce dernier est-il toujours là par la suite ?

Pour répondre à cette question il nous faut un moyen expérimental de répéter la mesure de l'état du champ après l'envoi de l'atome de mesure. Il s'agit donc d'une expérience avec deux atomes, le premier effectuant la mesure QND du nombre de photons pour un champ inconnu, le second confirmant ou infirmant ce résultat. Pour ce second atome, nous devons disposer d'une efficacité de détection la meilleure possible. Nous avons réalisé à cette fin deux types d'expériences :

- une deuxième mesure non-destructive. Nous avons vu cependant que cette dernière est soumise à un taux d'erreur important. L'interprétation des résultats est donc relativement décevante à cause du faible contraste
- une mesure absorbante [MHN⁺97] : on envoie un atome dans l'état $|g\rangle$, résonnant avec le champ dans la cavité, et on règle son temps d'interaction de manière à réaliser une impulsion π de Rabi. S'il y a un photon dans la cavité, ce dernier est en conséquence absorbé et l'atome passe dans l'état $|e\rangle$, avec une probabilité de 0,84. Si en revanche il n'y a pas de photon, l'atome reste dans $|g\rangle$ (avec une probabilité très proche de 1).

Dans ce dernier cas, il existe une différence fondamentale entre l'atome de mesure QND et l'atome absorbeur. À l'issue de la mesure par ce dernier en effet, le champ dans la cavité est toujours dans l'état vide. Il s'agit d'une mesure destructive, analogue à l'utilisation de détecteurs classiques sur les faisceaux signal et mesure en sortie des expériences QND optiques.

Outre le problème de la répétition de la mesure, nous souhaitons réaliser cette expérience sur un champ inconnu. Plus précisément nous cherchons à travailler sur un état pour lequel les probabilités d'avoir 0 ou 1 photon sont non-nulles, mais pour lequel la probabilité d'avoir plus de 1 photon est négligeable. Nous retardons à cette fin le moment où nous réalisons la mesure QND de 300 μs par rapport au dernier paquet

absorbant. Étant donnée la dynamique du retour à l'équilibre thermique du champ, nous pouvons calculer que le nombre moyen de photon à ce moment est $0,30(2)$, soit $P_0 = 0,77$, $P_1 = 0,18$ et $P_{n>1} = 0,05$.

Le diagramme position-temps résumant l'ensemble de la séquence expérimentale où l'«atome de confirmation» absorbe le champ est présenté dans la figure 3.16.

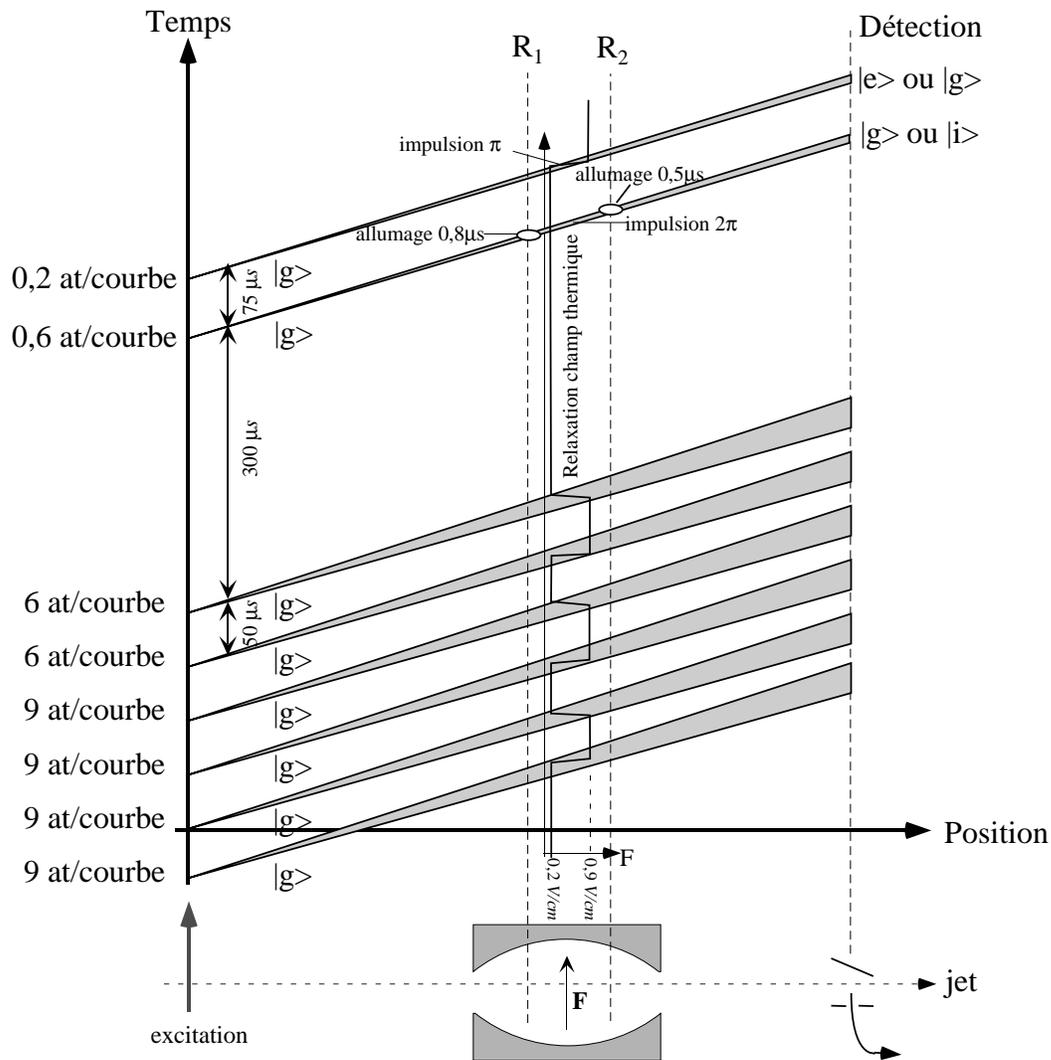


FIG. 3.16 – Diagramme position-temps de l'expérience de confirmation du résultat de la mesure QND.

3.3.2 Résultats expérimentaux et discussion

3.3.2.a Les résultats

On balaie la fréquence de la micro-onde dans les zones de Ramsey, pour l'atome de mesure QND, sur 60 kHz par pas de 3 kHz . La figure 3.17 montre le taux d'absorption de l'atome de confirmation (c'est à dire idéalement la probabilité d'avoir un photon au moment où cet atome est dans la cavité), en fonction de la fréquence. Trois séries de données sont prises, suivant qu'il n'y a pas d'atome de mesure ou bien que ce dernier est détecté dans $|g\rangle$ ou dans $|i\rangle$.

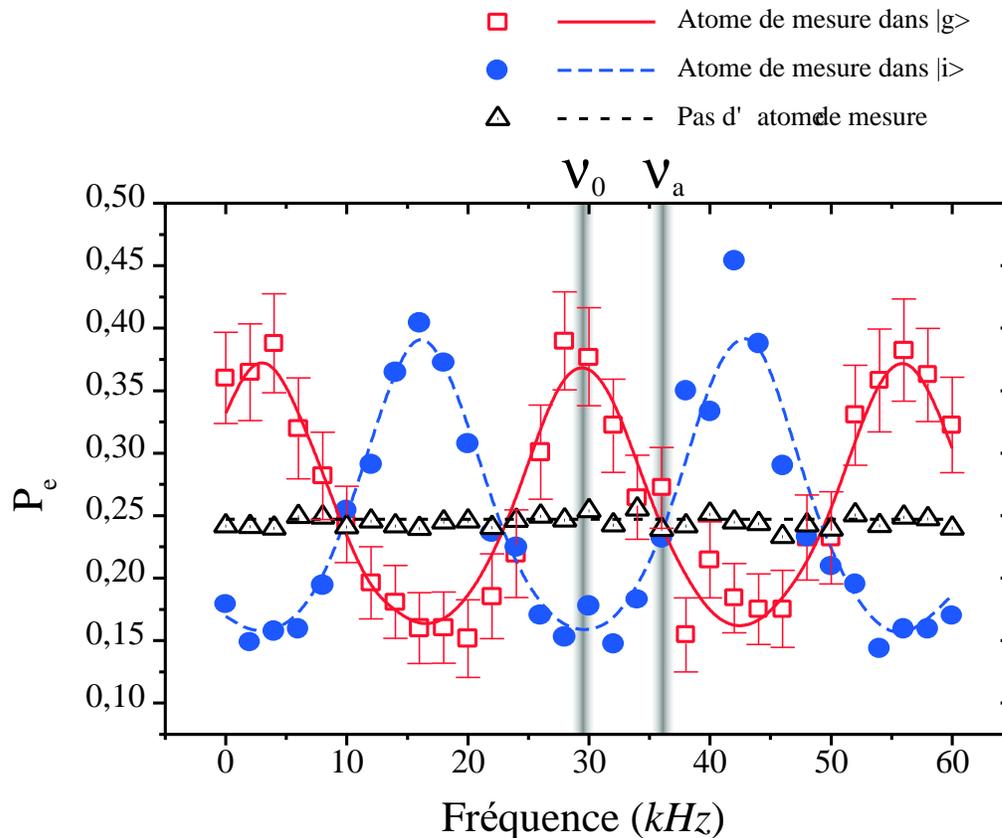


FIG. 3.17 – Taux d'absorption de l'atome de confirmation en fonction de la fréquence de l'interféromètre de Ramsey pour l'atome de mesure QND.

3.3.2.b Discussion

Si on regarde les données pour lesquelles il n'y a pas eu de mesure préliminaire (triangles), l'atome de confirmation absorbe le champ avec une probabilité constante, égale à 0,25 environ. Ce taux d'absorption est en bon accord avec le nombre moyen de photons auquel on s'attend au moment de la confirmation. En revanche, dans le cas où

une mesure QND a été effectuée et que son résultat est connu, on voit clairement que la variation de la fréquence de l'interféromètre de Ramsey module la probabilité d'avoir un photon au moment de la confirmation. Cette modulation révèle les corrélations entre l'état de l'atome QND et l'état du champ à l'issue de la mesure.

Afin de rendre cette discussion plus facile, on peut la limiter au point de fréquence ν_0 . Nous avons vu, dans l'équation 3.21, que la présence d'un photon est corrélée, à cette fréquence, à l'état $|g\rangle$ et que le vide est corrélé à l'état $|i\rangle$. Réciproquement, on peut dire que si on détecte l'atome QND dans l'état $|g\rangle$, alors il est plus probable qu'il y ait eu un photon dans le mode au moment de la mesure. De même, la détection de l'atome dans $|i\rangle$ rend plus probable l'absence du photon dans le mode. Une superposition des deux états du champ en entrée conduit à un état atome–champ intriqué, sur lequel il faut appliquer le postulat de projection lors de la mesure de l'état atomique. Dans le cas d'une détection sans erreur, nous serions sûrs du résultat pour le champ à l'entrée du dispositif. Ceci peut être formalisé mathématiquement en appliquant la loi de Bayes :

$$P(1/a) = \frac{P(1)P(a/1)}{P(0)P(a/0) + P(1)P(a/1)} \quad (3.23)$$

où $a = g, i$ représente l'état atomique et où $P(1/a)$ est la probabilité conditionnelle d'avoir 1 photon dans le mode au moment de la mesure par l'atome QND, ce dernier étant détecté dans l'état $|a\rangle$. On constate ici que la probabilité d'avoir un photon à l'issue de la mesure est le produit de la probabilité initiale $P(1)$ par une fonction faisant intervenir les valeurs $P(a/0)$ et $P(a/1)$. Cette fonction caractérise le gain d'information sur le nombre de photons dans le résonateur que l'on obtient à l'issue de la mesure. Les quantités $P(a/0)$ et $P(a/1)$ ont précisément été déduites des expériences de la partie précédente 3.2. Elles caractérisent les corrélations entre l'état initial du champ et l'état en sortie de l'atome de mesure QND.

L'atome de confirmation nous donne un renseignement supplémentaire en ce sens qu'il indique la probabilité d'avoir un photon $75 \mu s$ après le processus de mesure QND. Ce que l'on observe alors est que, si l'atome QND a indiqué l'absence de champ dans le mode, alors le taux d'absorption du second atome est réduit, ce qui confirme la mesure. De même, si l'atome QND a indiqué la présence d'un photon au moment de la mesure, le taux d'absorption pour le deuxième atome augmente, ce qui confirme, là encore, le résultat de la première mesure. On démontre ici le caractère non-destructif de la mesure.

Il est intéressant de voir que l'atome de mesure ne peut qu'absorber le champ dans la cavité. Or, il existe des situations pour lesquelles il semble que le nombre moyen de photons augmente dans le résonateur (lorsque l'atome est détecté dans $|g\rangle$ à la fréquence ν_0 par exemple). Ce fait, paradoxal à première vue, ne fait que refléter le gain d'information sur l'état du champ dont on dispose après le processus de mesure et qui nous permet de trier parmi l'ensemble des événements ceux pour lesquels il est plus probable d'avoir un photon. Si, en particulier, on trace sur l'état de l'atome de mesure, les deux courbes $P(e_2/g_1)$ et $P(e_2/i_1)$ on retrouve la valeur moyenne d'absorption

indiquée par les données sans atome de mesure. Le calcul montre effectivement que, si l'on trace sur l'état du premier atome, l'absorption du second atome ne varie pas avec la fréquence. L'absorption moyenne vaut 0,234(13) contre 0,244(4) en l'absence d'atome de mesure (triangles de la figure 3.17).

De même, si on règle l'interféromètre à la fréquence ν_a , l'indication donnée par l'atome de mesure est complètement ambiguë ($P(g_1/1) = P(g_1/0) = 0,5$). Ce dernier n'apporte en conséquence aucune indication sur l'état du champ et, là encore, les deux courbes $P(e_2/g_1)$ et $P(e_2/i_1)$ ont une valeur correspondant à l'absence d'atome de mesure.

3.3.3 La mesure du champ par deux atomes QND

Nous avons enfin remplacé l'atome de confirmation absorbant le champ par une seconde mesure QND. L'atome dans le deuxième paquet voit exactement les mêmes impulsions dans l'interféromètre de Ramsey que le premier atome et réalise une impulsion 2π de Rabi dans le mode de la cavité. Il s'agit donc de la répétition exacte de la même expérience avec 75 μs de délai. On règle l'interféromètre à la fréquence ν_0 . Les résultats sont indiqués dans le tableau 3.3.

État du premier atome	$P(g_2)$	$P(i_2)$
Pas de premier atome :	0,40(1)	0,60(1)
Détecté dans $ g\rangle$:	0,56(2)	0,44(2)
Détecté dans $ i\rangle$:	0,30(2)	0,70(2)

TAB. 3.3 – État de l'atome lors d'une deuxième mesure QND en fonction du résultat de la détection de l'atome de la première mesure. Dans une situation idéale, les chiffres en gras devraient être égaux à 1.

Si la mesure était parfaite, le second atome devrait être trouvé dans le même état que le premier atome. Nous ne voyons que des corrélations imparfaites mais le tableau 3.3 montre clairement qu'à la suite d'une première mesure, il est plus probable de trouver le deuxième atome dans le même état que le premier. On peut décrire graphiquement ces corrélations (voir figure 3.18), en représentant les probabilités de coïncidence entre les deux atomes dans un carré de côté 1. L'axe horizontal représente la probabilité de mesurer le premier atome dans $|i\rangle$ (i.e. de mesurer 0 photon dans le cas d'une mesure idéale). L'axe vertical représente la probabilité de mesurer le deuxième atome dans $|i\rangle$ conditionnée par le résultat du premier atome.

Dans le cas d'une mesure parfaite seules les aires blanche et noire devraient exister (les deux atomes donnent le même résultat pour le champ : 0 photon pour le rectangle blanc, 1 photon pour le rectangle noir). À cause des imperfections, il existe des expériences pour lesquelles les résultats des deux atomes se contredisent (aire grises). On peut définir un coefficient de corrélation entre les deux mesures $c = P_{gg} + P_{ii} - P_{gi} - P_{ig}$,

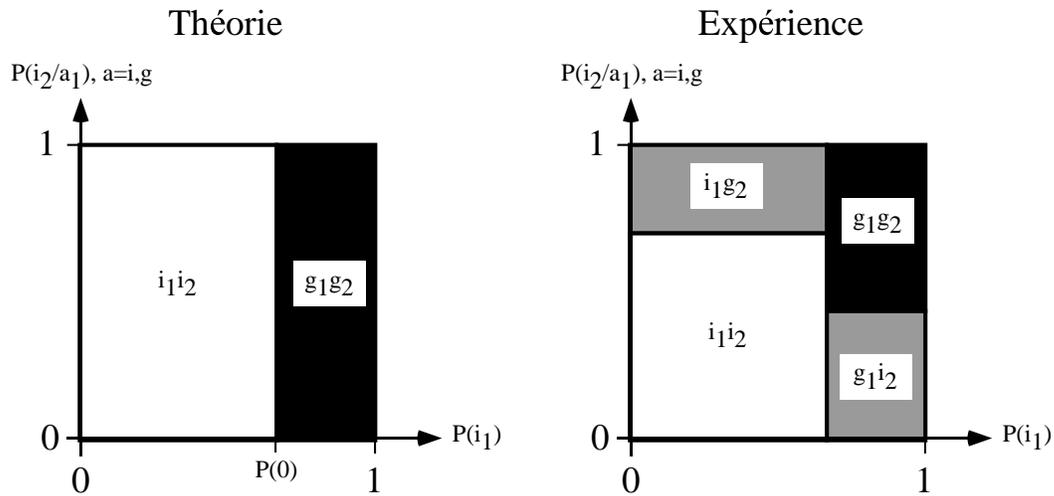


FIG. 3.18 – Représentation des différentes probabilités de coïncidence pour deux atomes effectuant la mesure QND du champ thermique.

où P_{gg} représente par exemple la probabilité d'obtenir une coïncidence g_1g_2 . Ce coefficient correspond à la somme des aires noire et blanches moins les aires grises de la figure 3.18. Elle vaut 1 dans le cas idéal. Avec nos données expérimentales, on calcule $c = 0,30(5)$.

3.4 Une expérience de test à trois atomes

3.4.1 Déroulement de la séquence

Nous présentons dans cette section une expérience qui regroupe en quelque sorte toutes les étapes présentées séparément dans les sections 3.2 et 3.3 :

- un premier atome réalise une impulsion $\pi/2$ dans le mode de la cavité : il laisse donc 0 ou 1 photon avec une égale probabilité.
- un second atome fait une mesure non-destructive du champ laissé par le premier atome
- un dernier atome, envoyé initialement dans $|g\rangle$, réalise une impulsion π de Rabi afin de confirmer en l'absorbant la présence ou non du photon.

Le diagramme position–temps de cette séquence expérimentale est présenté dans la figure 3.19. On règle l'interféromètre de Ramsey à la fréquence ν_0 .

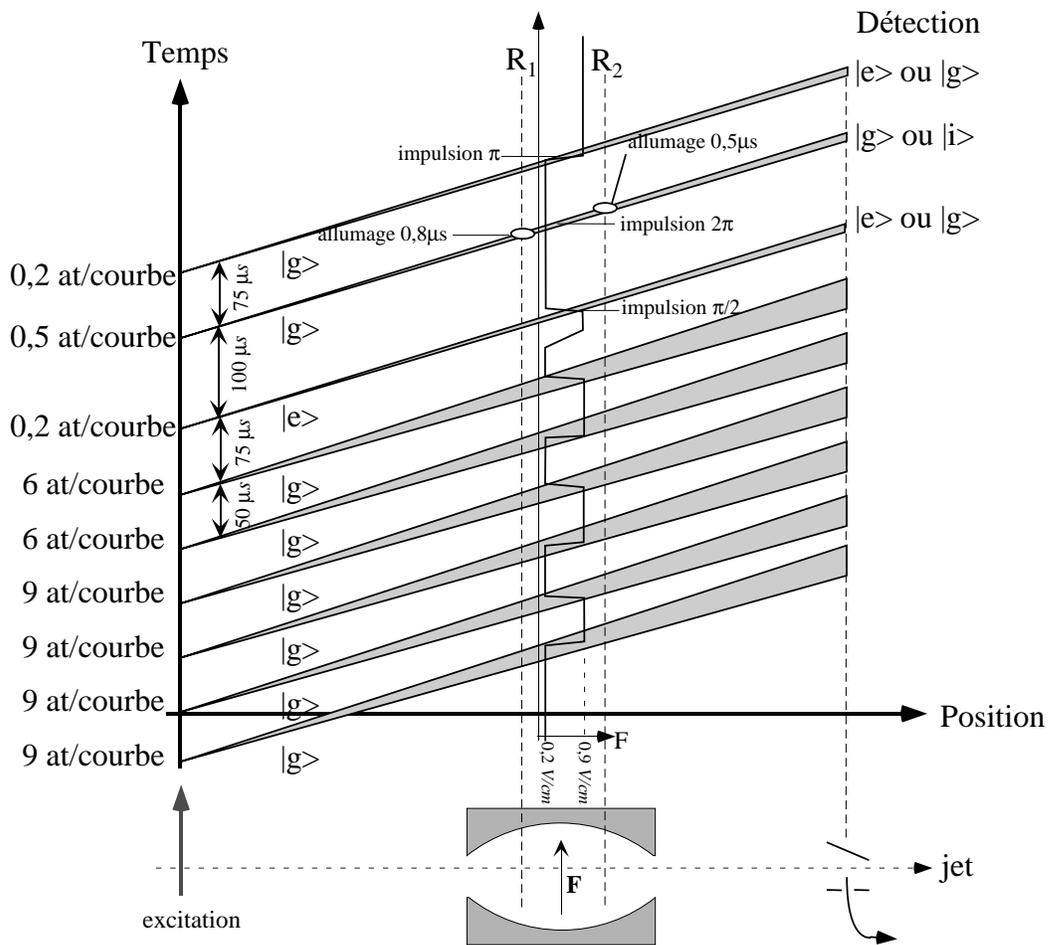


FIG. 3.19 – Diagramme position–temps de la séquence expérimentale à trois atomes.

3.4.2 Les résultats

En l'absence de mesure par l'atome QND, les corrélations entre les atomes 1 et 3 doivent être $P_{e_1 e_3} = P_{g_1 g_3} = 0$, $P_{e_1 g_3} = P_{g_1 e_3} = 0,5$ (voir page 153 et référence [HMN⁺97]). Le champ sert de "médiateur" pour ces corrélations. Son état entre le passage des deux atomes est caractéristique du type de coïncidence que l'on va observer. Par exemple, si l'atome 1 a été détecté dans l'état $|g\rangle$, c'est qu'il a laissé un photon dans le résonateur. Ce dernier est ensuite absorbé par l'atome 3, qui doit donc être détecté dans $|e\rangle$.

Ce cas est bien sûr théorique. Dans la réalité, l'état du champ change entre le passage des deux atomes (à cause de la relaxation vers l'équilibre thermique en particulier) et on ne retrouve pas les corrélations idéales exprimées dans le paragraphe précédent. Les coïncidences $e_1 e_3$ correspondent par exemple à l'apparition d'un photon thermique entre les deux atomes, et les coïncidences $g_1 g_3$ montrent la disparition du photon due à la dissipation de la cavité.

Si maintenant on introduit l'atome 2, qui effectue la mesure non-destructive, ce dernier est susceptible également de modifier l'état du champ et changer les corrélations entre les atomes 1 et 3. La figure 3.20 montre les probabilités de coïncidence pour les expériences avec et sans mesure QND.

3.4.3 Discussion

3.4.3.a L'influence de l'atome de mesure QND

Aucune influence de l'atome 2 n'est observable sur les coïncidences entre les atomes 1 et 3. La figure 3.20 montre les histogrammes de l'expérience sans mesure et avec mesure (dans ce dernier cas on fait la somme des deux histogrammes correspondant aux deux possibilités de détection de l'atome 2). Les écarts entre ces deux séries de données sont nuls, aux erreurs statistiques près. On montre dans cette expérience que la présence de l'atome de mesure QND, dans les cas où il n'absorbe pas le champ, ne modifie pas le nombre de photons dans le résonateur, pourvu que l'on trace sur le résultat de la mesure.

3.4.3.b Le résultat de la mesure QND en fonction de l'état du champ

Si nous nous limitons aux cas des coïncidences $g_1 e_3$, nous savons alors que le premier atome a "déposé" un photon dans le mode et que l'atome 3 confirme sa présence 175 μs plus tard. Il est donc très probable qu'il y avait un photon dans le mode au moment de la mesure par l'atome deux⁵. Ceci nous fournit un moyen expérimental d'éliminer les imperfections de préparation de l'état $|1\rangle$ qui limitait le contraste des expériences

⁵Il ne reste plus en effet que les erreurs de détection des atomes 1 et 3 et des termes au second ordre en $\delta T/\tau_{\text{cav}}$, où δT est le temps caractéristique entre deux atomes. Par exemple le photon peut disparaître avant le processus de mesure et réapparaître ensuite

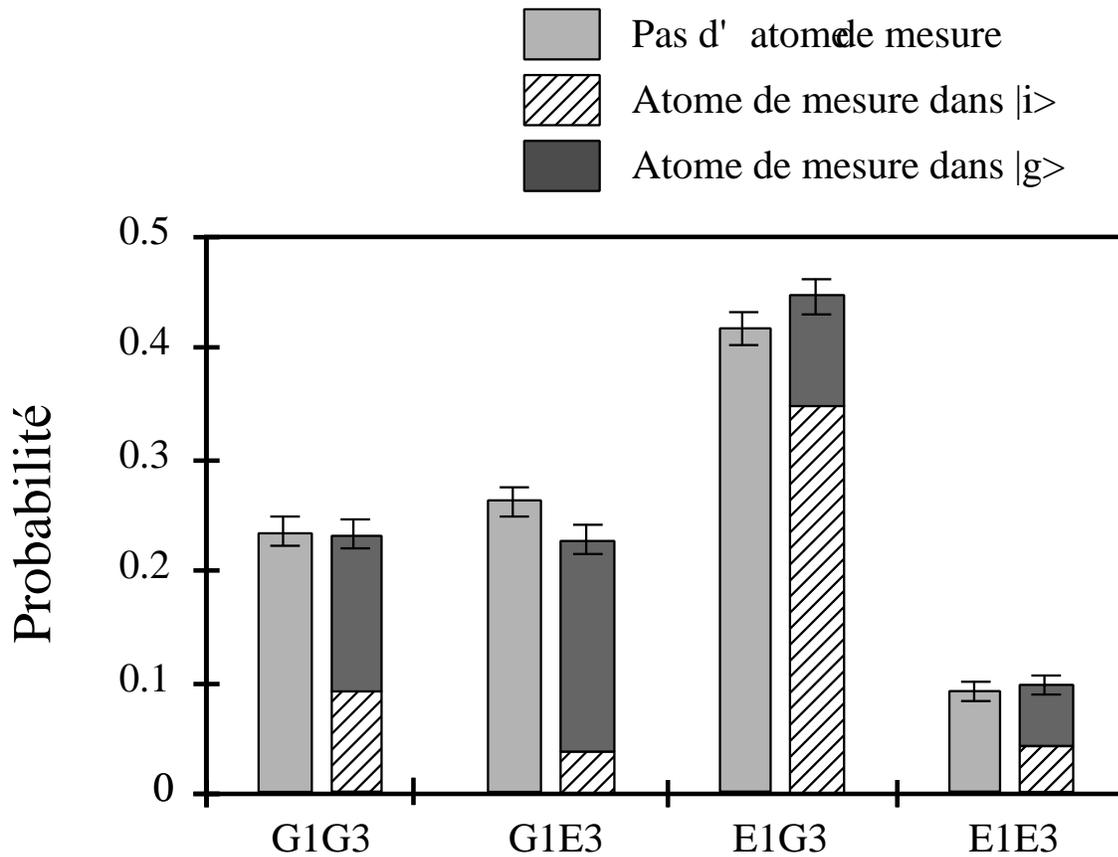


FIG. 3.20 – Coïncidences entre les atomes 1 et 3. Deux expériences sont réalisées : une dans laquelle il n'y a pas d'atome de mesure QND et une autre avec présence de cet atome qui est détecté dans $|g\rangle$ ou $|i\rangle$.

Coïncidence	État de champ préparé	$P(g_2)$	$P(i_2)$
e_1g_3	$ 0\rangle$	0,22(2)	0,78(2)
g_1e_3	$ 1\rangle$	0,83(3)	0,17(3)

TAB. 3.4 – État de l'atome QND dans le cas des coïncidences e_1g_3 et g_1e_3 . Ces dernières correspondent à la préparation sans erreur respectivement de 0 et 1 photon

présentées dans la section 3.2. Seules restent alors les imperfections de la mesure QND (liées au taux d'erreur ϵ).

Le même raisonnement est applicable pour la mesure du vide en utilisant les coïncidences e_1g_3 . Le tableau 3.4 résume les résultats pour l'atome 2 que l'on peut en déduire.

On constate que les taux d'erreur que l'on peut obtenir avec cette expérience sont respectivement 0,22(2) et 0,17(3) pour les cas à 0 et 1 photon. Ces chiffres sont en très bon accord avec la valeur déduite des simulations numériques présentée dans la section 3.2 : $\epsilon = 0,18(5)$.

Les deux autres canaux de coïncidence e_1e_3 et g_1g_3 correspondent en revanche à un changement de l'état du champ entre les atomes 1 et 3 (apparition ou disparition d'un photon), dont on ne sait pas s'il s'est déroulé avant ou après le passage de l'atome 2. Ceci explique pourquoi, dans ces conditions, l'état de l'atome de mesure QND n'est pas corrélé à celui des deux autres.

Comme nous l'avons vu dans la discussion de la section 3.2, une des principales causes de diminution du contraste des signaux expérimentaux provenait de la relaxation du champ thermique vers l'équilibre thermique. L'atome 3 permet de trier (post-sélection) les événements pour lesquels le champ n'a pas changé, ce qui améliore grandement le contraste, au prix d'un temps d'acquisition plus long. Il est intéressant de constater que cette expérience confirme *a posteriori* l'analyse des performances de notre dispositif.

Chapitre 4

Au delà de la mesure QND

Le but de ce chapitre est de présenter quelques prolongements immédiats des expériences présentées dans le chapitre 3. La section 4.1 cherche à préciser les critères d'évaluation de notre processus de mesure QND, tant sur le plan théorique que sur le plan de leur calcul effectif à partir des données expérimentales. La section 4.2 présente les applications possibles de nos expériences au domaine de l'optique quantique. Elle montrera en particulier comment nous pouvons reconstruire expérimentalement la quasi-distribution de probabilité de Wigner d'un champ quelconque dans notre cavité. Elle sera également l'occasion de revenir plus en détail sur les expériences de mesure non-destructive pour des champs contenant plus de 1 photon.

4.1 Les critères d'évaluation de nos expériences

Dans cette section nous cherchons à évaluer les performances de notre dispositif de mesure QND. Nous avons présenté, dans la discussion des résultats de la section 3.2, les principaux critères adaptés à notre expérience, à savoir le taux d'erreur ϵ et le taux d'absorption η . La partie 4.1.1 compare donc notre expérience avec le cas "classique" qui lui serait associé, à savoir celui d'un atome résonant qui absorbe le champ dans le mode de la cavité. Nous cherchons également à voir s'il est possible de comparer nos expériences avec celles du domaine optique. Nous présentons à cette fin les critères d'évaluation qui sont généralement utilisés dans ce cadre (section 4.1.2). Nous essayons enfin d'évaluer ces critères pour nos données dans la section 4.1.3.

4.1.1 Les critères d'évaluation adaptés aux petits nombres de photons

4.1.1.a Définition

Nous pouvons mesurer deux valeurs propres différentes (0 et 1). Supposons que le système de mesure ait deux états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ qui sont corrélés respectivement à 0 et à 1.

A priori, il peut y avoir deux taux d'erreur différents associés à chaque valeur propre, que l'on peut définir par :

$$\begin{aligned} |0\rangle &\longrightarrow \begin{cases} P(a) = 1 - \epsilon_0 \\ P(b) = \epsilon_0 \end{cases} \\ |1\rangle &\longrightarrow \begin{cases} P(a) = \epsilon_1 \\ P(b) = 1 - \epsilon_1 \end{cases} \end{aligned} \quad (4.1)$$

L'erreur caractérise les corrélations entre l'état du champ en entrée du dispositif et celui de l'atome de mesure à la sortie. Nous proposons de choisir $\epsilon_{\max} = \max(\epsilon_0, \epsilon_1)$ le plus grand taux d'erreur existant pour toutes les valeurs propres mesurables. Il est compris entre 0 et 1 et vaut 0 dans le cas idéal.

Le second paramètre que nous proposons d'utiliser est le taux d'absorption du champ par l'atome η .

4.1.1.b Comparaison de notre expérience avec le cas d'un atome absorbant

Nous pouvons donc caractériser l'efficacité d'une mesure sur un diagramme à deux coordonnées représentant les deux paramètres présentés dans le paragraphe précédent.

Il est intéressant de comparer nos données avec une expérience de référence. Dans le cas d'un champ de 0 ou 1 photon présent dans le résonateur, il est naturel de regarder ce qui se passe dans le cas d'un atome résonant avec la cavité et effectuant une oscillation de Rabi (voir annexe A). L'atome est initialement dans $|g\rangle$, on règle le temps d'interaction atome–champ de manière à avoir un angle de Rabi θ_R . On obtient donc l'évolution :

$$|g, 0\rangle \longrightarrow |g, 0\rangle \quad (4.2)$$

$$|g, 1\rangle \longrightarrow \cos \theta_R |g, 1\rangle - i \sin \theta_R |e, 0\rangle \quad (4.3)$$

On en déduit les paramètres :

$$\epsilon_{\max, \text{abs}} = \epsilon_{1, \text{abs}} = 1 - \sin^2 \theta_R \quad (4.4)$$

$$\eta_{\text{abs}} = \sin^2 \theta_R \quad (4.5)$$

Quel que soit l'angle de Rabi effectué, le point caractéristique de la mesure avec un atome absorbant se trouve sur la droite d'équation $\epsilon = 1 - \eta$. Cette droite sépare l'espace des paramètres en deux zones distinctes. La figure 4.1 représente cette droite ainsi que le point caractérisant nos expériences. Ce dernier se trouve clairement dans la zone QND, pour laquelle on acquiert une information sur le champ sans pour autant l'absorber. L'autre zone de l'espace des paramètres correspond au cas d'une mesure destructive du champ qui corréle en outre de manière inefficace l'état de l'atome de mesure à celui du champ.

Ces critères mettent en évidence les corrélations entre état du champ à l'entrée et états de l'atome (paramètre ϵ) et du champ (paramètre η) à la sortie. Si on veut calculer

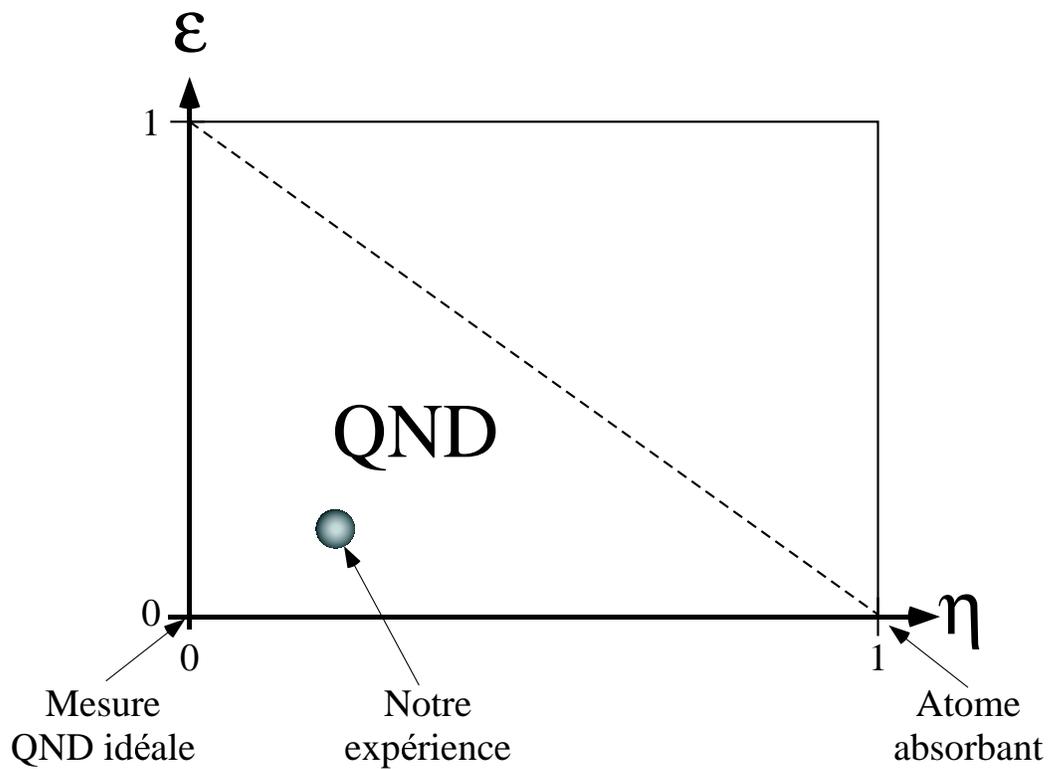


FIG. 4.1 – Diagramme absorption-taux d'erreur caractérisant nos expériences. Le cas d'un atome absorbant se trouve sur une droite qui délimite la zone où la mesure est non destructive (le cas idéal se trouvant à l'origine des axes). Le point correspondant à notre expérience est également représenté.

les corrélations entre l'état de l'atome et du champ en sortie, il nous faut appliquer la loi de Bayes comme nous l'avons fait dans la section 3.3. Le point correspondant à notre expérience est clairement dans la zone non-classique du diagramme.

4.1.2 Caractérisations des mesures QND dans le domaine optique

4.1.2.a Définition

L'utilisation en optique de faisceaux lasers pour lesquels il existe une référence quantique standard sur le bruit en intensité a permis de définir des critères d'évaluation des expériences [HCWL90, PRG94]. Plusieurs points sont en effet importants. Ils sont résumés sur la figure 4.2.

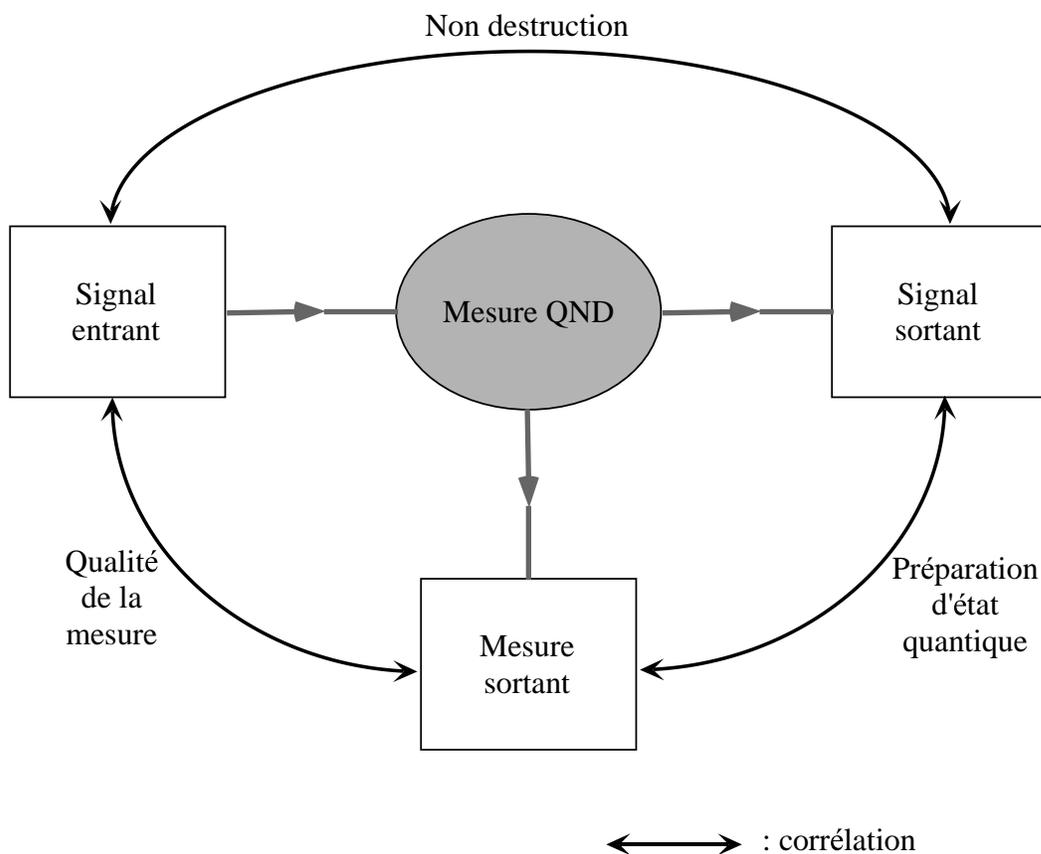


FIG. 4.2 – Une mesure non-destructive idéale doit permettre d'observer des corrélations entre le signal en entrée du dispositif, le signal en sortie et la mesure en sortie.

Nous utilisons les notations présentées dans la section 3.1. Notre processus doit correspondre avant tout à une mesure, susceptible de nous fournir une information. Les

faisceaux mesure et signal en sortie du dispositif doivent donc exhiber des corrélations quantiques. En conséquence, l'incertitude ΔX_s sur l'observable X_s doit diminuer si on mesure l'observable Y_m . Pour un état cohérent à l'entrée du dispositif, on peut prendre comme référence le bruit quantique standard. On s'attend donc à avoir :

$$\Delta X_{s|m} < 1 \quad (4.6)$$

où $\Delta X_{s|m}$ représente la variance sur l'observable X_s conditionnée à la mesure de l'observable Y_m .

La condition précédente se réfère aux corrélations entre signal et mesure en sortie du dispositif. La détection de l'un projette l'autre sur un état quantique précis. On parle dans ce cas de préparation d'état quantique. Il faut bien distinguer ce processus d'un véritable processus de mesure. La réalisation d'une impulsion de Rabi $\pi/2$ dans notre cavité, par exemple, corrèle l'état de l'atome et du champ dans la cavité [HMN⁺97] (voir équation A.16 page 153). Elle vérifie l'équation 4.6. Il en va de même pour la détection de faisceaux corrélés dans des dispositifs amplificateurs paramétriques, qui permet dans certains cas l'obtention d'états comprimés du champ [GF92]. Dans toutes ces situations, cependant, il n'y a aucune corrélation entre les états à l'entrée et à la sortie du dispositif. Ceci est parfaitement clair dans le cas de l'impulsion $\pi/2$ de Rabi, puisque l'état initial du système atome–champ est parfaitement déterminé et égal à $|e, 0\rangle$, alors qu'en sortie les fluctuations sur l'état atomique ou l'état du champ sont maximales (on a en effet par exemple $P_e = P_g = 0,5$ et $P_0 = P = 1 = 0,5$).

Pour que l'on puisse parler d'appareil de mesure, il faut pouvoir montrer l'existence de corrélations entre l'état de S à l'entrée et l'état de M en sortie. Celles-ci se manifestent dans le coefficient de corrélation C_m , défini par :

$$C_m^2 = \frac{|1/2(\langle \delta X_s^{\text{in}} \delta Y_m^{\text{out}} \rangle + \langle \delta Y_m^{\text{out}} \delta X_s^{\text{in}} \rangle)|^2}{\langle \delta X_s^{\text{in}^2} \rangle \langle \delta Y_m^{\text{out}^2} \rangle} \quad (4.7)$$

par construction $C_m \in [0, 1]$, les corrélations sont parfaites si $C_m = 1$.

Un tel type de corrélation parfaite pourrait être obtenu entre le courant de sortie d'un détecteur d'efficacité quantique $\eta = 1$ et l'intensité du champ à l'entrée de ce détecteur, ce qui est loin d'être une mesure QND. La caractérisation complète d'une mesure QND nécessite donc l'introduction d'un critère supplémentaire, qui renseigne sur la préservation du signal mesuré au cours du processus. On introduit à cette fin le coefficient de corrélation C_s :

$$C_s^2 = \frac{|1/2(\langle \delta X_s^{\text{in}} \delta X_s^{\text{out}} \rangle + \langle \delta X_s^{\text{out}} \delta X_s^{\text{in}} \rangle)|^2}{\langle \delta X_s^{\text{in}^2} \rangle \langle \delta X_s^{\text{out}^2} \rangle} \quad (4.8)$$

qui assure que l'observable X_s n'a pas été perturbée au cours du processus. Là encore, le cas idéal d'une mesure parfaitement non destructive est donnée par $C_s = 1$.

La variance conditionnelle $\Delta X_{s|m}$ peut facilement être mesurée expérimentalement. On peut, par exemple, placer des photodétecteurs de grande efficacité quantique sur

les faisceaux signal et mesure et soustraire leurs photocourants de manière à observer des fluctuations en intensité plus petites que le bruit quantique standard, prouvant ainsi que l'on peut corriger les fluctuations quantiques dans une bande spectrale. Les coefficients C_s et C_m en revanche imposeraient de mesurer en même temps les signaux à l'entrée et à la sortie du dispositif, ce qui est difficile du point de vue expérimental. Une manière de le faire serait de préparer en entrée du système de mesure un état propre de l'observable à mesurer. On réaliserait ainsi une sorte d'expérience de calibration du dispositif, tant pour l'état du signal de sortie que pour les erreurs sur le résultat du détecteur. Ceci est cependant impossible dans le cadre de grands champs.

Une autre façon de réaliser cette mesure, plus facile dans le cadre de faisceaux lasers, est de se donner un signal de référence en entrée et de mesurer la dégradation du signal sur bruit sur les deux voies de sortie (S et M) [PRG94]. On peut définir les coefficients de transfert T_s et T_m .

$$T_m = \frac{\text{RSB}_m^{\text{out}}}{\text{RSB}_s^{\text{in}}} = \left| \frac{\langle Y_m^{\text{out}}(\nu) \rangle^2}{\langle \Delta Y_m^{\text{out}}(\nu) \rangle^2} \right| \left| \frac{\langle \Delta X_s^{\text{in}}(\nu) \rangle^2}{\langle X_s^{\text{in}}(\nu) \rangle^2} \right| \quad (4.9)$$

$$T_s = \frac{\text{RSB}_s^{\text{out}}}{\text{RSB}_s^{\text{in}}} = \left| \frac{\langle X_s^{\text{out}}(\nu) \rangle^2}{\langle \Delta X_s^{\text{out}}(\nu) \rangle^2} \right| \left| \frac{\langle \Delta X_s^{\text{in}}(\nu) \rangle^2}{\langle X_s^{\text{in}}(\nu) \rangle^2} \right| \quad (4.10)$$

où $X_s(\nu)$ (resp. $Y_m(\nu)$) représente l'amplitude d'une petite modulation classique de la quadrature X_s (resp. Y_m) à la fréquence ν . Le rapport signal sur bruit est normalisé par rapport aux fluctuations quantiques des faisceaux à cette fréquence $\Delta X_s(\nu)$ (resp. $\Delta Y_m(\nu)$). Ces rapports signal sur bruit quantique peuvent être facilement mesurés à l'aide d'un analyseur de spectre.

On peut montrer que $T_s = C_s^2$ (resp. $T_m = C_m^2$) si les fluctuations sur les quadratures X et Y du signal à l'entrée ne sont pas corrélées. Ceci est le cas pour un état cohérent, mais peut être faux dans le cas d'un état comprimé.

La condition pour avoir une mesure QND peut être exprimée par l'inégalité :

$$T_s + T_m > 1 \quad (4.11)$$

dans le cas idéal $T_s + T_m = 2$. On a réalisé une "copie" du signal sans le perturber. On parle généralement de régime d'amplification sans bruit.

L'ensemble des deux conditions 4.6 et 4.11 peut être placé sur le diagramme à deux dimensions de la figure 4.3.

4.1.2.b Évaluation pour les expériences en optique

Nous nous plaçons dans le cadre des expériences présentées dans la section 3.1.3.a, où l'intensité du faisceau signal X_s est corrélé à la phase du faisceau de mesure Y_m dans un milieu Kerr non-linéaire. Il n'y a pas d'absorption du faisceau signal ce qui veut dire que l'on a $T_s = 1$.

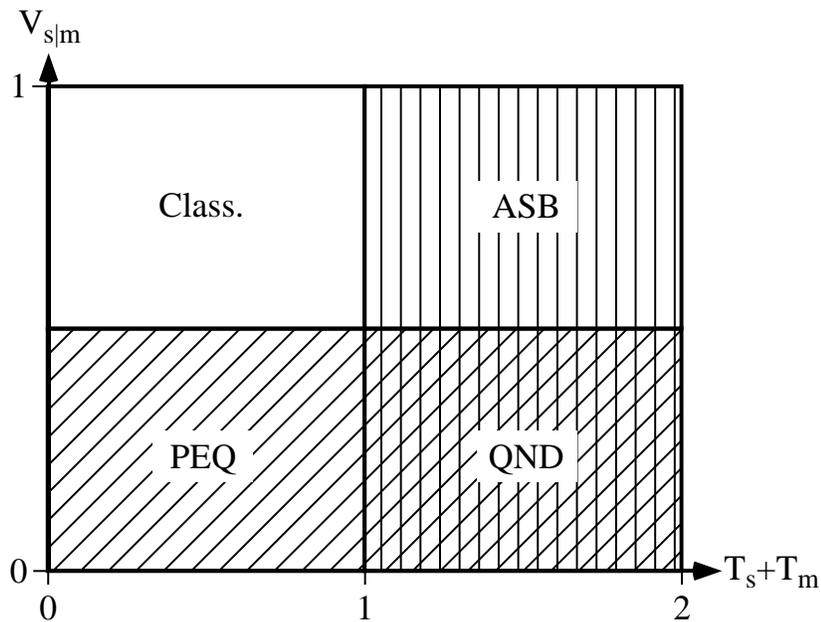


FIG. 4.3 – Diagramme à deux paramètres caractérisant les mesures QND optiques non-idéales. La condition $T_s + T_m > 1$ correspond à l'amplification sans bruit du signal (ASB). La condition $\Delta X_{s|m} < 1$ représente la préparation d'un état quantique en sortie si la mesure est réalisée (PEQ). Les expériences de mesure quantique non destructives (QND) correspondent à l'intersection de ces deux régions.

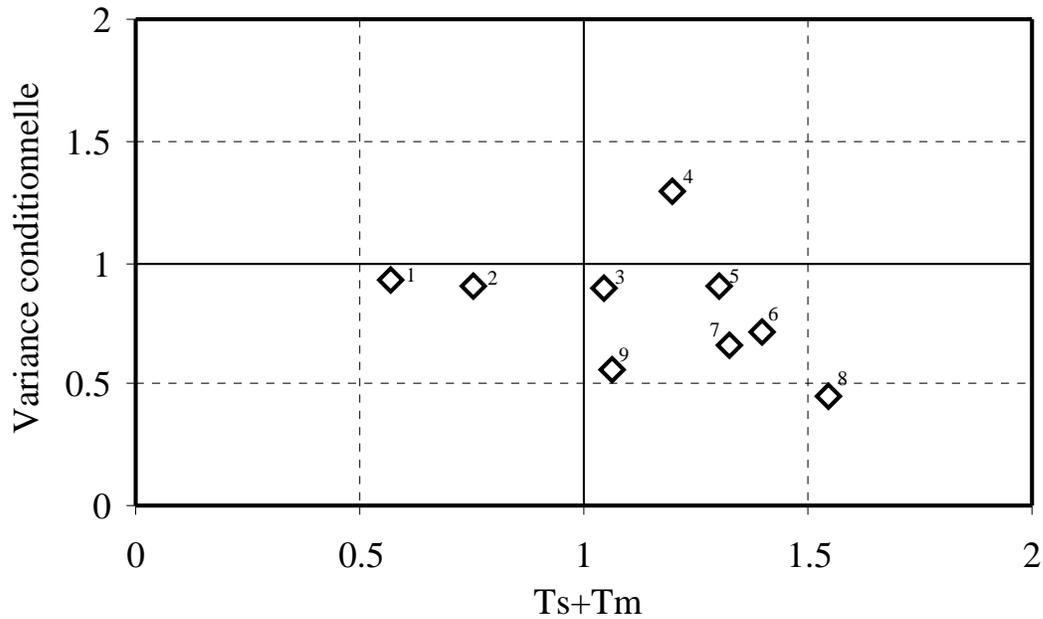
Les deux autres paramètres caractérisant la mesure peuvent être exprimés en fonction du paramètre de couplage g (voir équation 3.15) sous la forme :

$$\Delta X_{s|m} = \frac{1}{1+g^2} \quad (4.12)$$

$$T_m = 1 - \frac{1}{1+g^2} \quad (4.13)$$

On voit que l'on s'approche d'une mesure QND idéale si le couplage g tend vers l'infini.

La figure 4.4 représente les performances obtenues par les différentes expériences dans le domaine optique présentées dans ce mémoire.



- 1: Levenson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2473 (1986)
- 2: LaPorta et al., *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 28 (1989)
- 3: Roch et al., *Appl. Phys. B*, **55**, 291(1992)
- 4: Friberg et al., *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 3165 (1992)
- 5: Poizat et al., *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 271 (1993)
- 6: Pereira et al., *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 214 (1994)
- 7: Bencheik et al., *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3422 (1995)
- 8: Roch et al., *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 634 (1997)
- 9: Bruckmeier et al., *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1463 (1997)

FIG. 4.4 – Caractérisation de l'efficacité des différentes expériences de mesure QND dans le domaine optique présentées dans ce mémoire (source [GLP98]).

L'expérience la plus proche d'une mesure quantique idéale est présentée dans la

référence [RVG⁺97]. Les critères d'évaluation obtenus dans ces conditions ont été $V_{s|m}=0,45$, $T_S=0,90$ et $T_M=0,65$.

4.1.3 Les critères d'évaluation de l'optique et nos expériences

Le but de cette partie est de tenter de déterminer ce que valent les critères proposés pour le domaine optique dans le cas de nos expériences. Cette tentative est un peu artificielle car la différence de près de dix ordres de grandeurs sur les intensités mesurées rend les systèmes assez peu similaires. Il est cependant instructif de pouvoir comparer nos expériences avec celles qui les ont précédées.

Il est important également de préciser les ensembles statistiques sur lesquels nous travaillons. Étant donnée en effet la probabilité d'avoir un atome dans le paquet de mesure, ainsi que l'efficacité de détection des états de Rydberg circulaires, la proportion de séquences expérimentales pour lesquelles on a effectivement un système de mesure est très faible (0,2 typiquement). L'efficacité quantique de détection est en quelque sorte bornée par ce chiffre. Nous nous sommes limités en fait aux seuls cas où un atome est effectivement détecté (sauf mention du contraire).

4.1.3.a Les corrélations entre la mesure et l'état final du champ

Ces corrélations doivent mettre en évidence une diminution de la variance sur le signal conditionnée à l'existence de la mesure.

Calcul théorique

L'observable que nous mesurons lors de nos expériences est le nombre de photons $n = a^\dagger a$. Nous nous limitons au sous-espace $\{|0\rangle, |1\rangle\}$. On peut donc calculer la valeur moyenne et la variance de n :

$$\langle n \rangle = P_1 \quad (4.14)$$

$$\Delta n^2 = P_1(1 - P_1) \quad (4.15)$$

où $P_1 \in [0, 1]$ est la probabilité d'avoir 1 photon pour l'état du champ considéré. La variance de l'état mesuré varie donc avec P_1 , comme l'illustre le graphique $\Delta n(P_1)$ de la figure 4.5.

Nous ne disposons pas, comme dans le cas des états cohérents avec un grand nombre de photons, de référence quantique standard pour les fluctuations du signal d'entrée du dispositif de mesure. Nous proposons donc de rapporter la variance du champ conditionnée par la mesure, à celle du champ initial exprimée par l'équation 4.15. Il s'agit donc de comparer la variance conditionnelle à la détection de l'atome de mesure $\Delta n_{|m}$ à Δn . Nous parlerons de variance conditionnelle relative.

À la fréquence ν_0 , l'utilisation des loi de Bayes (équation 3.23) permet de calculer la variance de l'état si l'atome est détecté dans $|g\rangle$ (resp. dans $|i\rangle$).

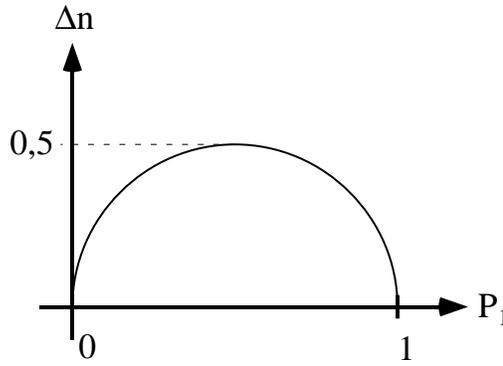


FIG. 4.5 – Variance du nombre de photon en fonction de la probabilité d'avoir 1 photon.

$$\Delta n_{|g}^2 = P_{1|g}(1 - P_{1|g}) = \Delta n^2 \frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{P_g^2} \quad (4.16)$$

$$\Delta n_{|i}^2 = P_{1|i}(1 - P_{1|i}) = \Delta n^2 \frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{P_i^2} \quad (4.17)$$

où P_g (resp. P_i) représente la probabilité de trouver l'atome de mesure dans $|g\rangle$ (resp. $|i\rangle$) en présence du champ considéré.

La variance si une mesure est effectuée est donc :

$$\Delta n_{|m}^2 = \Delta n_{|g}^2 P_g + \Delta n_{|i}^2 P_i = \Delta n^2 \cdot \frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{P_g P_i} \quad (4.18)$$

Les quantités P_g et P_i dépendent elles-mêmes de l'état initial suivant la relation :

$$P_g = P_0 P_{g|0} + P_1 P_{g|1} = P_0 \epsilon + P_1 (1 - \epsilon) \quad (4.19)$$

$$P_i = P_0 P_{i|0} + P_1 P_{i|1} = P_0 (1 - \epsilon) + P_1 \epsilon \quad (4.20)$$

On en tire :

$$P_g P_i = \epsilon(1 - \epsilon) + \Delta n^2 (1 - 2\epsilon)^2 \quad (4.21)$$

La quantité $P_g P_i$ représente la variance de la détection de l'atome de mesure. Si $\epsilon = 0$, on a $P_g P_i = \Delta n^2$. Ce résultat est compréhensible : l'atome se corrèle parfaitement au champ en entrée. La mesure de son état en sortie du dispositif recopie en conséquence parfaitement les fluctuations du champ en entrée. Au contraire si $\epsilon = 0,5$ (cas d'une détection ambiguë), on a $P_g P_i = 0,25$. L'atome n'acquière aucune information sur le champ et les fluctuations sur la mesure de son état sont même maximales. En utilisant les équations 4.18 et 4.21 on obtient :

$$\frac{\Delta n_{|m}^2}{\Delta n^2} = \frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{\epsilon(1 - \epsilon) + \Delta n^2 (1 - 2\epsilon)^2} \quad (4.22)$$

Il nous faut constater qu'au contraire du cas des mesures non-destructives sur des grands nombres de photons, la variance conditionnelle relative dépend toujours de l'état initial du champ. La figure 4.6 représente sa valeur en fonction du taux d'erreur ϵ et de la probabilité P_1 d'avoir 1 photon initialement.

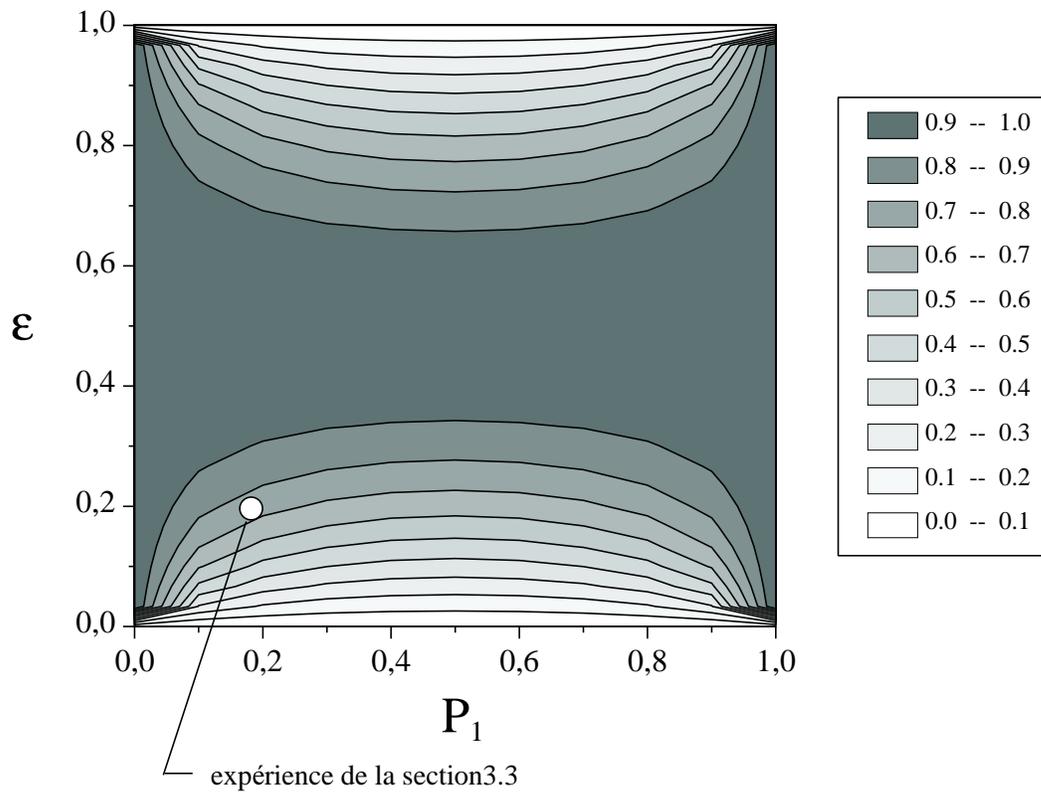


FIG. 4.6 – Variance conditionnelle relative en fonction de la probabilité d'avoir 1 photon et du taux d'erreur.

On constate que la variance conditionnelle relative est toujours inférieure ou égale à 1, ce qui veut dire qu'il y a effectivement des corrélations entre l'état de l'atome de mesure et l'état du champ après leur couplage. Elle est égale à 1 si $\epsilon = 0,5$ (détection ambiguë). Elle vaut également 1 si $P_1 = 0$ ou $P_1 = 1$. Cette situation correspond à un champ initial déjà dans un état pur, auquel cas on ne peut réduire sa variance qui est déjà nulle. Cette situation est inédite par rapport au cas des grands nombres quantiques.

Il est également aisé de voir que, si ϵ tend vers 0, la variance conditionnelle relative s'annule. Il s'agit du cas d'une préparation d'état quantique idéale. Nous pouvons également remarquer que, plus le champ initial est proche du cas pur, plus la contrainte sur le taux d'erreur (par exemple pour obtenir une diminution de moitié des fluctuations) est stricte.

Il est donc clair, à la vue de ces résultats, que la discussion en termes de variance

conditionnée n'est pas adaptée à nos expériences, pour lesquelles la variance de l'état initial dépend trop de cet état.

Résultats expérimentaux

Nous souhaitons cependant évaluer de manière expérimentale cette variance conditionnelle. Il nous faut pour cela revenir aux résultats de la section 3.3.

Nous utilisons également à cette fin la relation liant la variance conditionnelle et le coefficient de corrélation C (voir par exemple [PRG94]) : $\Delta n_m^2 = \Delta n_{\text{out}}^2 (1 - C^2)$. Dans notre cas, C est défini par :

$$C^2 = \frac{|\langle (a^\dagger a - P_1)(|g\rangle\langle g| - P_g) \rangle|^2}{\langle (a^\dagger a - P_1)^2 \rangle \langle (|g\rangle\langle g| - P_g)^2 \rangle} \quad (4.23)$$

Du point de vue expérimental, l'information sur l'état du champ à l'issue de l'interaction avec l'atome de mesure est obtenue en envoyant un second atome, capable d'absorber le photon s'il existe. On fait l'approximation d'un atome absorbant parfait, ce qui revient à identifier $|1\rangle$ (resp. $|0\rangle$) avec $|e_2\rangle$ (resp. $|g_2\rangle$). Nous négligeons également la relaxation vers l'équilibre thermique entre les deux atomes. On peut donc en déduire une valeur approchée du numérateur de l'équation 4.23 :

$$\begin{aligned} |\langle (a^\dagger a - P_1)(|g\rangle\langle g| - P_g) \rangle|^2 \simeq & [P_{g_1 e_2}(1 - P_{g_1})(1 - P_{e_2}) - P_{g_1 g_2}(1 - P_{g_1})P_{e_2} \\ & - P_{i_1 e_2}P_{g_1}(1 - P_{e_2}) + P_{i_1 g_2}P_{g_1}P_{e_2}]^2 \end{aligned} \quad (4.24)$$

où $P_{g_1 e_2}$ représente par exemple la probabilité de détecter le premier atome dans $|g\rangle$ et le second atome dans $|e\rangle$, alors que P_{g_1} représente la probabilité de détecter le premier atome dans $|g\rangle$ en traçant sur la détection du deuxième atome. Toutes ces données sont mesurables expérimentalement. Il en va de même pour les variances exprimées au dénominateur de l'équation 4.23.

La figure 4.7 représente la variance conditionnelle relative, calculée à partir des données de la figure 3.17.

On constate bien que la variance conditionnelle relative varie périodiquement avec une période moitié de celle de l'interféromètre de Ramsey. Elle est égale à 1 lorsque l'on se trouve dans une situation de détection ambiguë et est minimale à la fréquence ν_0 ainsi qu'à la fréquence ν_1 pour laquelle on retrouve les corrélations inverses de celles présentes en ν_0 . La valeur minimale trouvée dans ce cas vaut 0,92(02). Il faut insister sur le fait que cette valeur est calculée à partir des données brutes de mesure des états des deux atomes. Elle inclut en conséquence toutes les causes d'imperfections, en particulier la mauvaise absorption par l'atome de confirmation et la relaxation du champ. Nous devons plutôt considérer la valeur de 0,92 comme un majorant du véritable résultat, obtenu si on déconvoluait les effets des imperfections ne concernant pas le processus de mesure. Si on se rapporte au graphique de la figure 4.6, la variance conditionnelle relative vaut 0,78 pour le champ thermique utilisé au cours des expériences présentées en 3.3.

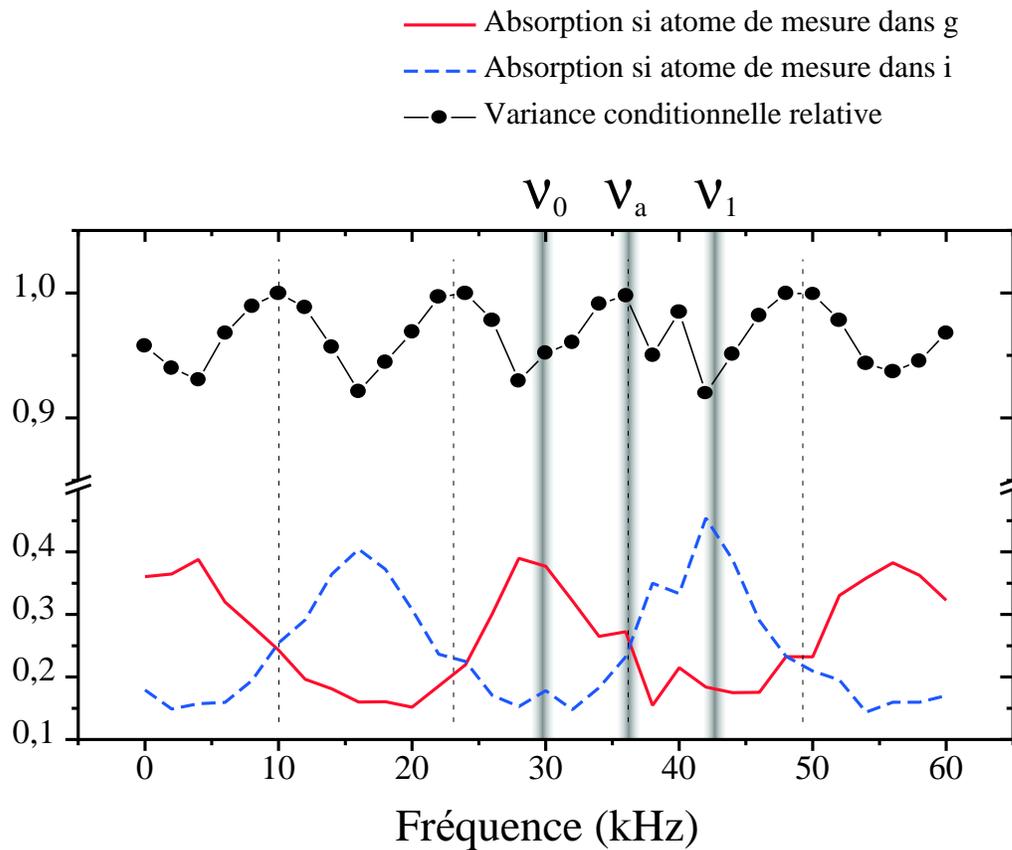


FIG. 4.7 – Variance conditionnelle relative en fonction de la fréquence de l'interféromètre de Ramsey dans les conditions de l'expérience présentée section 3.3. Les données de la figure 3.17 sont également représentées par les lignes continues.

4.1.3.b Les corrélations entre l'état en entrée du champ et l'état de l'atome

Ces corrélations sont mises en évidence dans les expériences de la section 3.2. Une grande partie de la discussion des résultats a été faite dans le chapitre précédent. Les simulations numériques que nous avons conduites ont pu séparer les erreurs de préparation du champ dans la cavité des erreurs de mesure. Les conclusions en ont été que si nous pouvions préparer un état propre du champ ($|0\rangle$ ou $|1\rangle$), le taux d'erreur de l'atome serait alors $\epsilon = 0,18$. On en déduit la valeur du coefficient de corrélation :

$$C_m^2 = (1 - 2\epsilon)^2 = 0,41 \quad (4.25)$$

4.1.3.c Les corrélations entre l'état initial et final du champ

Ces corrélations prouvent que l'état initial est bien conservé au cours du processus de mesure. Ce dernier peut en effet être perturbé pour deux raisons :

- il peut être absorbé au cours de l'expérience,
- en prenant le rôle de l'avocat du diable, on peut imaginer que les fluctuations de phase introduites lors de la mesure puissent avoir une action en retour sur le nombre de photons.

Puisque l'on peut négliger la deuxième cause on a alors une expression approchée du coefficient de corrélation :

$$C_s^2 = 1 - \eta = 0,78 \quad (4.26)$$

où η représente la probabilité d'absorption du champ, que nous avons mesurée égale à 0,22. Remarquons que, s'il y a absorption, l'atome de mesure passe dans l'état $|e\rangle$. Cela veut donc dire que si on détecte l'atome de mesure dans $|g\rangle$ ou dans $|i\rangle$, alors on sait que le champ n'a pas été absorbé.

L'équation 4.26 est valable si nous prouvons que, lors d'une détection de l'atome de mesure dans $|g\rangle$ ou $|i\rangle$, le champ qui n'a pas été absorbé n'a pas non plus été modifié par le processus de mesure. Ce résultat est prouvé par les données de l'expérience à trois atomes présentée dans la section 3.4.

4.1.3.d Conclusion

À la vue des résultats des expériences précédentes nous pouvons dire que l'on a $V_{s|m} = 0,78(-0; +14)$, et $T_s + T_m = C_s^2 + C_m^2 = 1,19(8)$. Ces performances sont raisonnables quand on les compare avec celles déjà obtenues dans le cas des grands nombres de photons (voir figure 4.8).

Les calculs réalisés dans cette partie avaient pour but de pouvoir mettre un point sur le diagramme de la figure 4.8. Ils sont donc le résultat d'approximations qui ne sont pas tout à fait satisfaisantes pour pouvoir faire une comparaison rigoureuse. Le critère sur la variance conditionnelle relative est en particulier très peu adapté à nos expériences.

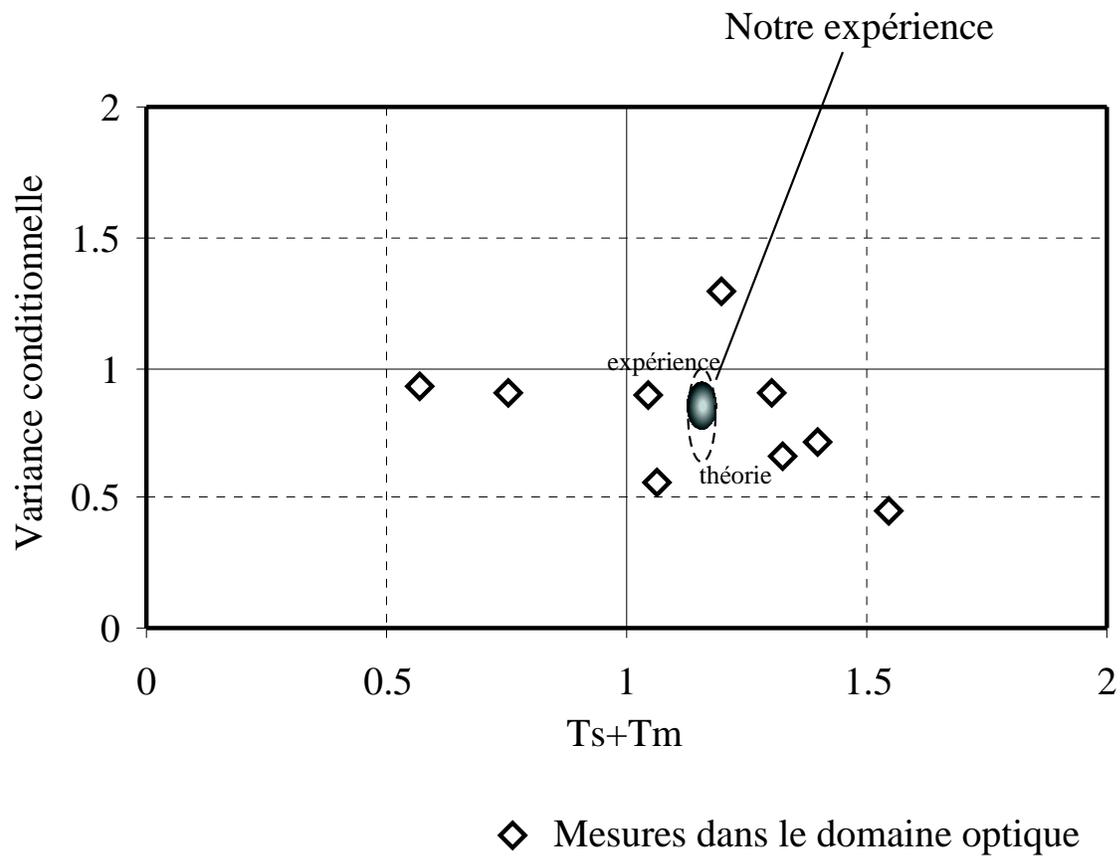


FIG. 4.8 – Comparaison de notre expérience avec les mesures précédemment faites dans le domaine optique sur le diagramme de la figure 4.4.

4.2 Reconstruction de la distribution de Wigner d'un champ inconnu

Les expériences présentées dans ce mémoire permettent en principe de détecter sans l'absorber un photon en une seule expérience. Nous devons cependant remarquer que les résultats que nous avons présentés dans le chapitre précédent correspondent à des moyennes sur un grand nombre de réalisations expérimentales. On en déduit en fait une information d'ordre statistique sur l'état du champ (suffisante pour évaluer les performances du processus de mesure).

Nos expériences s'inscrivent en ce sens dans le cadre plus général de la caractérisation d'un état quelconque en optique quantique. Il est clair dans ce cadre que la détermination de l'opérateur densité ρ du champ suffit pour obtenir toute l'information sur ce système. On ne peut pas cependant déterminer cet opérateur avec une seule expérience. Dans notre cas par exemple, nous pouvons obtenir une mesure du nombre de photon (lié aux éléments de la diagonale de ρ exprimé dans la base des états de Fock) mais nous perturbons de manière irrémédiable les éléments non-diagonaux à cause de l'incertitude introduite sur la phase de champ par le processus de mesure.

Il est cependant reconnu que, si l'on peut préparer un grand nombre de fois le même système, on peut alors réaliser un ensemble d'expériences qui permet de déterminer la globalité de l'opérateur densité. Ceci a ouvert la voie aux expériences de tomographie, ou encore de reconstruction, de l'état d'un système quantique tant dans le domaine optique [SBRF93, BMP⁺95] que pour d'autres systèmes [ACvdB⁺90, DWM90, LMK⁺96].

4.2.1 Définition de la distribution de quasi-probabilité de Wigner

On substitue souvent à l'opérateur densité ρ une représentation de l'état dans l'espace des phases (le plan de Fresnel classique dans le cas de l'optique quantique, voir figure 3.2 page 83). Une représentation est une fonction réelles sur l'espace des phase. Elle est liée à l'opérateur densité de telle sorte que l'on dispose de toute l'information sur le système si on connaît la valeur qu'elle prend sur l'ensemble de l'espace des phases. La représentation offre en outre une image de l'état du champ plus accessible à notre compréhension. Elle permet en effet de calculer les valeurs moyennes de certains opérateurs comme une simple moyenne pondérée par la représentation. On parle ainsi de *distribution de quasi-probabilité*. Un exemple de telle distribution est donné par la représentation P , définie par [CTDRG88a, page 197] :

$$\rho = \int \int d^2\alpha P(\alpha, \alpha^*) |\alpha\rangle \langle \alpha| \quad (4.27)$$

où $|\alpha\rangle$ est un état cohérent (voir page 83). Une telle représentation permet de calculer la moyenne de tout opérateur mis dans l'ordre normal $(a^\dagger)^m a^l$ sous la forme :

$$\langle (a^\dagger)^m a^l \rangle = \int \int d^2\alpha P(\alpha, \alpha^*) (\alpha^*)^m \alpha^l \quad (4.28)$$

La non-commutation des opérateurs a et a^\dagger empêche cependant de calculer les valeurs moyennes de n'importe quel opérateur en utilisant P comme une simple distribution de probabilité. Elle peut en particulier prendre des valeurs négatives, voire singulières.

La fonction de Wigner [Wig32] fut une des premières représentations introduites. On peut montrer qu'elle agit comme une distribution de probabilité pour le calcul des valeurs moyennes d'opérateurs dans l'ordre symétrique [HOSW84], de la forme $[(a^\dagger)^m a^l + a^l (a^\dagger)^m]/2$. Cette représentation est beaucoup plus régulière que P . On constate qu'elle est positive dans le cas d'états cohérents. On considère souvent qu'une valeur négative de W est une manifestation du caractère non-classique d'un champ électromagnétique.

La valeur de cette représentation au point α peut être écrite [CG69] :

$$W(\alpha) = 2\text{Tr}[\rho D(\alpha) e^{i\pi a^\dagger a} D^{-1}(\alpha)], \quad (4.29)$$

où $D(\alpha) = \exp(\alpha a^\dagger - \alpha^* a)$ est l'opérateur déplacement. Il transforme l'état vide $|0\rangle$ en l'état cohérent $|\alpha\rangle$. L'opérateur $\Pi = \exp(i\pi a^\dagger a)$, pour sa part, est couramment appelé opérateur parité. Il prend en effet la valeur $+1$ dans le cas des états de Fock pairs et -1 pour les états de Fock impairs.

On déduit de 4.29 $W(\alpha) = 2\langle D^{-1}(-\alpha)\Pi D(-\alpha) \rangle$. La valeur de la représentation de Wigner au point α est le double de la valeur moyenne de l'opérateur parité pour le champ déplacé de $-\alpha$. $W(\alpha)$ varie donc entre -2 et 2 .

La figure 4.9 montre les représentations de Wigner associées au vide $|0\rangle$ et à l'état de Fock $|1\rangle$ dans la cavité.

4.2.2 Mesure QND et valeur de $W(0)$

De l'équation 4.29 on peut directement déduire :

$$\begin{aligned} W(0) &= 2\text{Tr}[\rho\Pi] = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n P_n \\ &\simeq 2(P_0 - P_1), \text{ si } P_0 + P_1 \simeq 1 \end{aligned} \quad (4.30)$$

où P_n représente la probabilité d'avoir n photons dans le mode.

À la fréquence ν_0 la mesure QND nous renseigne sur les probabilités d'avoir 0 ou 1 photon dans le mode. Plus précisément on peut écrire $P_0 = P_i$ et $P_1 = P_g$. Les résultats de la mesure QND permettent directement de calculer la valeur de la distribution de Wigner à l'origine de l'espace des phases selon l'équation :

$$W(0) \simeq 2(P_i - P_g), \text{ à la fréquence } \nu_0 \quad (4.31)$$

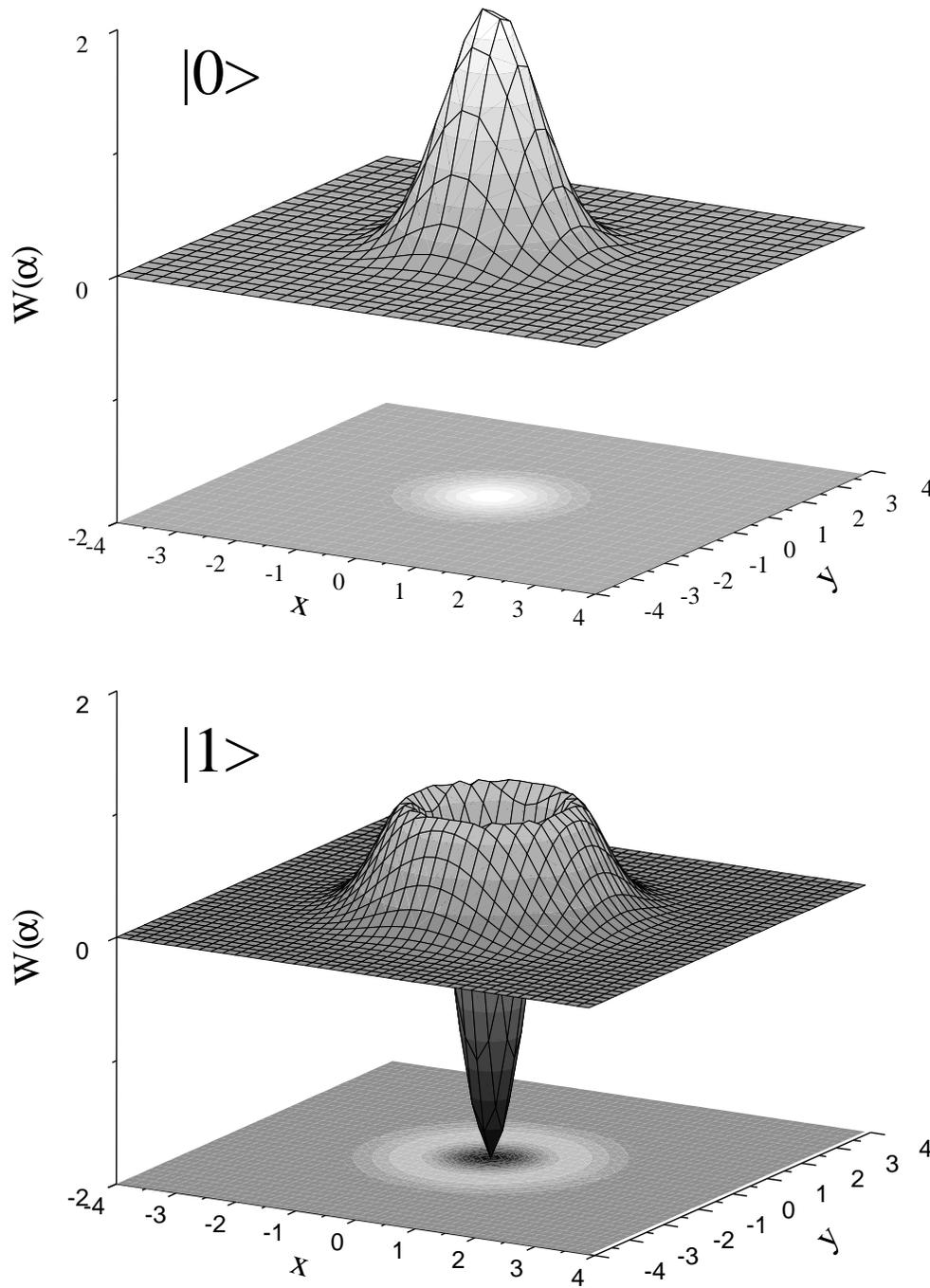


FIG. 4.9 – Distribution de Wigner pour le vide et pour l'état de Fock $|1\rangle$.

L'inversion des franges de Ramsey entre le cas du vide et celui de l'état $|1\rangle$, mis en évidence dans les expériences de la section 3.2, correspond en terme de représentation de Wigner au changement de la valeur de $W(0)$ de $+2$ à -2 entre ces deux états (voir la figure 4.9). On peut encore améliorer le contraste des résultats en considérant les données de l'expérience à 3 atomes présentées dans le tableau 3.4. La valeur expérimentale de $W(0)$ que l'on calcule est alors :

Coïncidence	État	$W(0) = 2(P_{i_2} - P_{g_2})$	$W(0)_{\text{corr.}}$
$e_1 g_3$	$ 0\rangle$	1,12(8)	1,75(13)
$g_1 e_3$	$ 1\rangle$	-1,32(12)	-2,06(19)

TAB. 4.1 – Valeur de la distribution de Wigner à l'origine, dans le cas du vide $|0\rangle$, et de l'état de Fock à un photon $|1\rangle$. On utilise les données du tableau 3.4. Les valeurs de la colonne $W(0)_{\text{corr.}}$ sont obtenues en corrigeant les données brutes du taux d'erreur $\epsilon = 0,18$.

Nous mesurons donc, pour la première fois dans le cas d'un champ électromagnétique, une valeur négative de la fonction de Wigner. Il est à noter qu'une telle valeur négative a déjà été observée dans le cadre du mouvement de vibration d'un ion piégé [LMK⁺96].

4.2.3 Mesure de $W(\alpha)$ en tout point de l'espace des phases

La méthode présentée dans la section précédente ne peut s'appliquer que dans les cas limités de champs pour lesquels on peut négliger la probabilité d'avoir plus de 1 photon. Elle est suffisante pour mesurer une grande différence entre $|0\rangle$ et $|1\rangle$ parce que l'origine de l'espace des phases est l'endroit où ces deux états sont les plus différents. Elle ne permet pas cependant de mesurer $W(\alpha)$ pour n'importe quel point α . Cette mesure suppose en effet d'appliquer l'opérateur $D(-\alpha)$ sur le champ qui très rapidement peuple les états de Fock $|n\rangle$, avec $n > 1$.

Pour dépasser ce problème il nous faut proposer une méthode capable de mesurer l'opérateur parité Π pour n'importe quel nombre de photons.

4.2.3.a Principe de l'expérience

Nous revenons pour cela à la proposition originale faite par notre groupe pour mesurer le nombre de photons dans de petits champs électromagnétiques [BHL⁺90, BHR⁺92] (voir figure 3.8). Les fréquences du résonateur et de l'atome sont désaccordées d'une valeur δ . Il n'y a donc pas d'absorption ou d'émission de photon par l'atome au sein de la cavité, quel que soit le nombre de photon initial dans le mode. En revanche, la fréquence de la transition atomique $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ est modifiée à cause du couplage dispersif avec le champ [CTDRG88b, page 389]. Ce changement peut être mesuré par

l'interféromètre de Ramsey. Dans la limite de désaccords suffisamment grands, l'équation 3.16 montre que le déphasage des franges de Ramsey est proportionnel au nombre de photons dans la cavité. Le coefficient de proportionnalité dépend de la fréquence de Rabi dans le vide, du désaccord et de la vitesse atomique (qui change le temps effectif d'interaction) selon la relation :

$$\Delta\Phi = n \cdot \frac{\Omega_0^2}{2\sqrt{2}\delta} \frac{\sqrt{\pi}w_0}{v} \quad (4.32)$$

On peut calculer que, pour une vitesse atomique de 200 m/s et un désaccord $\delta/2\pi = 80$ kHz, on obtient un déphasage de 180° par photon. On se retrouve alors dans la situation de l'expérience QND décrite dans le chapitre 3. Si on règle l'interféromètre de Ramsey sur une frange brillante on a alors :

$$\begin{aligned} n \text{ pair} &\longrightarrow |e\rangle \\ n \text{ impair} &\longrightarrow |g\rangle \end{aligned} \quad (4.33)$$

On a donc immédiatement $\langle\Pi\rangle = P_e - P_g$. Cette propriété est à l'origine de la proposition de Lutterbach et Davidovich, pour mesurer directement la valeur de la distribution de Wigner au point α [LD97] :

- on déplace le champ de la quantité $-\alpha$,
- on envoie un atome qui effectue la mesure de parité sur le champ déplacé. Cette mesure n'est pas restreinte, comme dans le cas des expériences du chapitre 3, au sous-espace $\{|0\rangle, |1\rangle\}$.

Cette méthode se distingue des précédentes méthodes de détermination de $W(\alpha)$ qui nécessitaient un ensemble de mesures pour obtenir W en un point de l'espace des phases. Les méthodes dites de tomographie [SBRF93, BMP⁺95] utilisent en effet un ensemble de données recueillies après avoir observé le battement entre le champ à analyser et un oscillateur local. Il faut ensuite appliquer un algorithme qui transforme les résultats afin de trouver la valeur de la distribution dans l'ensemble de l'espace des phases. Il est donc nécessaire d'avoir toutes les données expérimentales pour pouvoir reconstruire toute la représentation de Wigner dans l'espace. La référence [LMK⁺96], dans le cadre du mouvement de vibration d'un ion, permet pour sa part de mesurer la valeur de $W(\alpha)$ en des points bien précis et sélectionnables. On peut en conséquence choisir de mesurer W dans des régions de l'espace des phases où elle prend des valeurs caractéristiques de l'état (au voisinage de l'origine par exemple pour le vide ou $|1\rangle$). Il est cependant nécessaire de varier le temps d'évolution du système (une fois déplacé) afin de mesurer précisément les différentes probabilités d'avoir n quanta de vibration dans le piège ionique.

Dans toutes les expériences évoquées dans le paragraphe précédent, il faut opérer une transformation des données expérimentales, susceptible d'amplifier les erreurs statistiques ou systématiques [PTVF95]. Nous proposons, dans notre cas, une méthode de mesure directe de $W(\alpha)$ avec un procédé interférométrique.

4.2.3.b Vers une réalisation expérimentale

L'application de l'opérateur déplacement

Elle peut être facilement réalisée en couplant la cavité avec une source extérieure micro-onde classique [CTDRG88a, page 219]. Nous avons déjà vérifié, dans le cadre de la thèse de Abdelhamid Maali [Maa96], que cette opération transforme bien le vide $|0\rangle$ en un état dont la distribution en nombre de photons P_n reproduit celle d'un état cohérent $|\alpha\rangle$ [BSKM⁺96]. On peut régler $|\alpha|$ en jouant sur l'atténuation de la source micro-onde ou bien sur la durée du couplage avec le résonateur supraconducteur. Dans ce dernier cas, nous avons vérifié lors de la thèse de Jochen Dreyer [Dre97], que l'amplitude de α croît proportionnellement à la racine carrée du temps d'injection.

Si la durée du couplage t_{coupl} est courte, la puissance injectée sera constante quelque soit la fréquence de la source, dans une plage de largeur environ $1/t_{\text{coupl}}$ autour de la fréquence de la cavité.

Il nous est également possible d'ajuster la phase de α . Supposons à cette fin que l'on prépare à l'instant $t = 0$ un champ dans la cavité, que l'on souhaite analyser. Le champ électrique qui lui est associé oscille à la fréquence ω_{cav} . La fréquence de la source est pour sa part égale à ω_S . La phase relative entre les deux champs électriques évolue donc suivant l'équation :

$$\delta\phi = (\omega_S - \omega_{\text{cav}}) \cdot t \quad (4.34)$$

Cette phase correspond à l'argument de α . On peut donc varier ce dernier en changeant le désaccord entre la fréquence de la source et celle de la cavité. Nous avons réalisé, dans le cadre de la thèse de Arno Rauschenbeutel, des expériences qui mettent en évidence notre contrôle de cette phase [RNO⁺99].

La mesure interférométrique de l'opérateur parité

Il n'est pas difficile, d'un point de vue expérimental, de préparer des paquets d'atomes sélectionnés en vitesse à 200 m/s. Le réglage du désaccord $\delta/2\pi = 80$ kHz est également très aisé, à l'aide du champ électrique \mathbf{F} ou de la tension sur les céramiques piézoélectriques. Il est nécessaire, en revanche, de faire l'expérience des franges de Ramsey sur la transition $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$, sinon le déphasage par photon est réduit d'un facteur 2. Or cette dernière transition est quasi-résonante avec le mode de la cavité et nous risquons de coupler le champ classique Ramsey avec celui dans la cavité (voir page 62). Nous envisageons donc de régler l'expérience d'interférence en utilisant 2 transitions atomiques $|e\rangle \rightarrow |i\rangle \rightarrow |g\rangle$, la transition $|e\rangle \rightarrow |i\rangle$ étant à deux photons. Chaque transition a lieu dans un ventre distinct de la micro-onde de Ramsey. Un atome, initialement dans $|e\rangle$, est d'abord soumis à une impulsion $\pi/2$ sur la transition $e \rightarrow i$. On crée donc une cohérence entre ces deux niveaux. On réalise ensuite une impulsion π sur la transition $i \rightarrow g$ qui transfère l'état $|i\rangle$ vers l'état $|g\rangle$. On obtient donc avant la cavité un atome dans une superposition des états $|e\rangle$ et $|g\rangle$. On opère de manière symétrique après la cavité pour analyser cette superposition cohérente. La figure 4.10 résume cette expérience que nous espérons pouvoir réaliser prochainement.

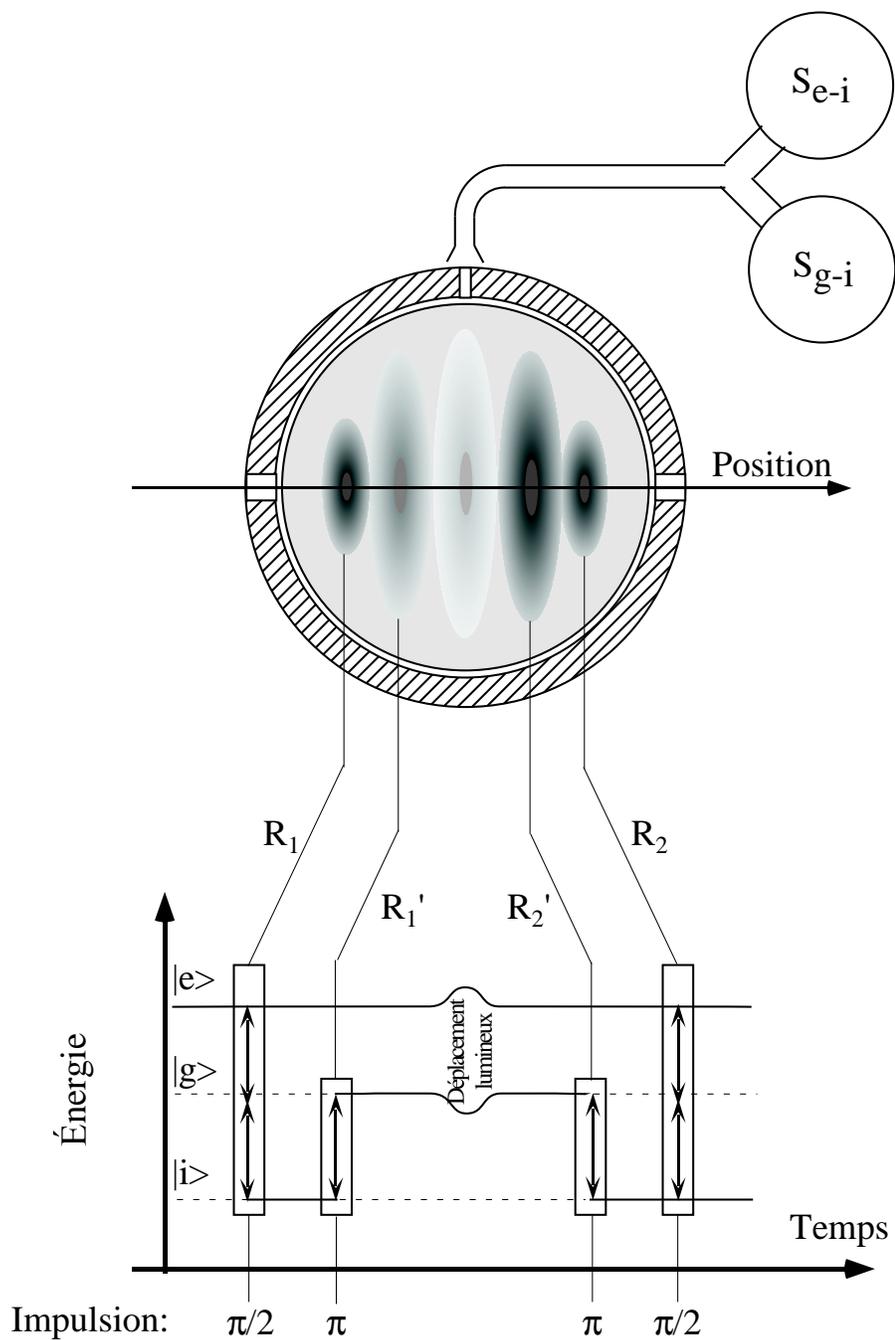


FIG. 4.10 – *Expérience de franges de Ramsey réalisables avec notre dispositif expérimental. Elle implique 6 photons micro-onde et permet d’avoir une superposition linéaire des états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ lorsque l’atome traverse le mode de la cavité. Cette condition est nécessaire pour observer un déphasage de 180° des franges de Ramsey dû au déplacement lumineux dans le mode du résonateur.*

4.2.4 Vers une mesure non destructive d'un plus grand nombre de photons

Sans déplacement du champ, la mesure de l'état de l'atome sonde (dans le cadre de l'équation 4.33) nous renseigne en une seule expérience sur la valeur de l'observable parité. En conséquence, la détection de l'atome dans $|e\rangle$ par exemple, projette le champ sur le sous-espace des états pairs (voir figure 4.11). Tout atome effectuant la même séquence expérimentale ultérieurement, donnera le même résultat puisque l'opérateur parité commute avec le Hamiltonien du champ. Nous pouvons en quelque sorte effectuer la mesure non-destructive de l'opérateur parité du champ.

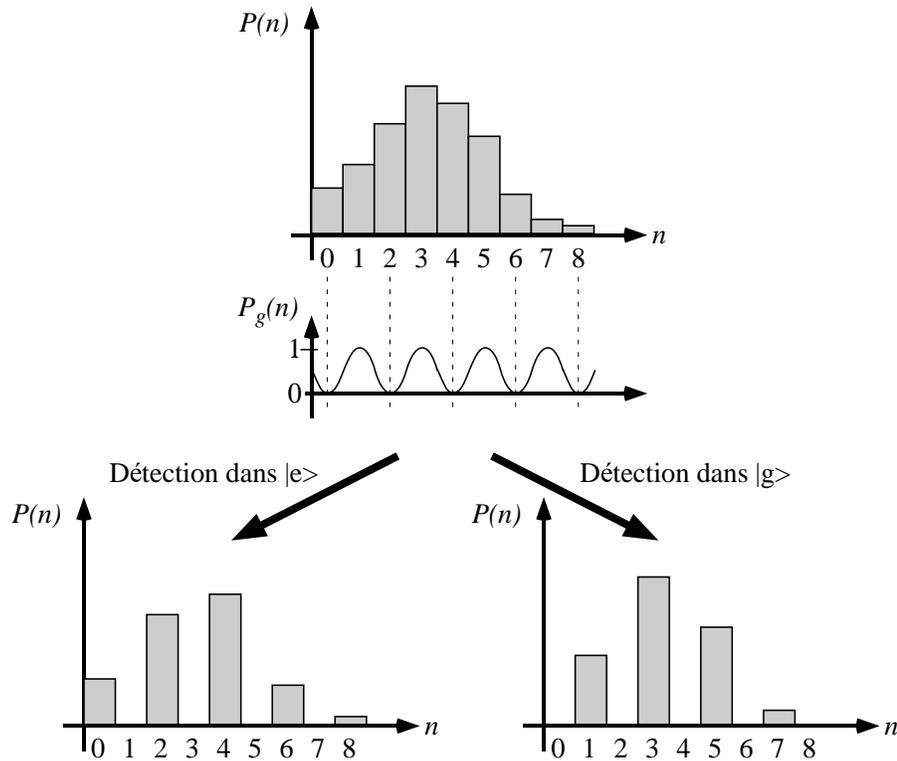


FIG. 4.11 – *Mesure de l'opérateur parité pour le champ non déplacé. On représente ici la probabilité d'avoir n photons dans le champ en fonction de n avant la mesure et après détection de l'atome.*

L'atome n'est détecté que dans deux états possibles. Il ne peut nous fournir, en terme de quantité d'information, qu'un seul bit. En ce sens, l'expérience présentée dans le paragraphe précédent est la meilleure que l'on puisse réaliser pour extraire une information sur le champ avec un seul atome. Elle permet en effet de distinguer entre les deux seules valeurs propres possibles d'un opérateur du champ. Elle ne permet cependant pas de mesurer sans destruction l'opérateur nombre de photons. Le spectre de cette observable n est en principe infini dénombrable (en pratique le nombre de

valeur propres possibles est fini, mais plus grand que deux) et ne peut donc pas être mis en relation univoque avec un système à deux niveaux.

Pour s'affranchir de cette limite, nous avons proposé d'envoyer un grand nombre d'atomes et de changer le couplage atome-champ afin de mesurer un ensemble complet d'observables qui commutent avec le Hamiltonien. Par recoupement des informations sur chaque atome nous pouvons obtenir le nombre de photons dans le mode [BHL⁺90, BHR⁺92]. Un simple calcul permet de voir que pour mesurer n photons, il faut au minimum $\log_2(n)$ atomes. Afin de rendre ce point plus clair, imaginons qu'à la suite de la détection d'un atome effectuant une mesure non destructive de la parité, nous sachions que le champ est pair (0, 2, 4... photons). Nous pouvons envoyer un second atome dans l'interféromètre à la même vitesse et doubler le désaccord en fréquence δ . Le déphasage des franges de Ramsey par photon est alors deux fois moindre, il vaut $0[2\pi]$ pour $n = 0, 4, 8...$ et $\pi[2\pi]$ pour $n = 2, 6, 10...$ La détection de l'atome dans $|e\rangle$ ou dans $|g\rangle$ permet alors de distinguer entre ces deux sous-espaces. On a divisé encore par deux le nombre d'états de Fock possibles. On peut évidemment faire converger cette procédure, comme l'illustre l'exemple de la figure 4.12.

Dans le même genre de problème, Peil et al. [PG99] ont récemment réussi à déterminer en une seule expérience le nombre de quanta de vibration n_{vib} pour le mouvement cyclotron d'un électron en couplant ce dernier avec un autre oscillateur harmonique (à savoir un autre mouvement de vibration de la particule dans leur piège). L'observable mesurée pour le système sonde a alors un grand nombre de valeurs propres discernables et permet donc d'obtenir directement l'information sur la valeur de n_{vib} .

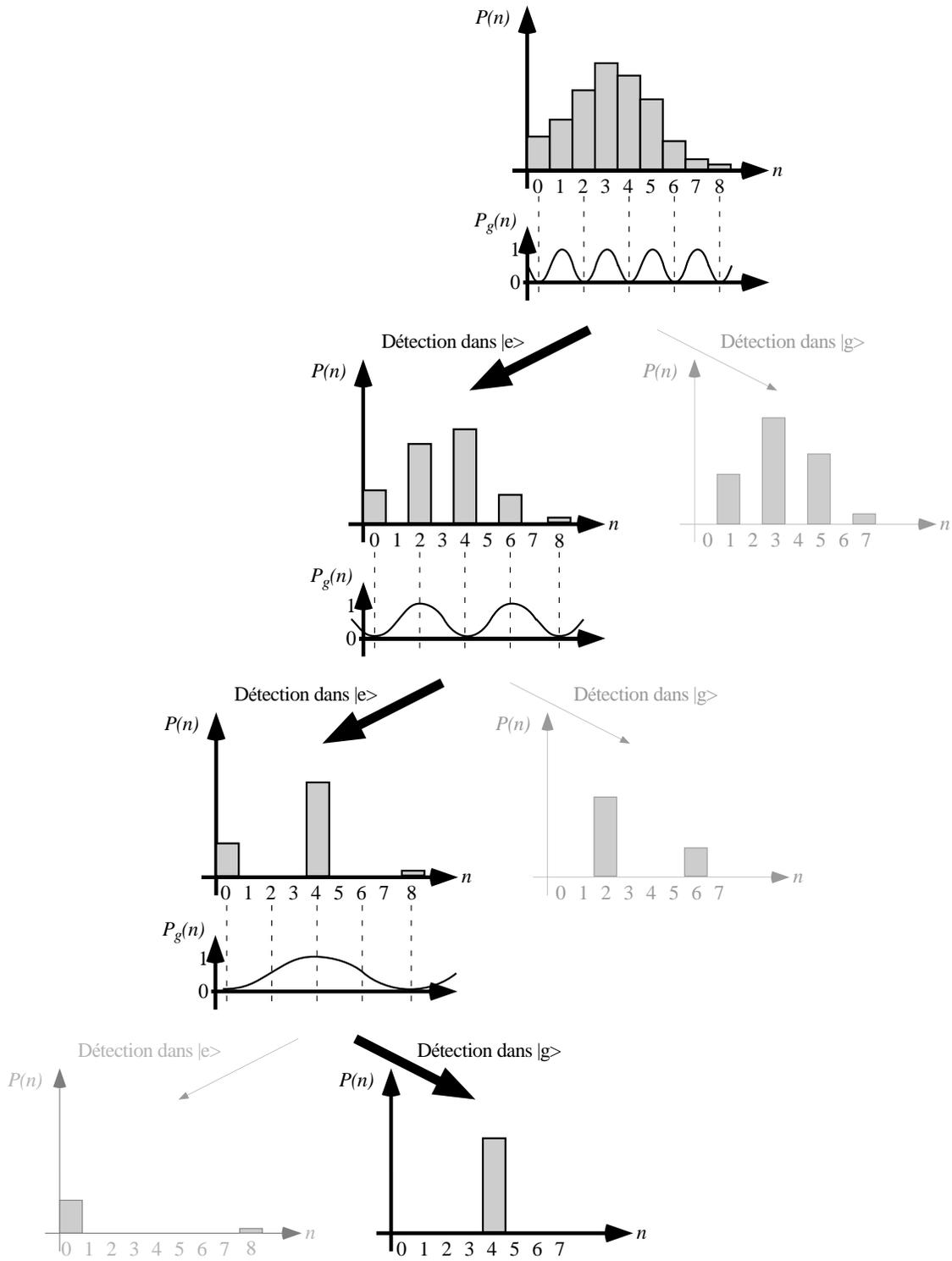


FIG. 4.12 – Mesure non-destructive d'un champ contenant un "grand" nombre de photons, exemple d'une séquence expérimentale conduisant à la mesure de $|4\rangle$.

Conclusion

Nous avons montré dans ce mémoire que le couplage matière–lumière que l’on peut obtenir dans les expériences d’électrodynamique quantique en cavité est suffisant pour révéler la présence d’un seul quantum d’énergie stocké dans un résonateur de grand facteur de qualité. On dispose en outre dans nos expériences d’un contrôle très précis de la dynamique du système atome–champ, qui rend possible la détection du photon sans le détruire.

Ces expériences ne sont possibles qu’en maîtrisant un dispositif expérimental complexe, qui fait appel à des techniques très diverses (cryogénie, diode laser, micro-onde, science des matériaux, électrochimie etc.). J’ai essayé de décrire l’état actuel de la machine et les améliorations que j’ai pu y apporter. J’ai également fait état des imperfections du dispositif actuel et des techniques que nous avons dû mettre au point afin d’en limiter les conséquences sur les expériences, en particulier notre nouvel interféromètre de Ramsey et la séquence de refroidissement du champ dans la cavité.

Le chapitre 3 a présenté les résultats essentiels de ce travail. Une première série d’expériences prouve que l’état du champ laisse une trace subtile sur l’état de l’atome. Le mode du champ déphase en effet la fonction d’onde atomique ou non suivant qu’il contient ou non un photon. Cette empreinte du champ sur l’état de l’atome est révélée par l’interféromètre atomique de Ramsey. Nous avons également montré à l’aide d’une seconde expérience que cette procédure de détection n’absorbe pas le photon dans le mode. Elle étend, en ce sens, le champ des expériences de mesure QND en optique quantique à des états ne contenant qu’un photon.

Les applications possibles de cette expérience sont nombreuses et le chapitre 4 a montré quelques prolongements immédiats dans le domaine de l’optique quantique. Lors de la thèse de Jochen Dreyer [Dre97], nous utilisons le couplage dispersif atome–champ pour créer des états très non-classiques de champ, pour lesquels le vecteur champ électrique a deux phases différentes en même temps. Pour revenir à l’image proposée par E. Schrödinger, il s’agit d’un “chaton de Schrödinger”. En variant la “taille” du champ (i.e. son amplitude moyenne), nous avons pu observer la transition entre le monde quantique, où la phase peut pointer dans deux directions à la fois, et le monde classique, où la phase pointe dans une direction ou l’autre de manière exclusive [BHD⁺96]. La dynamique de cette transition, souvent appelée décohérence [Zur81, Zur91], est le principal phénomène fondamental observable lorsque l’on commence à augmenter la complexité du système quantique. La reconstruction de la distribution de Wigner d’un état “chat

de Schrödinger” par la méthode que nous avons proposée dans le chapitre 4 serait une expérience fascinante.

Je voudrais en conclusion, insister sur un autre aspect de nos expériences. En effet, toutes les évolutions du système au cours de ces séquences expérimentales sont unitaires, qu’il s’agisse des impulsions de Ramsey ou bien des oscillations de Rabi dans le mode de la cavité. Les expériences présentées dans ce mémoire opèrent donc de manière cohérente sur l’état du champ et de l’atome. Si l’état initial du champ dans le résonateur est de la forme $c_0|0\rangle + c_1|1\rangle$, alors nous pouvons reprendre l’équation 2, présentée au tout début de ce mémoire, dans le cadre d’une impulsion 2π de Rabi :

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

Il s’agit d’un état intriqué entre l’atome et le champ dans la cavité. Le rôle joué par les deux systèmes est entièrement symétrique. On peut dire qu’une cohérence atomique est corrélée à l’état du champ (c’est ce fait que nous avons utilisé au cours des expériences QND), comme on peut dire que la phase du champ électrique des états $c_0|0\rangle \pm c_1|1\rangle$ est corrélée à l’état de l’atome ($|g\rangle$ ou $|i\rangle$).

Nous avons clairement mis en évidence la préservation de la cohérence quantique pour le système atomique lors de nos expériences de mesure QND puisque nous mesurons précisément l’évolution de cette cohérence, dans l’interféromètre de Ramsey, pour acquérir une information sur le champ. Les résultats de la thèse de Arno Rauschenbeutel prolongent ceux présentés dans ce mémoire et étudient en particulier la préservation de la cohérence du champ durant l’impulsion 2π de Rabi, le mécanisme-clé de nos expériences [RNO⁺99].

L’intérêt de l’équation présentée ci-dessus réside non seulement dans la dynamique conditionnelle qui existe pour le système atome champ (déphasage de π de la fonction d’onde totale si l’atome est dans $|g\rangle$ et le champ dans $|1\rangle$), mais surtout dans la possibilité d’obtenir des superpositions linéaires de ces différents états. Cette possibilité est à la base de l’intrication en mécanique quantique [EPR35, BR35, Bel64].

Nous pouvons en fait parler de l’atome et du champ comme de deux bits quantiques¹. Notre système devient alors la réalisation expérimentale de processus logiques simples entre ces deux bits [DiV95, EJ95]. La multiplication de ces opérations permettrait de réaliser des “algorithmes quantiques”. Notre dispositif expérimental est un instrument puissant pour réaliser les premières étapes d’un tel algorithme. Il est important, d’un point de vue fondamental, d’étudier ce type d’opérations, de voir jusqu’où

¹*qubits* en anglais

nous pouvons pousser la complexité de l'intrication sans être gênés par le “couperet” de la décohérence. Ceci permettra de déterminer où se situe, pour notre système, la limite au delà de laquelle la décohérence rend la manipulation d'un ensemble de qubits impossible [HR93].

Un nombre important de propositions de réalisations expérimentales d'un ordinateur quantique ont vu le jour. Tous les systèmes microscopiques physiques sont testés, ions piégés [CZ95, MMK⁺95], électrodynamique quantique en cavité [THL⁺95], résonance magnétique nucléaire (RMN) [GC97], réseau lumineux d'atomes [JBC⁺98, BCJD99], systèmes de matière condensée [Kan98, YY99]. En regard des espoirs soulevés, et des sommes investies, les résultats expérimentaux sont assez décevants. La technique de RMN est celle qui a contrôlé le plus de bits quantiques (jusqu'à 5), mais l'interprétation de ses résultats en terme d'état quantique est sujette à discussion [BCJ⁺99]. Leur extension à de plus grands nombres de bits semble de plus difficile. Parmi les autres systèmes, seul le système des pièges à ions et nos expériences ont réussi à intriquer de manière déterministe deux bits quantiques [HMN⁺97, TWK⁺98] (en utilisant un troisième système de manière transitoire dans notre cas). Nous sommes donc encore loin de disposer ne serait-ce que d'un “octet quantique”.

Dans la section 3.4, nous avons présenté une expérience à trois atomes qui permet de caractériser de manière efficace la qualité de notre mesure non-destructive. Je voudrais faire remarquer qu'une telle séquence expérimentale représente en fait la manipulation cohérente de 4 bits quantiques (3 atomes et le champ) et aboutit à l'intrication de trois d'entre eux dans un état analogue à un état GHZ [GHZ90, Mer90]. Il s'agit donc d'une nouvelle étape vers la “complexité” que nous avons franchie. L'analyse précise des corrélations quantiques entre les états des différents atomes a été en partie présentée dans ce mémoire. Il nous a fallu conduire des expériences supplémentaires, qui seront présentées dans la thèse de Arno Rauschenbeutel, pour prouver que l'on a bien une superposition cohérente d'états quantiques (décrite par l'état GHZ) et non pas un simple mélange statistique. Ces expériences représentent à ce jour le plus “gros algorithme quantique” réalisé sur un système individuel. Elles sont également le résultat d'une accumulation de données de près d'une journée et marquent, pour notre dispositif expérimental, une nouvelle frontière à explorer et à tenter de dépasser. La section 4.2 nous a montré que même en deçà de cette limite frontière il y avait encore beaucoup d'expériences intéressantes et fondamentales à réaliser en optique quantique.

Annexe A

Oscillations de Rabi quantiques

Le but de cet annexe est de donner les principaux éléments qui permettent de comprendre comment nous contrôlons l'interaction résonante atome–champ. La section A.1 fait un bref rappel théorique sur le Hamiltonien Jaynes–Cummings qui décrit le système et l'évolution de l'atome et du champ au cours du temps. Les sections suivantes décrivent comment, expérimentalement, nous réglons les deux sous-systèmes à résonance (A.2) et contrôlons leur temps d'interaction (A.3). Avec cet ensemble de techniques nous pouvons prétendre connaître à tout instant l'état du système atome–champ. La section A.4 présentera certains faits expérimentaux qui suggèrent que, en dépit du degré de contrôle élevé que nous avons sur les oscillations de Rabi, certains points ne sont pas parfaitement maîtrisés.

A.1 Introduction théorique

A.1.1 Le hamiltonien du système atome–champ

Nous considérons les deux états atomiques $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Nous avons vu page 19 qu'il s'agissait dans une bonne approximation d'un système à deux niveaux. Son Hamiltonien s'écrit :

$$H_a = \frac{\hbar\omega_0}{2}(|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|) \quad (\text{A.1})$$

L'origine des énergies a été prise entre les deux niveaux. La fréquence de transition ω_0 vaut 51,099 GHz. Le dipôle atomique \mathbf{D} quant à lui peut être écrit sous la forme :

$$\mathbf{D} = \mathbf{d}_{eg}(|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|), \quad (\text{A.2})$$

où $\mathbf{d}_{eg} = \langle e|q\hat{\mathbf{R}}|g\rangle$ est l'élément de matrice dipolaire, que nous prendrons réel, entre les deux niveaux atomiques de la transition (voir équation 1.1).

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

$$H_c = \hbar\omega(a^\dagger a + \frac{1}{2}) \quad (\text{A.3})$$

où a^\dagger et a sont respectivement les opérateurs création et annihilation de photons. L'opérateur champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ s'exprime en fonction de a et a^\dagger suivant l'équation :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_0 [a\mathbf{f}(\mathbf{r}) + a^\dagger\mathbf{f}^*(\mathbf{r})] = \mathcal{E}_0\mathbf{f}(\mathbf{r}) [a + a^\dagger] \quad (\text{A.4})$$

où $\mathbf{f}(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r}) \cdot \boldsymbol{\epsilon}$ est une fonction vectorielle réelle qui traduit la structure spatiale du mode et sa polarisation $\boldsymbol{\epsilon}$. Elle est définie à partir de l'équation 1.7. \mathcal{E}_0 est le champ électrique associé à un photon, il est défini par l'équation 1.11.

On fait l'approximation du couplage dipolaire électrique. Si la longueur d'onde est grande devant l'extension spatiale de la fonction d'onde atomique on a $H_{\text{int}} = -\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}$. En utilisant les équations A.2 et A.4, on déduit :

$$\begin{aligned} H_{\text{int}} &= -\mathcal{E}_0 \mathbf{d}_{eg} \cdot \mathbf{f}(\mathbf{r}) (|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|)(a + a^\dagger) \\ &= -\hbar g(\mathbf{r}) (|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|)(a + a^\dagger) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

On a introduit ici un paramètre important dans nos expériences. Il s'agit de la fréquence de couplage $g(\mathbf{r})$, qui caractérise la force de l'interaction entre les deux sous-systèmes au point \mathbf{r} . Sa dépendance spatiale ne dépend que de la structure du mode, on peut donc écrire :

$$g(\mathbf{r}) = \frac{\Omega_0}{2} f(\mathbf{r}), \quad (\text{A.6})$$

$$\text{avec } \Omega_0 = \frac{2\mathcal{E}_0 \mathbf{d}_{eg} \cdot \boldsymbol{\epsilon}}{\hbar}. \quad (\text{A.7})$$

Nous appelons Ω_0 la fréquence de Rabi du vide. Étant données les valeurs de \mathcal{E}_0 et de d_{eg} dans notre dispositif expérimental (voir annexe B) on calcule $\Omega_0/2\pi \simeq 50 \text{ kHz}$. Nous avons mesuré expérimentalement une fréquence de Rabi de $2\pi \times 47 \text{ kHz}$ [BSKM⁺96, Maa96]. La période de Rabi correspondante vaut environ $20 \mu\text{s}$. Elle est très petite devant les temps de relaxation de l'atome τ_{at} ou du champ t_{cav} ce qui nous permet de dire que nous sommes bien dans le régime de couplage fort.

On fait de plus l'approximation de l'onde tournante, qui néglige les termes non-résonants de l'équation A.5. On obtient donc un Hamiltonien de couplage atome-champ H_{ac} :

$$H_{ac} = -\hbar g(\mathbf{r}) (|e\rangle\langle g|a + |g\rangle\langle e|a^\dagger) \quad (\text{A.8})$$

Le Hamiltonien total du système est $H_{JC} = H_a + H_c + H_{ac}$. Il est couramment appelé Hamiltonien de Jaynes-Cummings [JC63] :

$$H_{JC} = \frac{\hbar\omega_0}{2} (|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|) + \hbar\omega (a^\dagger a + \frac{1}{2}) - \hbar g(\mathbf{r}) (|e\rangle\langle g|a + |g\rangle\langle e|a^\dagger) \quad (\text{A.9})$$

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 correspondent à l'atome dans l'état e (resp. g) en présence de n photons. Le Hamiltonien d'interaction H_{ac} 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.1.2 Évolution temporelle du système

Supposons que l'état initial du système soit $|\Psi(0)\rangle = |e, n\rangle$. L'atome est préparé dans l'état $|e\rangle$. Cette préparation se fait loin de la cavité qui contient n photons, les deux systèmes ne sont donc pas couplés. Puisque nous travaillons avec un jet atomique l'atome rentre dans le mode de la cavité avec la vitesse v . En conséquence le couplage atome–champ se branche suivant la relation :

$$\begin{aligned} g(t) &= \frac{\Omega_0}{2} f(vt) \\ &= \frac{\Omega_0}{2} \exp\left(-\frac{(vt - x_{\text{cav}})^2}{2w_0^2}\right), \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

où w_0 est le col du mode (voir équation 1.7). On a choisi comme origine des temps l'instant où l'atome est préparé dans $|e\rangle$, x_{cav} est l'abscisse de l'axe de la cavité le long du jet atomique, mesuré à partir de la zone d'excitation des états circulaires.

On se place à résonance $\omega_0 = \omega$. L'état du système à l'instant t est déterminé en appliquant l'opérateur évolution. Si on utilise la représentation d'interaction, on a :

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^t H_{ac}(u) du\right) |\psi(0)\rangle \\ &= \cos\left(\frac{\Omega_0}{2} \sqrt{n+1} \int_0^t f(vu) du\right) |e, n\rangle - i \sin\left(\frac{\Omega_0}{2} \sqrt{n+1} \int_0^t f(vu) du\right) |g, n+1\rangle \\ &= \cos\left(\frac{\Omega_0 t_{\text{eff}}}{2} \sqrt{n+1}\right) |e, n\rangle - i \sin\left(\frac{\Omega_0 t_{\text{eff}}}{2} \sqrt{n+1}\right) |g, n+1\rangle, \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

où $t_{\text{eff}} = \int_0^t f(vu) du$ est le temps effectif d'interaction. Il correspond 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 ($t \rightarrow +\infty$), le couplage tend vers 0 et le système n'évolue plus. Le temps effectif d'interaction associé à ce transit est :

$$\begin{aligned} t_{\text{eff,transit}} &\simeq \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(vu - x_{\text{cav}})^2}{2w_0^2}\right) du \\ &\simeq \frac{\sqrt{\pi} w_0}{v} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

De l'équation A.11 on tire la probabilité de détecter l'atome dans $|e\rangle$ (resp. $|g\rangle$) en fonction du temps, qui vaut :

$$\begin{aligned}
P_e(t_{\text{eff}}) &= \cos^2 \left(\frac{\Omega_0 t_{\text{eff}}}{2} \sqrt{n+1} \right) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\Omega_0 t_{\text{eff}} \sqrt{n+1} \right) \right] \\
P_g(t_{\text{eff}}) &= \sin^2 \left(\frac{\Omega_0 t_{\text{eff}}}{2} \sqrt{n+1} \right) = \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(\Omega_0 t_{\text{eff}} \sqrt{n+1} \right) \right]
\end{aligned} \tag{A.13}$$

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 est $|\Psi(0)\rangle = |g, n+1\rangle$. Plus précisément, en fonction du temps effectif d'interaction, on opère sur le système les transformations suivantes :

$$\begin{aligned}
|e, n\rangle &\rightarrow \cos \left(\frac{\Omega_0 t_{\text{eff}}}{2} \sqrt{n+1} \right) |e, n\rangle - i \sin \left(\frac{\Omega_0 t_{\text{eff}}}{2} \sqrt{n+1} \right) |g, n+1\rangle \\
|g, n+1\rangle &\rightarrow -i \sin \left(\frac{\Omega_0 t_{\text{eff}}}{2} \sqrt{n+1} \right) |e, n\rangle + \cos \left(\frac{\Omega_0 t_{\text{eff}}}{2} \sqrt{n+1} \right) |g, n+1\rangle
\end{aligned} \tag{A.14}$$

A.1.3 Des temps d'interaction remarquables

Nous nous limiterons dorénavant à la multiplicité $|e, 0\rangle, |g, 1\rangle$. Elle correspond à l'interaction d'un atome avec un seul photon dans le mode. On parle alors d'oscillation de Rabi dans le vide. Les probabilités atomiques évoluent à la fréquence de Rabi Ω_0 . Plusieurs temps effectifs sont remarquables. Ils correspondent en effet à des phénomènes importants du point de vue de la mécanique quantique.

$\Omega_0 t_{\text{eff}} = \pi$: 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 :

$$\begin{aligned}
|e, 0\rangle &\rightarrow -i|g, 1\rangle \\
|g, 1\rangle &\rightarrow -i|e, 0\rangle
\end{aligned} \tag{A.15}$$

L'atome excité émet exactement un photon dans la cavité. S'il y a 1 photon dans le mode de la cavité et que l'atome est dans le niveau fondamental $|g\rangle$, alors le photon est absorbé avec certitude. Il faut noter que cette évolution est unitaire et garantit donc, même dans le cas de l'émission, la préservation de la cohérence du système. Nous avons conduit des expériences qui ont démontré ce fait [MHN⁺97, Maï98]. L'excitation passe de manière cohérente d'un système quantique à l'autre.

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

Dans ce cas d'une impulsion de Rabi $\pi/2$, un atome initialement dans $|e, 0\rangle$ évolue vers :

$$|e, 0\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|e, 0\rangle - i|g, 1\rangle) \quad (\text{A.16})$$

L'état de l'atome est inconnu ($P_e = P_g = 0, 5$), de même qu'on ne peut pas dire s'il y a 0 ou 1 photon dans le mode. Cependant, une fois mesuré un des deux sous-systèmes, on connaît avec certitude l'état de l'autre. Ces corrélations très fortes entre atome et champ témoignent de l'intrication des deux. D'un point de vue mathématique, il y a impossibilité d'écrire l'état de l'équation A.16 comme le produit tensoriel d'un état du champ par un état de l'atome. D'un point de vue physique, il faut considérer le système atome–champ comme un tout, même si les deux sous-systèmes sont séparés dans l'espace. Une mesure sur l'un des deux partenaires projette l'ensemble de la fonction d'onde et affecte en conséquence les résultats d'une mesure sur l'autre partenaire.

La combinaison de cette impulsion $\pi/2$ avec l'impulsion π décrite dans le paragraphe précédent nous a permis de créer, de manière complètement déterministe, une paire d'atomes exhibant ces très fortes corrélations [HMN⁺97, Maï98]. Il s'agit de la création d'une paire EPR de particules massives en référence au fameux article de Einstein, Podolsky et Rosen qui proposaient une expérience de pensée utilisant un système analogue pour prouver l'incomplétude de la mécanique quantique [EPR35].

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

Dans le cas où $\Omega_0 t_{\text{eff}} = 2\pi$, le système est transformé selon :

$$\begin{aligned} |e, 0\rangle &\rightarrow -|e, 0\rangle \\ |g, 1\rangle &\rightarrow -|g, 1\rangle \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

L'état final est le même que l'état initial, à une phase globale près. S'il y a un photon dans le résonateur et si l'atome est dans $|g\rangle$, ce dernier absorbe le champ, puis le réémet de manière cohérente dans le mode de la cavité. Le photon est toujours présent à la fin de l'interaction. Il a cependant laissé une marque sur l'état du système, codé dans la phase. C'est à elle que l'on est sensible dans les expériences du chapitre 3.

A.2 Accord de la fréquence de la cavité sur la transition atomique

Les équations présentées dans la section précédente sont valables dans le cas où l'atome et le champ sont exactement à résonance. La solution au cas où les deux systèmes sont désaccordés d'une fréquence δ peut être trouvée ailleurs [JC63] et n'est pas dans le propos de ce mémoire.

Il nous faut par conséquent trouver un critère expérimental qui nous permette d'accorder les fréquences des deux systèmes. Nous réalisons à cette fin un maser dans la cavité [MWM85, BRG⁺87]. Les atomes sont préparés dans l'état excité $|e\rangle$ sans

sélection de vitesse. Lorsqu'ils traversent la cavité ils émettent un photon dans le mode et passent dans l'état $|g\rangle$ avec une certaine probabilité P_g . Cette probabilité dépend de l'état du champ et du temps d'interaction effectif. On se place dans le régime où un ou quelques atomes interagissent avec le champ pendant le temps de relaxation de la cavité τ_{cav} . Dans ces conditions, un champ non nul peut s'établir dans le résonateur. Il atteint un état stationnaire pour lequel le pompage, effectué par les atomes, est égal aux pertes de la cavité.

Il apparaît évident que l'efficacité du pompage du champ dépend du désaccord en fréquence. Loin de résonance, les atomes ne sont pas couplés au mode et ne peuvent pas émettre de photons. On a donc $P_g = 0$. À résonance au contraire, ils peuvent céder leur quantum d'énergie au champ et passer dans l'état fondamental g . D'un point de vue physique, cela veut dire que P_g est une fonction du désaccord δ . La théorie montre qu'elle présente un maximum à résonance et tend vers 0 si $\delta \gg \Omega_0$. Si nous pointons le maximum de $P_g(\delta)$, nous trouverons la fréquence pour laquelle les deux systèmes sont accordés.

Expérimentalement, nous gardons la fréquence atomique fixe et nous varions la fréquence du champ à l'aide des cales piézoélectriques d'accord de la cavité (voir figure 1.12 page 33). Avec ce système, la fréquence du mode dépend linéairement de la tension appliquée sur les céramiques dans une très bonne approximation. Nous avons calibré une variation de $+162 \text{ kHz}$ pour 1000 V . La figure A.1 représente la variation de P_g en fonction de la tension.

On observe deux pics qui correspondent à la construction d'un champ maser sur un mode ou l'autre de la cavité. Ces deux modes ont des polarisations orthogonales mais chacun d'entre eux est couplé aux atomes. Un ajustement par deux lorentziennes permet de trouver la différence de fréquence entre les deux pics, ainsi que leurs largeurs. Les résultats de l'ajustement donnent une différence de fréquence de 130 kHz et une largeur du même ordre pour les deux pics qui vaut 45 kHz . Cette dernière est en fait définie par le couplage atome–champ. Il n'est donc pas étonnant de la trouver à peu près égale à la fréquence de Rabi Ω_0 .

On résout correctement les deux pics. D'un point de vue physique, cela veut dire que l'atome ne se couple pas aux deux modes en même temps. On pourra donc travailler au choix avec n'importe lequel des deux modes et négliger l'existence de l'autre. Nous travaillons dans les expériences présentées dans ce mémoire avec le mode basse fréquence de la cavité pour plusieurs raisons :

- il contient moins de photons thermiques (voir la section 2.2.2)
- le système de réglage du temps d'interaction (expliqué dans la section suivante) fait que l'atome est à résonance avec ce mode en présence d'un faible champ statique entre les deux miroirs et hors résonance sous un fort champ statique. Le couplage atome–champ s'effectue donc dans des conditions où les inhomogénéités spatiales de la fréquence atomique sont faibles.

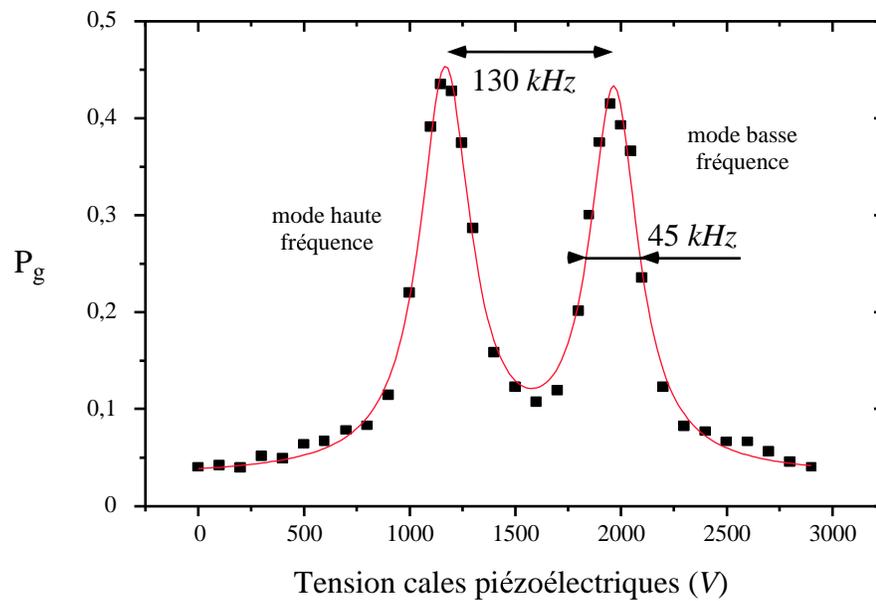


FIG. A.1 – Probabilité P_g de transfert de $|e\rangle$ vers $|g\rangle$ en fonction de la tension appliquée sur les cales piézoélectriques d'accord de la cavité. À tension nulle les fréquences des deux modes sont inférieures à la fréquence atomique. Lorsque l'on augmente la tension, ces deux fréquences augmentent et passent à résonance avec les atomes, d'abord le mode haute fréquence, puis le mode basse fréquence. Ainsi, on observe deux pics pour lesquels les atomes cèdent de l'énergie au champ et forme ainsi un maser dans la cavité. Le trait continu est un ajustement numérique réalisé avec deux lorentziennes.

A.3 Réglage du temps d'interaction

Si nous souhaitons observer les phénomènes physiques liés aux impulsions de Rabi π , $\pi/2$ ou 2π , il nous faut disposer d'une méthode pour ajuster, de manière précise et indépendamment pour chaque paquet atomique, le temps d'interaction effectif atome-champ exprimé dans les équations A.11 et A.12.

A.3.1 Le réglage avec la vitesse atomique

L'équation A.12 montre tout de suite que si on laisse un atome interagir durant tout son transit dans le mode de la cavité, le temps d'interaction effectif $t_{\text{eff,transit}}$ qui en résulte est inversement proportionnel à la vitesse atomique. Plus l'atome passe vite, moins il se rend compte de la présence du champ. Notre dispositif de sélection de vitesse fournit donc un moyen efficace de contrôler le temps d'interaction effectif. Dans le cas d'une sélection en temps de vol, la dispersion relative de vitesse de 1 % fait que la dispersion relative des temps d'interaction sera également 1 %. Cette technique de réglage du temps d'interaction avec la vitesse a été utilisée dans les expériences qui ont mis en évidence les oscillations de Rabi quantiques dans notre expérience [BSKM⁺96, Maa96]. Ainsi le choix d'une vitesse atomique de 503,3 m/s, permet de réaliser $t_{\text{eff,transit}} = 21,0 \mu\text{s}$. On en déduit $\Omega_0 \cdot t_{\text{eff,transit}} = 2\pi \cdot (1 - 0,013)$. On réalise donc avec une bonne précision la condition d'une impulsion 2π .

A.3.2 Le réglage avec le champ électrique statique

La sélection de $t_{\text{eff,transit}}$ avec la vitesse atomique expliquée dans la section précédente pose néanmoins de nombreux problèmes. Si des atomes à 500 m/s environ effectuent une impulsion 2π de Rabi dans la cavité, il nous faudrait des atomes à 1000 m/s pour une impulsion π et 2000 m/s pour une impulsion $\pi/2$! De telles classes de vitesse ne sont pas peuplées dans notre jet thermique d'atomes (voir figure 1.6 page 25). On ne peut donc pas les utiliser.

Outre ce problème des temps effectifs courts que l'on ne peut pas atteindre, il faut remarquer qu'il est assez difficile de gérer des séquences expérimentales avec des paquets atomiques préparés à différents instants avec différentes vitesses. Ces derniers peuvent en effet se croiser à des endroits de l'expérience où l'on ne souhaite pas les voir en même temps (au niveau de la cavité ou de la zone de sélection de vitesse par exemple). Plus le nombre de paquets atomiques augmente, plus il va être difficile de gérer ces accidents de rencontre. C'est pourquoi nous préférons travailler avec des paquets atomiques qui ont tous la même vitesse.

Nous cherchons donc une méthode alternative pour ajuster t_{eff} , qui puisse régler des temps d'interaction très courts et être compatible avec des paquets atomiques monocinétiques. Cette méthode a été développée au cours des expériences qui ont mené aux résultats constituant la thèse de Xavier Maître [HMN⁺97, MHN⁺97, Mai98]. Elle repose

sur la possibilité de mettre l'atome à résonance avec la cavité de manière très rapide en jouant sur le champ électrique \mathbf{F} . Nous avons vu page 18 que la fréquence de la transition $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ varie quadratiquement avec l'amplitude de \mathbf{F} ($-255 \text{ kHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$). L'accord de la cavité sur la fréquence atomique expliqué au paragraphe précédent est réalisée avec une différence de potentiel entre les deux miroirs de $0,6 \text{ V}$ ($F=0,22 \text{ V}/\text{cm}$). Si au cours de la traversée du mode par l'atome nous changeons la tension entre les deux miroirs de $0,6$ à $2,5 \text{ V}$, nous changeons la fréquence atomique de -198 kHz . Ceci est illustré figure A.2 dans le cas où l'atome interagit avec le mode basse fréquence du résonateur micro-onde.

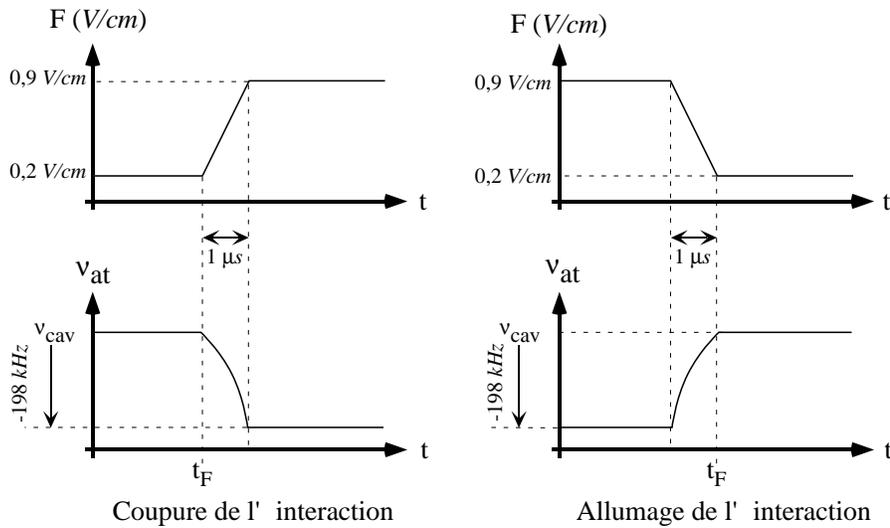


FIG. A.2 – Variations de l'amplitude du champ électrique F dans la cavité en fonction du temps. La fréquence atomique est à résonance avec la fréquence du mode basse fréquence du résonateur lorsque $F = 0,22 \text{ V}/\text{cm}$. Deux évolutions sont possibles, permettant la coupure ou l'allumage de l'interaction en moins d'une microseconde.

Nous travaillons avec des atomes à $503,3 \text{ m/s}$ qui font une impulsion 2π de Rabi s'ils traversent complètement le mode. Nous disposons expérimentalement 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 traversée. Dans ce cas le champ F diminue (resp. augmente) au cours du temps. Les temps effectifs d'interaction correspondants sont :

$$\begin{aligned}
 t_{\text{eff, F montant}} &= t_{\text{eff, FM}} = \int_{-\infty}^{t_F} \exp\left(-\frac{(vu - x_{\text{cav}})^2}{2w_0^2}\right) du \\
 &= \frac{\sqrt{\pi}w_0}{v} \text{erf}\left(\frac{vt_F - x_{\text{cav}}}{w_0}\right)
 \end{aligned} \tag{A.18}$$

$$\begin{aligned}
t_{\text{eff, F descendant}} = t_{\text{eff, FD}} &= \int_{t_F}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(vu - x_{\text{cav}})^2}{2w_0^2}\right) du \\
&= \frac{\sqrt{\pi}w_0}{v} \left[1 - \text{erf}\left(\frac{x_{\text{cav}} - vt_F}{w_0}\right)\right]
\end{aligned} \tag{A.19}$$

où $\text{erf}(x)$ est la fonction erreur qui varie continûment d'une valeur proche de 0 à une autre proche de 1 lorsque x passe de -1 à 1. Cela veut dire que l'on peut régler tous les angles de Rabi $\Omega_0 \cdot t_{\text{eff}}$ entre 0 et 2π en allumant ou éteignant le couplage pendant la période où l'atome se trouve à l'intérieur du waist du mode.

Afin de tester cette idée nous préparons un atome dans $|e\rangle$, sélectionné en temps de vol à $v = 503,3 \text{ m/s}$, $100 \mu\text{s}$ après la séquence de refroidissement du champ dans la cavité. L'état initial du système atome–champ est donc dans une bonne approximation $|e, 0\rangle$. On laisse l'atome à résonance avec le champ au début du mode puis on augmente le champ à l'instant t_F . D'après les équations A.13 et A.19 on déduit :

$$P_e(t_F) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left[\Omega_0 \frac{\sqrt{\pi}w_0}{v} \text{erf} \left(\frac{v \cdot t_F - x_{\text{cav}}}{w_0} \right) \right] \right] \tag{A.20}$$

La figure A.3 montre la probabilité $P_e(t_F)$ en fonction de t_F . On voit clairement que pour $t_F = 198,5 \mu\text{s}$ les populations atomiques sont inversés (minimum de P_e). Cette condition correspond à la réalisation d'une impulsion π de Rabi. Expérimentalement environ 16 % des atomes restent dans le niveau $|e\rangle$ au lieu de 0 % prédit par la théorie. On constate plus généralement une diminution du contraste des oscillations de Rabi. Le temps caractéristique de cette diminution est de l'ordre de $50 \mu\text{s}$. Ainsi l'efficacité de l'impulsion 2π , qui devrait théoriquement ramener la totalité des atomes dans l'état $|e\rangle$, est de 78 %.

A.4 Les imperfections connues et inconnues du système

La diminution du contraste des oscillations de Rabi observée dans les résultats de la section précédente peut avoir plusieurs origines : dispersion de vitesse causant une dispersion des temps d'interaction effectifs, effet d'un deuxième atome dans le paquet atomique qui change le couplage au champ, présence d'un champ thermique résiduel durant l'expérience. Aucune d'entre elles n'explique de manière satisfaisante les probabilités observées, en particulier le temps caractéristique de décroissance du contraste. Il faut tenir compte de l'ensemble des causes d'imperfections pour rendre compte des chiffres expérimentaux.

Ce grand nombre de paramètres, que nous ne contrôlons qu'approximativement, fait qu'il nous faut revoir notre prétention de savoir exactement ce qui se passe au moment de l'interaction atome–champ. Le fait expérimental qui nous a le plus surpris à ce sujet est la découverte que, lors d'une impulsion 2π de Rabi, l'état du système atome–champ

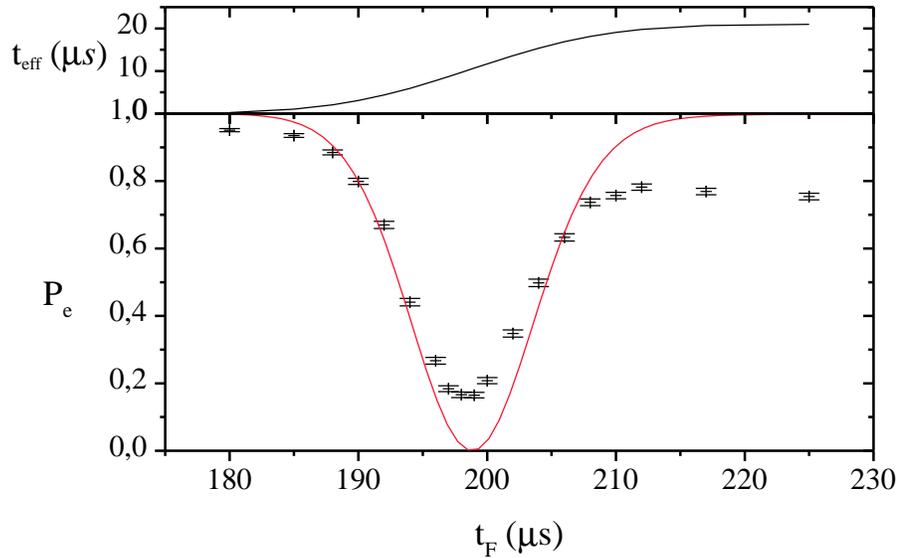


FIG. A.3 – Temps d'interaction effectif et oscillations de Rabi d'un atome initialement dans $|e\rangle$ dans une cavité vide en fonction du temps de coupure de l'interaction t_F réglé avec un champ électrique montant. La courbe continue correspond au résultat de l'équation A.20.

n'est pas déphasé de π , comme le suppose l'équation A.17. Il nous a fallu désaccorder légèrement la cavité par rapport à la fréquence de référence mesurée par la méthode de la section A.2 pour compenser cet effet. Nous n'avons toujours pas d'explication satisfaisante à ce fait. Nous envisageons cependant qu'il puisse être la conséquence de variations rapides de la fréquence atomique sous l'effet des inhomogénéités des champs \mathbf{B} ou \mathbf{F} au cours de l'interaction.

Annexe B

Petit pense-bête : toutes les conditions expérimentales

B.1 Les échelles de distances

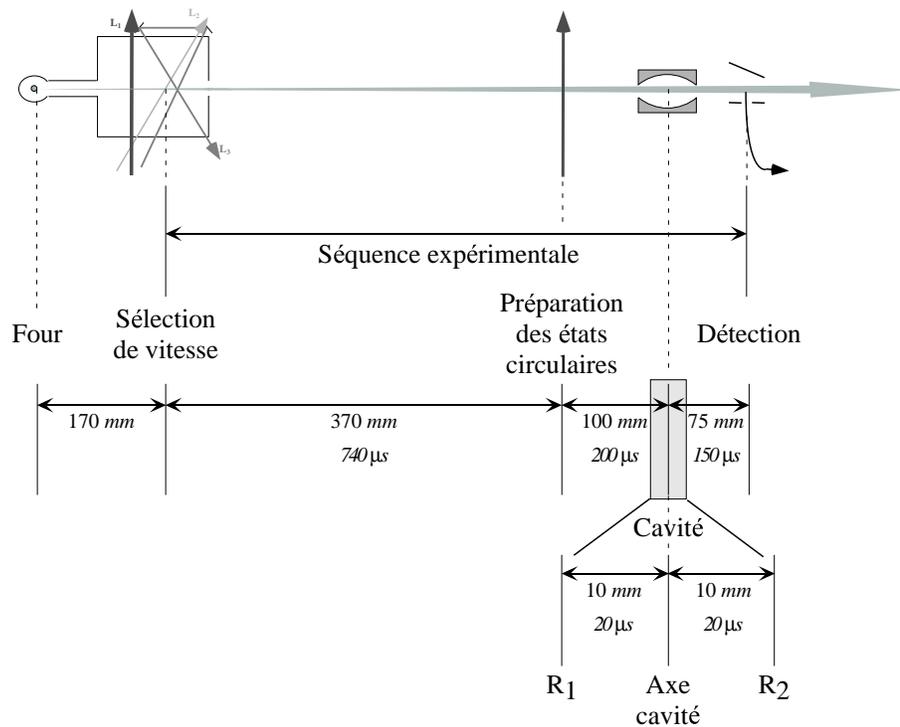


FIG. B.1 – Distances entre les différents éléments de l'expérience. Tous les événements de la sélection de vitesse à la détection constituent une séquence expérimentale, stockée dans la mémoire de l'ordinateur. Les temps de vols pour un atome à 500 m/s sont indiqués en italique.

Dispersion en position des atomes : 1 mm s'ils sont sélectionnés en temps de vol

Waist de la cavité : 5,96 mm

Largeur à mi hauteur des zones de Ramsey : 3 mm

B.2 Les atomes

Nombres quantiques : $n \gg 1$, $l = |m| = n - 1$, voir page 16.

Schéma de niveaux : Il est présenté sur la figure suivante :

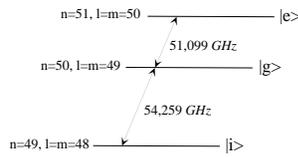


FIG. B.2 – Schéma de niveaux

Dipôles atomiques : $1776 \cdot |q|a_0$ sur $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ et $1680 \cdot |q|a_0$ sur $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$, voir équation 1.1 page 17

Le temps de vie : 30 ms pour $|g\rangle$, voir équation 1.2 page 17.

Effet Zeemann : 1,4 MHz/Gauss sur la transition $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$.

Effet Stark : $255 \text{ kHz}/(\text{V/cm})^2$ sur la transition $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$, voir équation 1.3 page 18.

La préparation atomique : Voir 1.2.2 page 19.

États préparés : $|e\rangle$ ou $|g\rangle$.

Pureté de l'état préparé : 98 %.

Fenêtre temporelle de préparation : de 0,1 à 2 μs autour d'un temps défini à 100 ns près.

La détection atomique : Voir 1.2.4 page 27.

États détectés : $|e\rangle$, $|g\rangle$ ou $|i\rangle$ suivant le seuil d'ionisation. Un seul état est détectable à la fois.

Efficacité quantique : 40 %.

B.3 La sélection de vitesse atomique

Voir 1.2.3 page 23.

Vitesse sélectionnée : 500 m/s .

Sélection par pompage optique : dispersion de 20 m/s

Sélection par temps de vol : dispersion réglable de 20 m/s à 4 m/s .

Envoi de plusieurs paquets atomiques : il est possible de régler indépendamment le nombre d'atomes dans chaque paquet de 0,1 à 9. Il y a malheureusement création de paquets parasites (les "échos" voire figure 2.10 page 74).

B.4 Le cryostat

Voir 1.3 page 30.

Température minimum avec ^3He : 0,6 K

Température minimum avec ^4He : 1,5 K

Température minimum du cryostat ^4He de test des miroirs : 1,45 K

B.5 La cavité

Géométrie : Voir figure 1.11 page 31.

Mode utilisé : TEM_{900} à 51,099 GHz , longueur d'onde 5,87 mm .

Levée de dégénérescence entre les deux modes de polarisations orthogonales : 130 kHz .

Col au centre de la cavité : $w_0 = 5,96 \text{ mm}$, voir équation 1.8, page 32.

Champ électrique pour 1 photon : $\mathcal{E}_0 = 1,58 \cdot 10^{-3} \text{ V/cm}$, voir équation 1.11 page 33.

Accord mécanique de la fréquence à froid : Voir figure 1.12 page 33.

Avec le couvercle déformable : plage de 15 MHz.

Avec les céramiques piézoélectriques : plage de 500 kHz.

Temps de vie : Il est limité essentiellement par la diffraction sur les imperfections de la géométrie de la surface à l'échelle de la longueur d'onde (voir figure 1.20 page 47).

sans anneau : $31 \mu\text{s}$, $Q = 10^7$.

L'anneau est une pièce qui ferme le plus possible l'espace libre entre les deux miroirs.

avec anneau : $0,97 \text{ ms}$, $Q = 3,1 \cdot 10^8$, voir figure 1.25 page 53.

B.6 Le refroidissement du mode de la cavité

Nombre de photons thermiques en l'absence de refroidissement : 0,83, voir 2.2.2 page 69.

Nombre de photons thermiques à l'issue de la procédure : 0,1, voir figure 2.11 page 76.

Temps de retour à l'équilibre thermique : égal à τ_{cav} , voir figure 2.12 page 77.

Déroulement temporel de la procédure : 6 paquets d'atomes dans l'état $|g\rangle$ se succèdent à $50 \mu\text{s}$ d'intervalle et absorbent le champ thermique. Le reste de l'expérience se déroule dans les $400 \mu\text{s}$ suivant le dernier paquet absorbant. Voir figure 2.9 page 73.

B.7 L'interféromètre de Ramsey

Les zones d'interaction : il s'agit de deux ventres d'une onde stationnaire dans la structure cavité+anneau.

Recherche des ventres : voir 2.1.4 page 62.

Distance entre les deux zones : 20 mm (temps de vol de 40 μs à 500 m/s).

Distance de chaque zone à l'axe de la cavité : 10 mm.

Temps d'interaction : réglable de 0,5 à 2 μs avec une résolution de 100 ns.

Efficacité des impulsions π dans chaque zone : 95 %, voir figure 2.6 page 66.

Contraste de l'interféromètre : de 80 à 85 %, voir figure 2.7 page 67.

B.8 Les oscillations de Rabi

Fréquence de Rabi dans le vide : $\Omega/2\pi = 50$ kHz, voir l'équation A.7 page 150. Expérimentalement, nous avons mesuré $\Omega_0 = 47$ kHz.

Période de Rabi dans le vide : $T_R = 20$ μs . Nous avons bien $T_R \ll \tau_{cav}, \tau_{at}$, ce qui garantit le régime de couplage fort.

Réglage du temps effectif d'interaction :

Avec la sélection de vitesse : Le temps d'interaction est relié au temps de transit selon l'équation A.12, page 151. À 500 m/s, on réalise une impulsion 2π .

Avec le champ électrique statique : Possibilité de régler tous les temps d'interaction effectifs entre 0 et le temps effectif de transit (voir la figure A.3, page 159).

Efficacité d'une impulsion π : 85 % des atomes changent d'état.

Efficacité d'une impulsion 2π : 78 % des atomes reviennent dans l'état initial.

B.9 Les échelles de temps

Voir la figure B.3.

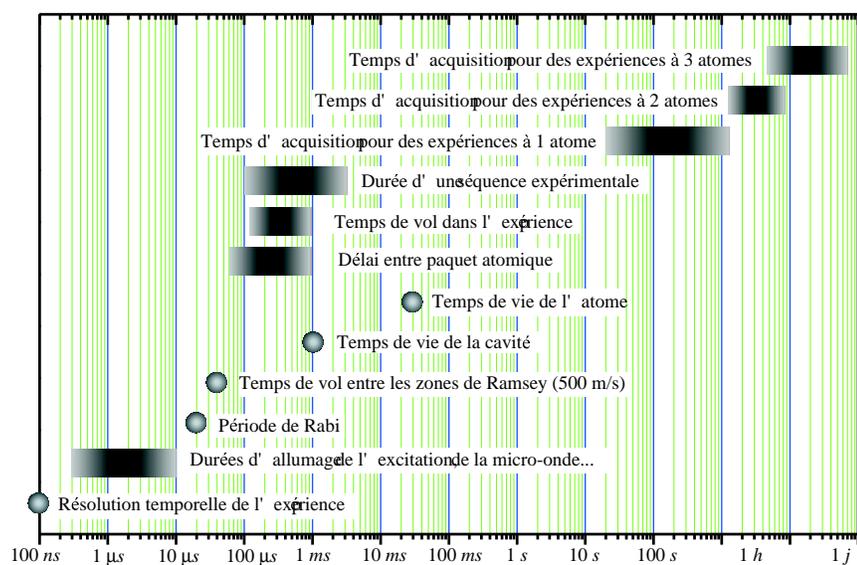


FIG. B.3 – Échelles de temps de l'expérience

Annexe C

Électronique et logiciel de contrôle

Cette annexe est consacrée à la présentation de l'électronique qui permet de réaliser toutes les expériences présentées dans cette thèse. J'insisterai plus précisément sur le logiciel d'interface, que j'ai en grande partie réalisé, qui permet de piloter cette électronique et de collecter les résultats.

Nous avons souvent fait référence, dans ce mémoire, à la notion de séquence expérimentale. On peut définir cette dernière comme l'ensemble de tous les événements qui se passent dans le dispositif expérimental entre l'allumage du laser de sélection de vitesse du premier paquet atomique et la détection des derniers atomes. La séquence comprend donc des paramètres de nature très différentes :

- Il existe toute une série d'actions sur les atomes ou la cavité, par exemple l'allumage de laser ou d'une source micro-onde, la variation du champ électrique \mathbf{F} dans la zone d'excitation des états de Rydberg ou la cavité.
- Les événements de détection forment une classe à part. Ils constituent toute l'information que l'on peut obtenir de la séquence. Tous les résultats donnés dans cette thèse sont calculés à partir des renseignements sur le moment de détection d'un atome et sur l'état dans lequel il est détecté.
- Enfin de nombreuses expériences reposent sur la variation d'une séquence à une autre d'un paramètre extérieur qui reste constant durant toute la séquence expérimentale. Il s'agit par exemple de la fréquence d'une micro-onde dans le cas des franges de Ramsey. Les événements de détection sont donc classés en fonction de l'état, du temps et de la valeur de ce paramètre extérieur.

C.1 La nouvelle électronique

Ma thèse a été l'occasion de remplacer complètement l'ensemble des systèmes électroniques qui commandent l'expérience. Ces derniers ont été réalisés au laboratoire. Ils ont en particulier nécessité un gros travail de mise au point effectué par André Clouqueur. Certains ne sont que des versions améliorées de circuits anciens, qui ont déjà servi pour les expériences qui ont précédé cette thèse, d'autres sont totalement

nouveaux .

C.1.1 L'enregistrement et l'exécution d'une séquence

Afin de limiter au maximum le temps de prise des données, nous souhaitons exécuter les séquences expérimentales le plus souvent possible. La résolution temporelle visée est de 100 *ns*. La durée typique d'une séquence varie de 100 à 3000 μs . Nous avons retenu comme solution d'enregistrer l'ensemble des paramètres de la séquence dans des mémoires rapides. À chaque adresse des mémoires correspond un point dans le temps pour la séquence. L'exécution de la séquence est synchronisée sur un quartz 10 *MHz*, ce qui veut dire que chaque adresse est jouée pendant 100 *ns*.

Deux dispositifs d'électronique servent au stockage des séquences, le GDPC et le Marqueur32b. Elles contiennent toutes les deux des circuits programmables XILINX, qui traitent les commandes envoyés par l'ordinateur de gestion de l'expérience. L'interface avec l'ordinateur est assurée par des circuits PIA6821.

C.1.1.a Le GDPC

La figure C.1 symbolise le fonctionnement du circuit GDPC. L'interface avec l'ordinateur est assurée par un seul circuit 6821.

Le circuit comporte deux mémoires 16 bits de 262144 adresses chacune. On peut donc enregistrer jusqu'à 26 *ms* de séquence expérimentale. Chaque séquence est alors repérée par son adresse de départ. Plus précisément, chaque séquence est accessible en programmant le registre d'adresse de départ. Ce registre a une longueur de 14 bits, correspondant aux 14 bits de poids fort de l'adresse que l'on désire. Ceci veut dire que l'on peut partitionner la mémoire en 16384 blocs de 16 adresses de long. Nous pouvons fixer le début d'une séquence au début de chacun de ces blocs. En pratique, le programme de gestion de l'expérience considère qu'il ne peut accéder qu'à 256 blocs de 1024 adresses. Un bloc correspond donc à une durée de 100 μs environ, ce qui est la durée minimum typique d'une séquence expérimentale.

Le circuit dispose en plus d'un registre de 18 bits dénommé "adresse en cours". Avant le déclenchement de la séquence expérimentale, ce dernier est égal au registre adresse de départ (décalé de 4 bits) et le circuit programmable lit donc le contenu des mémoires pour l'adresse de départ. Après le déclenchement de la séquence (signal TRIG), le circuit augmente l'adresse en cours de +1 à chaque impulsion d'horloge et lit le contenu des mémoires correspondant.

Pour chaque mémoire les 12 bits de poids faible sont envoyés sur un convertisseur digital-analogique et permettent donc de créer deux signaux analogiques qui servent respectivement à la commande du champ électrique dans la zone de préparation des atomes et du champ dans la cavité. Les 4 bits de poids fort servent pour programmer des instruments à l'aide de signaux digitaux TTL (allumage de laser ou de source micro-onde par exemple). Il est à noter que le bit de poids le plus fort de la mémoire

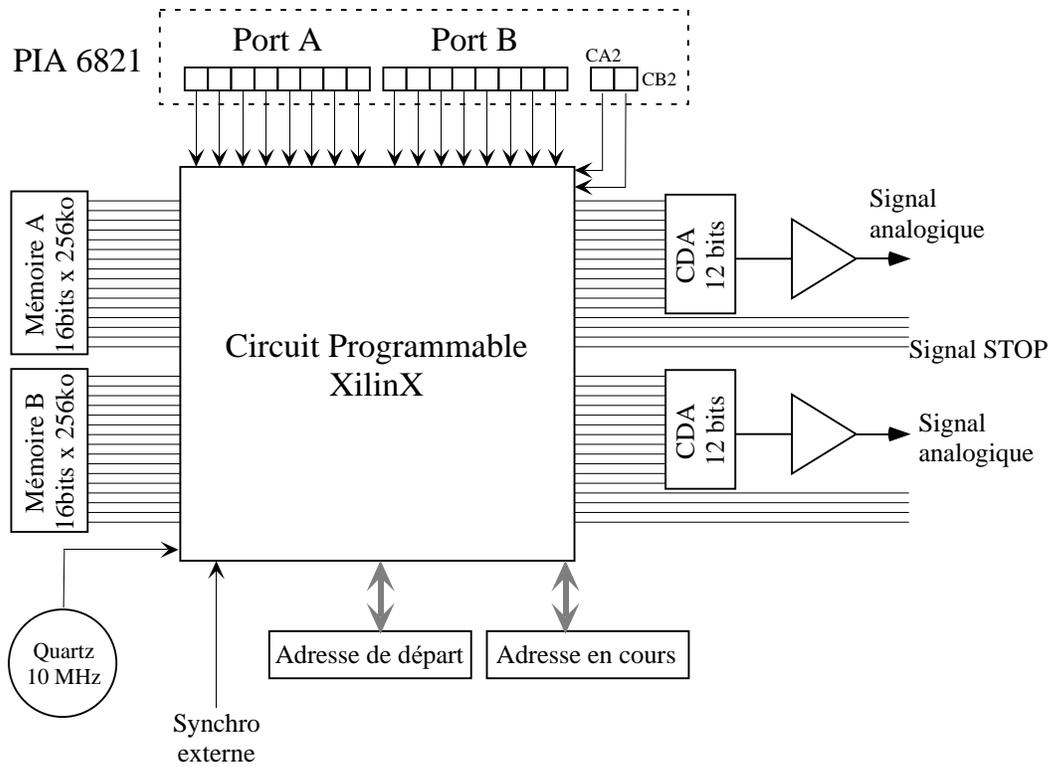


FIG. C.1 – Fonctionnement du GDPC (CDA : convertisseur digital analogique).

A est réservé pour le fonctionnement du GDPC. Il doit en effet être programmé par l'utilisateur à la valeur 0 durant toute la séquence. Son changement d'état marque la fin de la séquence expérimentale : le circuit n'augmente plus l'adresse en cours à chaque impulsion d'horloge et se replace au niveau de l'adresse de départ en attendant un nouveau déclenchement. Deux modes de déclenchement sont autorisés : un dans lequel l'électronique redémarre automatiquement une nouvelle séquence à la fin de la précédente (mode "relaxé") et un autre où le déclenchement se fait sur un signal externe (mode "déclenché").

Un registre d'état précise l'état de marche de la boîte : arrêt, mode relaxé, mode déclenché, programmation de la mémoire A, de la mémoire B, des deux mémoires en même temps.

Au début d'une phase de programmation, le circuit se place au niveau de l'adresse mémoire puis à chaque changement d'état du bit de commande CA2, il écrit le contenu des ports A et B du 6821 dans la mémoire, puis augmente l'adresse en cours de +1.

C.1.1.b Le MARQUEUR32b

Le nombre de signaux de contrôle digitaux programmables avec le GDPC s'est rapidement avéré limité face aux besoins de l'expérience, comme l'illustre le tableau C.1.

Le MARQUEUR32b répond à tous ces besoins. Il s'agit d'un ensemble de deux mémoires de 16 bits de 256ko (262144 adresses), capable de commander 32 signaux digitaux sur une durée égale à celle du GDPC. Comme dans le cas du GDPC, un circuit programmable lit la mémoire à chaque impulsion d'horloge, à partir d'une adresse de départ. Le signal d'horloge, ainsi que le signal de stop est fourni par le GDPC afin de synchroniser les deux systèmes.

Le principe de fonctionnement du MARQUEUR est cependant différent : plutôt que de programmer la valeur de chaque bit de la mémoire à chaque instant de la séquence (cas du GDPC), on part du principe que ce dernier vaut 0 au début de la séquence expérimentale et change d'état à chaque fois que le marqueur lit un 1 dans la mémoire. Il n'y a donc besoin que de programmer les instants où le signal change d'état, ce qui représente un gain en temps non négligeable lors de la phase de programmation. En revanche il faut pouvoir accéder indépendamment à chaque adresse de la mémoire, ce qui nécessite d'utiliser deux circuits 6821 pour faire l'interface avec l'ordinateur.

C.1.2 L'électronique de détection

Le système de détection des atomes produit des pics de courant d'une largeur de quelques dizaines de nanosecondes à la sortie du multiplicateur d'électron. Ces pics sont amplifiés et traités par un discriminateur qui sort un signal TTL de 200 ns. Nous pouvons donc enregistrer l'ionisation d'un atome de Rydberg circulaire toutes les 200 ns. Nous utilisons deux systèmes électroniques afin de savoir à quelle date

Élément	Signaux	Remarques
Allumage du laser de préparation :	1	
Allumage du laser de sélection de vitesse :	1	
Fréquence du laser de sélection de vitesse :	2	4 fréquences possibles pour le MAO : réglage de la vitesse du paquet
Puissance du laser de sélection de vitesse :	2	4 atténuations possibles pour le MAO : réglage du nombre d'atome dans le paquet
Allumage Radiofréquence de circularisation	1	voir 1.2.2 page 19
Allumage purification à un photon	1	transition $52\text{circ} \rightarrow e\rangle$
Allumage purification à deux photons	1	transition $52\text{circ} \rightarrow g\rangle$
Allumage micro-onde de Ramsey	1	
Déclenchement électronique de détection	1	voir C.1.2

TAB. C.1 – Besoins en signaux TTL pour les différents éléments du dispositif expérimental (MAO : modulateur acousto-optique).

exactement un atome est détecté et dans quel état.

Le dispositif comporte deux détecteurs, ce qui veut dire que nous devons traiter les informations provenant de deux canaux différents.

C.1.2.a Le DATEV64k

Il s'agit de deux mémoires de 18 bits de longueur 64ko. Un compteur 18 bit, nommé *date*, à l'intérieur du circuit programmable est mis à zéro au début d'une séquence expérimentale. On initialise également pour chaque voie de détection un compteur de 16bits. Lors du déroulement d'une séquence expérimentale les opérations suivantes sont réalisées :

- à chaque impulsion d'horloge en provenance du GDPC, le compteur *date* est incrémenté de +1,
- à chaque événement de détection sur un canal, le compteur 16 bits associé est incrémenté de +1 et la valeur de la *date* est stockée dans la mémoire à l'adresse de ce compteur.

Le signal *stop* est également transmis par le GDPC, il est accessible sur un des fils du port d'entrée-sortie du circuit 6821 qui sert d'interface entre le DATEV et l'ordinateur.

Pour le traitement des événements, une simple lecture du compteur de 16 bits indique combien d'électrons ont été détectés dans le canal correspondant. Si on souhaite savoir exactement à quelles *dates*, par rapport au début de la séquence expérimentale, ces électrons ont été détectés il faut lire le contenu de la mémoire pour toutes les adresses comprises entre 0 et le nombre de détection-1.

C.1.2.b Le GDPC de détection

Lors de toutes les expériences présentées dans ce mémoire, nous ne disposons malheureusement que d'un seul détecteur en ordre de marche, c'est à dire d'un seul canal. Nous avons vu en outre que, suivant le paquet atomique, les états atomiques mesurés ne sont pas les mêmes ($|e\rangle$ ou $|g\rangle$ ou bien $|g\rangle$ ou $|i\rangle$). Nous savons en revanche autour de quelle *date* le paquet est sensé être dans le détecteur (fenêtre de détection). Nous utilisons donc un deuxième GDPC capable de préparer toutes les courbes de détection, comme l'illustre la figure C.2, dans le cas de deux paquets atomiques.

Chaque courbe est stockée à une adresse différente dans la mémoire du GDPC. Pour passer de la détection d'une sorte de coïncidence à une autre, il suffit de changer l'adresse de départ. L'ordinateur qui gère ceci doit garder en mémoire le type de courbe qu'il joue afin d'analyser correctement les données expérimentales. Une option du programme de gestion de l'expérience est capable de créer automatiquement toutes les courbes de la figure C.2.

L'utilisation de cette électronique a augmenté de manière considérable les possibilités d'expérience. Il est évident qu'il serait préférable de disposer de deux détecteurs afin de pouvoir détecter deux états différents au cours d'une séquence expérimentale,

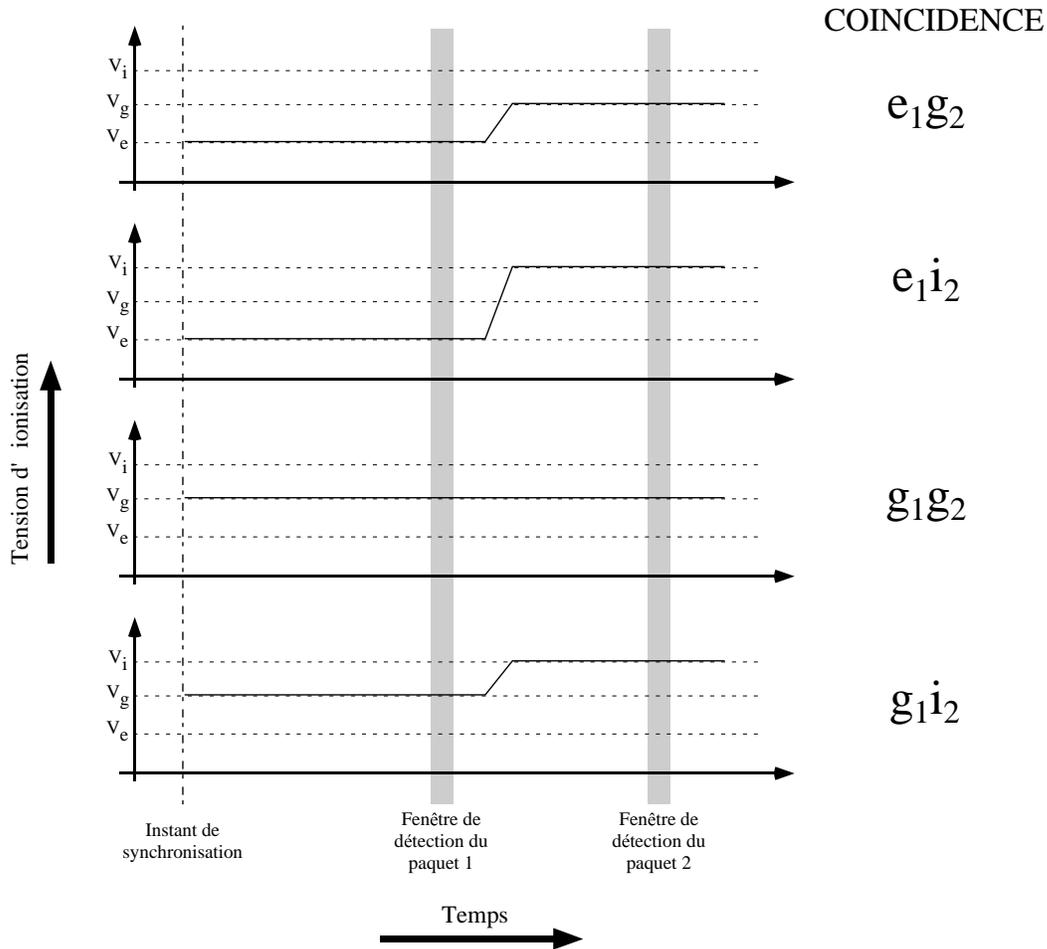


FIG. C.2 – Ensemble des courbes représentant la tension du détecteur en fonction du temps nécessaires à la mesure de toutes les coïncidences entre deux paquets atomiques. Le premier atome se trouve dans les états $|e\rangle$ ou $|g\rangle$, le second dans les états $|g\rangle$ ou $|i\rangle$. Ces courbes sont déclenchées par un signal TTL en provenance du GDPC ou du MARQUEUR.

afin de réduire au maximum le temps de prise de données. C'était le cas dans les expériences qui ont précédé cette thèse. Mais il était tout à fait impossible de détecter deux couples de niveaux de Rydberg différents (parmi les trois possibles) comme c'est le cas dans les expériences présentées dans ce mémoire.

C.2 Le programme de contrôle

La puissance et les possibilités offertes par la nouvelle électronique imposent de passer par un logiciel pour faire l'interface avec l'utilisateur. Ce logiciel doit permettre de programmer de manière simple n'importe quelle séquence expérimentale, puis de l'exécuter et traiter les informations de détection obtenues le plus rapidement possible. Les résultats doivent enfin être présentés à l'écran de manière compréhensible et sauvegardés en mémoire ou sur disque.

C.2.1 La programmation des séquences expérimentales

Le logiciel que j'ai créé a été développé dans le cadre du système de Jean-Michel Raimond, qui permet de gérer des menus déroulants et des boîtes de dialogue sous DOS. La base de mon logiciel est un ancien programme, également créé par Jean-Michel.

L'élément de base du nouveau programme pour créer une séquence expérimentale a été appelé circularisation. Cet élément n'est qu'une structure dans la mémoire de l'ordinateur. Il correspond au démarrage du processus d'excitation des états de Rydberg circulaires. On y définit l'instant de préparation des atomes (par rapport à un temps origine arbitraire), l'état des atomes en sortie, les paramètres de sélection en vitesse (fréquence et puissance et temps d'allumage du laser de repompage). On peut attacher à chaque élément circularisation un ensemble d'événements supplémentaires comme l'allumage d'une source micro-onde (pour les transitions de Ramsey par exemple) ou bien contrôler les variations du champ électrique dans la cavité. Toutes les dates de ces événements sont comptées à partir du temps de préparation des atomes, ce qui veut dire qu'ils seront translatés dans le temps parallèlement.

L'utilisateur est libre ensuite de compiler un ou plusieurs éléments circularisation pour créer une séquence expérimentale présente physiquement dans les mémoires de l'électronique (GDPC et Marqueur). Le logiciel s'assure que la combinaison de plusieurs éléments circularisation est possible (de manière à éviter d'avoir deux paquets préparés au même instant, ou présents au même instant dans la cavité par exemple). Il est susceptible d'afficher à l'écran les diagrammes position-temps des différents paquets atomiques créés pour faciliter la lecture de la séquence.

À chaque séquence expérimentale présente dans la mémoire de l'électronique correspond une structure dans la mémoire de l'ordinateur, qui répertorie l'ensemble des événements de la séquence : analogique ou digital, instant, adresse de départ par exemple. Il n'y a cependant plus de lien entre un événement et sa signification physique au niveau

de cette structure. Le lien entre circularisation et séquence est donc très fort. Afin de ne plus avoir en mémoire des séquences dont on ne sait pas à quoi elles correspondent, le logiciel garde en mémoire l'ensemble des liens entre une séquence et toutes les circularisations qui ont été compilés pour l'obtenir. En conséquence, il est impossible d'effacer un élément circularisation s'il est utilisé dans une séquence en mémoire. De plus, la modification d'un élément circularisation entraîne automatiquement la reprogrammation ces mémoires électroniques pour inclure les changements effectués.

Il faut environ 1 seconde pour programmer dans les mémoires du GDPC et du MARQUEUR une séquence expérimentale de 1 *ms*.

C.2.2 Le classement des résultats de détection et l'affichage

C.2.2.a Le stockage dans la mémoire de l'ordinateur

La lecture du DATEV ne fournit qu'un tableau des différents temps d'arrivée des atomes au niveau du détecteur. C'est au logiciel de savoir interpréter ces résultats afin de les traduire en résultats ayant un sens physique. Il doit savoir en particulier à quelle tension d'ionisation est réglé le condensateur d'ionisation au moment où un atome est détecté. Deux résultats sont possibles : ils sont toujours appelés *e* pour l'état le plus excité ou *g* pour l'état de plus basse énergie, quelque soit le couple de niveaux de Rydberg utilisés.

Les événements de détection peuvent être classés en fonction de leur temps d'arrivée sur le détecteur ou bien de leur vitesse. Cette dernière est calculée en considérant que les atomes parcourent la distance préparation-détection pendant le temps compris entre l'instant d'arrivée et un instant origine fixé librement par l'utilisateur. Lorsque ce temps est égal à un instant de préparation d'un paquet atomique, on a accès à la distribution en vitesse de ce dernier. L'utilisateur fixe le nombre n_t de canaux temporels de classement (qui peut aller jusqu'à 1000). Pour chaque canal de temps (ou de vitesse), les résultats stockés en mémoire de l'ordinateur sont :

- le nombre total d'atomes
- le nombre d'atomes dans *e*
- le nombre d'atomes dans *g*
- la probabilité P_e d'avoir les atomes dans *e*

Un autre mode de classement est justifié par le fait que dans beaucoup d'expériences les atomes sont dans des paquets qui arrivent au niveau du détecteur dans des fenêtres temporelles bien précises (voir la figure C.2). L'utilisateur peut définir jusqu'à 5 fenêtres de détection, correspondant donc à 5 paquets atomiques différents. Pour chaque séquence expérimentale, le logiciel va déterminer ce qui s'est passé dans chaque fenêtre. Les 4 résultats possibles sont :

- N : aucun atome détecté
- E : un seul atome détecté dans l'état *e*
- G : un seul atome détecté dans l'état *g*

- X : plus d'un atome détecté (dans e ou g)

Pour n paquets atomiques, il existe donc 4^n canaux de rangement de coïncidences différents dans la mémoire de l'ordinateur. Ce dernier conserve le nombre total d'événements qui se sont passés dans chaque canal.

Cet ensemble complexe de canaux (temps ou vitesse et type de coïncidence) est de plus dupliqué pour chaque point du balayage du paramètre extérieur (le nombre de point de balayage n_{bal} est également réglable par l'utilisateur). Le programme laisse le choix de varier trois paramètres :

- la fréquence d'une source micro-onde (en pilotant un synthétiseur digital),
- une tension en sortie d'un convertisseur digital analogique,
- l'instant d'allumage d'un canal digital du MARQUEUR (par rapport au début de la courbe).

La structure complexe de la mémoire de l'ordinateur dépend donc des paramètres choisis par l'utilisateur et est donc gérée de manière dynamique par le programme.

C.2.2.b L'affichage et la sauvegarde des résultats

L'affichage et la sauvegarde des données se fait en cours de boucle d'acquisition comme le montre la figure C.3.

Le programme garde en mémoire une structure appelée PLOTITEM qui spécifie les graphique que l'utilisateur désire voir afficher à l'écran. Deux types d'objets graphiques sont disponibles : une barre affichant la valeur d'un des résultats stocké en mémoire, ou bien un graphique à deux dimensions où un résultat est affiché en fonction du temps, de la vitesse ou de la valeur du paramètre extérieur. Le nombre total d'atomes en fonction de la vitesse permet d'accéder par exemple à la distribution de vitesse du paquet atomique. De même, la probabilité d'être dans e en fonction de la fréquence de la micro-onde Ramsey, nous renseigne sur les franges de Ramsey. Au début de la boucle d'acquisition, le programme teste si il est possible d'afficher l'objet ou non.

Les résultats sont accumulés sur un nombre de séquences expérimentales n_{seq} fixé par l'utilisateur et stockés dans une mémoire tampon. Le nombre de séquences est généralement de l'ordre de 1000, ce qui veut dire que le temps d'accumulation est de l'ordre de la seconde. Une fois cette étape passée, le programme teste s'il y a eu une alarme en cours d'accumulation en interrogeant l'ordinateur de surveillance de l'expérience (voir C.3). S'il n'y a pas eu d'erreurs, les résultats sont ajoutés à ceux stockés en mémoire depuis le début de l'acquisition. Sinon une alarme est affichée et l'accumulation sur n_{seq} séquences recommence. Les objets graphiques à l'écran peuvent représenter les résultats "instantanés" (ceux de la mémoire tampon), accumulés depuis le début pour chaque valeur du paramètre extérieur, ou bien accumulés sur l'ensemble des valeurs du paramètre extérieur.

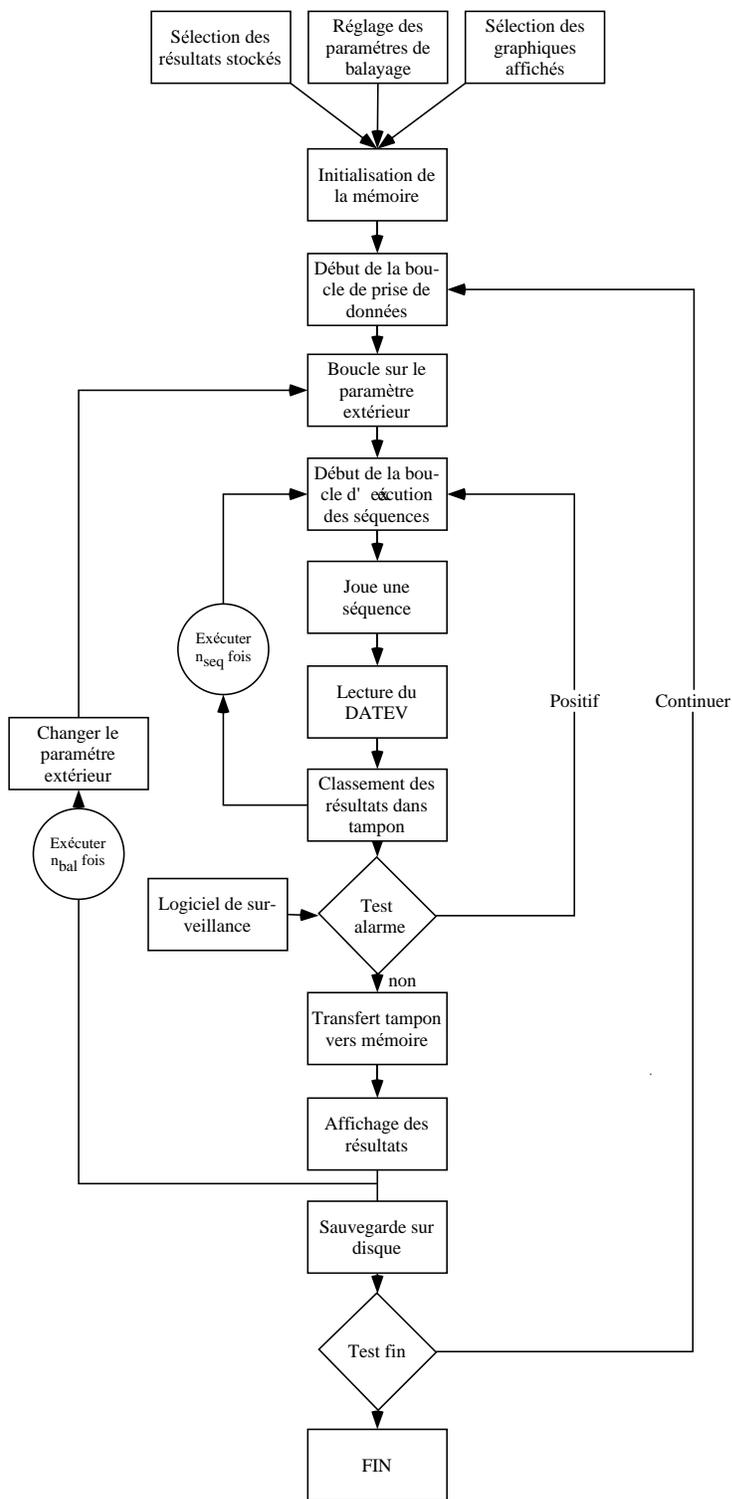


FIG. C.3 – Boucle d'acquisition.

C.3 Le programme de surveillance des asservissements

Vu le faible nombre d'atomes dans chaque paquet atomique produit lors des expériences présentées dans cette thèse, il est nécessaire d'accumuler les données sur des temps particulièrement longs (voir figure B.3). Il faut typiquement entre 1 et 3 h pour avoir une statistique suffisante sur les coïncidences à deux atomes et entre 6 et 20 h pour les coïncidences à trois atomes. Durant ces longues périodes tous les paramètres expérimentaux doivent rester stables, en particulier les fréquences des lasers et des sources micro-ondes utilisés. Ceci demande une attention constante qui n'est pas forcément facile à maintenir au milieu de la nuit.

Afin de nous faciliter la tâche, nous avons développé un programme de surveillance en continu de ces paramètres expérimentaux¹. J'ai commencé à écrire ce programme qui a été amélioré par la suite grâce aux efforts de Patrice Bertet lors de son stage de DEA. L'élément de base de ce programme est une structure "watch", qui est chargée de surveiller un type de paramètre qui peut être une tension analogique (lue grâce à un convertisseur analogique-digital), un signal TTL (lue avec un bus PIA 6821) ou encore le résultat d'un appareil GPIB lu avec une carte interface GPIB commerciale. Pour chaque élément on précise les bornes entre lesquelles la valeur mesurée est sensée se trouver. L'intervalle précisé par l'utilisateur peut fluctuer lentement autour de la valeur moyenne des n dernières valeurs mesurées (afin de s'affranchir des dérives lentes).

Il y a préalarme si une valeur mesurée est trouvée en dehors de l'intervalle. Dans ce cas, le programme mesure constamment le paramètre incriminé, le but est de faire un grand nombre de mesures afin de s'affranchir du bruit statistique et de déterminer si vraiment la nouvelle valeur du paramètre est en dehors des bornes. L'utilisateur a précisé dans la structure *watchdog* le nombre de mesures à effectuer ainsi que le seuil d'événements anormaux (en pourcentage du nombre total de mesures effectuées) au delà duquel on considère qu'il y a alarme.

S'il y a alarme, le programme émet un signal sonore, affiche à l'écran le paramètre incriminé et communique le signal à l'ordinateur chargé des prises de données. cette opération se fait par "hand-shaking" afin d'être sûr qu'il n'y a eu aucune alarme au cours d'une phase d'accumulation des données (voir figure C.4).

Dans ce cas, le programme de surveillance ne remet le signal d'alarme envoyé au programme d'acquisition à zéro uniquement après avoir reçu confirmation de la part de ce dernier de la réception effective de l'alarme à l'aide du signal HANDSHAKE.

L'ensemble des améliorations apportées au programme de gestion de l'expérience ainsi que l'ajout de la tâche de surveillance des paramètres ont permis sans aucun doute la réalisation, de manière relativement aisée, des expériences présentées dans ce mémoire, en particulier celles à trois atomes.

¹ce programme fut rapidement appelé "watchdog" au sein de notre équipe

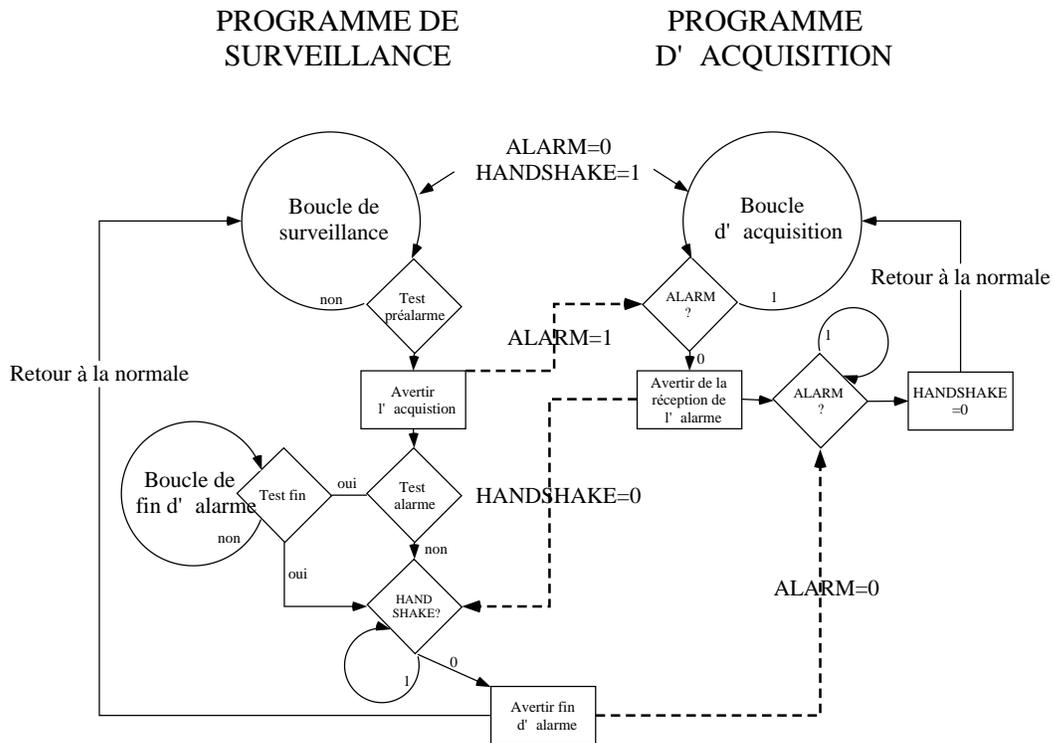


FIG. C.4 – Communication entre les programmes de surveillance et d'acquisition.

Bibliographie

- [ACvdB⁺90] J.R. ASHBURN, R.A. CLINE, P.J.M. van der BURGT, W.B. WESTERWELDT, et J.S. RISLEY. *Phys. Rev. A*, **41**, 2407, (1990).
- [AE75] L. ALLEN et J.H. EBERLY. *Optical resonance and two level atoms*. Wiley, New York, (1975).
- [AEM⁺95] M.H. ANDERSON, J.R. ENSHER, M.R. MATTHEWS, C.E. WIEMAN, et E.A. CORNELL. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, **269**, 198, (1995).
- [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).
- [BCJD99] G.K. BRENNEN, C.M. CAVES, P.S. JESSEN, et I.H. DEUTSCH. Quantum Logic Gates in Optical Lattices. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1060, (1999).
- [BDT85] A. BRILLET, T. DAMOUR, et P. TOURENC. Introduction du gravitationnal wave research. *Ann. Phys. Fr.*, **10**, 219, (1985).
- [Bel64] J.S. BELL. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. *Physics*, **1**, 195, (1964).
- [Ber94] F. BERNARDOT. *Électrodynamique en cavité : expériences résonnantes en régime de couplage fort*. Thèse de Doctorat, Université Paris 6, (1994).
- [Bet44] H. A. BETHE. *Phys. Rev.*, **66**, (1944).
- [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).
- [BHL⁺90] M. BRUNE, S. HAROCHE, V. LEFÈVRE, J.-M. RAIMOND, et N. ZAGURY. Quantum nondemolition measurement of small photon numbers by Rydberg-atom phase-sensitive detection. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 976, (1990).
- [BHR⁺92] M. BRUNE, S. HAROCHE, J.-M. RAIMOND, L. DAVIDOVICH, et N. ZAGURY. Manipulation of photons in a cavity by dispersive atom-field coupling : Quantum- nondemolition measurements and generation of "Schrödinger cat" states. *Phys. Rev. A*, **45**, 5193, (1992).

- [BHS97] R. BRUCKMEIER, H. HANSEN, et S. SCHILLER. Repeated Quantum nondemolition measurements of continuous optical waves. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 1243, (1997).
- [BLGL95] K. BENCHEIKH, J.A. LEVENSON, P. GRANGIER, et O. LOPEZ. Quantum nondemolition demonstration via repeated backaction evading measurements. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3422, (1995).
- [BMP⁺95] G. BREITENBACH, T. MÜLLER, S.F. PEREIRA, J.-P. POIZAT, S. SCHILLER, et J. MLYNEK. *J. Opt. Soc. B*, **12**, 2304, (1995).
- [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).
- [BO96] M.F. BOCKO et R. ONOFRIO. On the measurement of a weak classical force coupled to harmonic oscillator : experimental progress. *Rev. Mod. Phys.*, **68**, 755, (1996).
- [Boh51] D.J. BOHM. *Quantum theory*. Prentice-Hall, (1951).
- [Boh93] N. BOHR. *La théorie atomique et la description des phénomènes*. J. Gabay, Paris, (1993).
- [Bor99] Ch. J. BORDÉ. Quantum Theory of clocks and of gravitational sensors using atom interferometry. In *Proceeding of the ICOLS'99 conference*. World Scientific, (1999).
- [BR35] N. BOHR et L. ROSENFELD. Can quantum mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, **48**, 669, (1935).
- [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).
- [BS77] H.A. BETHE et E.E. SALPETER. *Quantum mechanics of one- and two-electron atoms*. Plenum, New York, (1977).
- [BSH95] C.C. BRADLEY, C.A. SACKETT, et R.G. HULET. Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 1687, (1995).
- [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).
- [BSSM97] R. BRUCKMEIER, K. SCHNEIDER, S. SCHILLER, et J. MLYNEK. Quantum Nondemolition Measurements Improved by a Squeezed Meter Input. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1463, (1997).
- [BV74] V.B. BRAGINSKII et Y.I. VORONTOSOV. Quantum-mechanical limitations in macroscopic experiments and modern experimental technique. *Usp. Fiz. Nauk*, **114**, 41, (1974).

- [BVK77] V.B. BRAGINSKII, Y.I. VORONTOSOV, et F.Y. KHALILI. Quantum singularities of a ponderomotive meter of electromagnetic energy. *Zh Eksp Teor Fiz*, **73**, 1340, (1977).
- [BVT80] V.B. BRAGINSKII, Y.I. VORONTSOV, et K.S. THORNE. Quantum non-demolition measurements. *Science*, **209**, 547, (1980).
- [CG69] K.E. CAHILL et R.J. GLAUBER. *Phys. Rev.*, **177**, 1857, (1969).
- [Chu91] S. CHU. Laser manipulation of atoms and particules. *Science*, **253**, 861, (1991).
- [CTD+80] C.M. CAVES, K.S. THORNE, R.W.P. DREVER, V.D. SANDBERG, et M. ZIMMERMANN. On the measurement of a weak classical force coupled to a quantum mechanical oscillator. I. Issues of principles. *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 341, (1980).
- [CTDL77] C. COHEN-TANNOUJDI, Bernard DIU, et Franck LALOË. *Mécanique quantique*, volume 1. Hermann, (1977).
- [CTDRG88a] C. COHEN-TANNOUJDI, Jacques DUPONT-ROC, et Gilbert GRYNBERG. *Photons et atomes, introduction à l'électrodynamique quantique*. InterEditions, (1988).
- [CTDRG88b] C. COHEN-TANNOUJDI, Jacques DUPONT-ROC, et Gilbert GRYNBERG. *Processus d'interaction entre photons et atomes*. InterEditions, (1988).
- [CTP90] C. COHEN-TANNOUJDI et W.D. PHILLIPS. New mechanisms for laser colling. *Physics Today*, **43**, 33, (1990).
- [CZ95] J.I. CIRAC et P. ZOLLER. Quantum computations with cold trapped ions. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 4091, (1995).
- [DiV95] D.P. DIVINCENZO. *Science*, **270**, 255, (1995).
- [DMA+95] K.B. DAVIS, M.-O. MEWES, M.R. ANDREWS, N.J. van DRUTEN, D.S. DURFEE, D.M. KURN, et W. KETTERLE. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3969, (1995).
- [Dow98] J.P. DOWLING. Correlated Input-Port, Matter-Wave Interferometer : Quantum Noise Limits to the Atom-Laser Gyroscope. *Phys. Rev. A*, **57**, 4736, (1998).
- [Dre97] J. DREYER. *Atomes de Rydberg et cavités : observation de la décohérence dans une mesure quantique*. Thèse de Doctorat, Université Paris 6, (1997).
- [DWM90] T.J. DUNN, I.A. WALMSLEY, et S. MUKAMEL. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 884, (1990).
- [Ein24] A. EINSTEIN. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. *Kgl. Preuss. Akad. Wiss.*, page 261, (1924).
- [EJ95] A. EKERT et R. JOSZA. *Rev. Mod. Phys.*, **68**, 3733, (1995).

- [Els37] W.M. ELSASSER. *Phys. Rev.*, **52**, 987, (1937).
- [EPR35] A. EINSTEIN, B. PODOLSKY, et N. ROSEN. Can quantum mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, **47**, 777, (1935).
- [FMY92] S.R. FRIBERG, S. MACHIDA, et Y. YAMAMOTO. Quantum nondemolition of the photon number of an optical soliton. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 3165, (1992).
- [GC97] N.A. GERSHENFELD et I.L. CHUANG. *Science*, **275**, 350, (1997).
- [GCR92] P. GRANGIER, J.-M. COURTY, et S. REYNAUD. Characterization of noideal quantum non-demolition measurements. *Opt. comm.*, **89**, 99, (1992).
- [GF92] E. GIACOBINO et C. FABRE. *Eds., Appl. Phys. B*, **55**, (1992). (Special issue on squeezed states and nonclassical light).
- [GHZ90] D.M. GREENBERGER, M. HORNE, et A. ZEILINGER. Bell's theorem without inequalities. *Am. J. Phys.*, **58**, 1131, (1990).
- [Gla63] R.J. GLAUBER. Coherent and incoherent states of the radiation field. *Phys. Rev.*, **131**, 2766, (1963).
- [GLP98] P. GRANGIER, J. A. LEVENSON, et J.-P. POIZAT. Quantum non-demolition measurements in optics. *Nature*, **396**, 537, (1998).
- [Gor29] W. GORDON. *Ann. der Phys.*, **2**, 1031, (1929).
- [Goy82] P. GOY. *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, **3**, 221, (1982).
- [GRR91] P. GRANGIER, J.F. ROCH, et G. ROGER. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1418, (1991).
- [Har92] S. HAROCHE. Cavity Quantum Electrodynamics. In *Systèmes fondamentaux en optique quantique*, les Houches session LIII. Elsevier Science Publishers, (1992).
- [HCWL90] M.J. HOLLAND, M.J. COLLETT, D.F. WALLS, et M.D. LEVENSON. Noideal quantum non-demolition measurements. *Phys. Rev. A*, **42**, 2995, (1990).
- [Hei27] W. HEISENBERG. Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. *Z. Phys.*, **43**, 172, (1927).
- [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).
- [HK83] R.G. HULET et D. KLEPPNER. Rydberg atoms in circular states. *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 1430, (1983).
- [HK89] S. HAROCHE et D. KLEPPNER. *Physics Today*, **42**, 24, (1989).

- [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).
- [HOSW84] M. HILLERY, R.F. O'CONNELL, M.O. SCULLY, et E.P. WIGNER. *Phys. Rep.*, **108**, 121, (1984).
- [HR93] S. HAROCHE et J.M. RAIMOND. *Scientific American*, (1993).
- [HR94] S. HAROCHE et J.M. RAIMOND. Manipulation of non classical field states by atom interferometry. In *Cavity Quantum Electrodynamics*, pages 767–940. Academic Press, (1994). supplement of *Advances in Atom and Molecular Physics*.
- [IHY85] N. IMOTO, H.A. HAUS, et Y. YAMAMOTO. Quantum nondemolition measurement of the photon number via the optical Kerr effect. *Phys. Rev. A*, **32**, 2287, (1985).
- [IR93] W.M. ITANO et N.F. RAMSEY. Accurate measurement of time. *Scientific american*, **269**, 46, (1993).
- [Isa84] S. ISAGAWA. *J. Appl. Phys.*, **51**, 4460, (1984).
- [JBC⁺98] D. JAKSCH, C. BRUDER, J.I. CIRAC, C.W. GARDINER, et P. ZOLLER. Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3108, (1998).
- [JBY95] J.M. JACOBSON, G. BJÖRK, et Y. YAMAMOTO. Quantum limit for the Atom-Light interferometer. *Appl. Phys. B*, **60**, 187, (1995).
- [JC63] E.T. JAYNES et F.W. CUMMINGS. Comparison of quantum and semi-classical radiation theories with application to the beam maser. *Proc. IEEE*, page 89, (1963).
- [Kan98] B.E. KANE. A Silicon-based nuclear spin quantum computer. *Nature*, **393**, 133, (1998).
- [KL66] H. KOGELNIK et T. LI. Laser beams and resonators. *Proc. IEEE*, **54**, 1312, (1966).
- [Kle89] N. KLEIN. Thèse de Doctorat, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, (1989).
- [LAR⁺93] J.A. LEVENSON, I. ABRAM, T. RIVERA, P. FAYOLLE, J.-C. GARREAU, et P. GRANGIER. Quantum optical cloning amplifier. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 267, (1993).
- [LD97] L.G. LUTTERBACH et L. DAVIDOVICH. Method for direct measurement of the Wigner function in cavity QED and ion traps. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 2547, (1997).
- [LDK94] J.R. LALANNE, A. DUCASSE, et S. KIELICH. *Interaction laser molecule*. Polytechnica, (1994).

- [LMK⁺96] D. LEIBFRIED, D.M. MEEKHOF, B.E. KING, C. MONROE, W.M. ITANO, et D.J. WINELAND. Experimental determination of the motional quantum state of a trapped atom. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4281, (1996).
- [LP31] L.D. LANDAU et R. PEIERLS. *Z. Phys.*, **69**, 56, (1931).
- [LSRW86] M.D. LEVENSON, R.M. SHELBY, M. REID, et D.F. WALLS. Quantum nondemolition detection of optical quadrature amplitudes. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2473, (1986).
- [Maî98] X. MAÎTRE. *Une paire d'atomes intriqués : Expériences d'électrodynamique quantique en cavité*. Thèse de Doctorat, Université Paris 6, (1998).
- [Maa96] A. MAALI. *Oscillations de Rabi quantiques : test direct de la quantification du champ*. Thèse de Doctorat, Université Paris 6, (1996).
- [Mer90] N.D. MERMIN. What's wrong with these elements of reality? *Physics Today*, page 9, (1990).
- [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).
- [MKDR98] X. MÜLLER, T. KINOSHITA, et J. DUPONT-ROC. Imaging the edge of an ⁴He prewetting film on a cesium metal surface. *J. Low Temp. Phys.*, **113**, 823, (1998).
- [MMK⁺95] 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).
- [MMK⁺96] D.M. MEEKHOF, C. MONROE, B.E. KING, W.M. ITANO, et D.J. WINELAND. Generation of nonclassical motional states of a trapped atom. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1796, (1996).
- [MMKW96] C. MONROE, D.M. MEEKHOF, B.E. KING, et D.J. WINELAND. A "Schrödinger cat" superposition state of an atom. *Science*, **272**, 1131, (1996).
- [MW83] G.J. MILLBURN et D.F. WALLS. Quantum nondemolition measurements via quadratic coupling. *Phys. Rev. A*, **28**, 2065, (1983).
- [MWM85] D. MESCHÉDE, H. WALTHER, et G. MULLER. One-atom maser. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 551, (1985).
- [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).

- [NRO⁺99] G. NOGUES, A. RAUSCHENBEUTEL, S. OSNAGHI, M. BRUNE, J.M. RAIMOND, et S. HAROCHE. Seeing a single photon without destroying it. *Nature*, **400**, 239, (1999).
- [Nus94] P. NUSSENZVEIG. *Mesures de champs au niveau du photon par interférométrie atomique*. Thèse de Doctorat, Université Paris 6, (1994).
- [PG93] J.-P. POIZAT et P. GRANGIER. Experimental realization of a quantum optical tap. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 271, (1993).
- [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).
- [PGL88] W.D. PHILLIPS, P.L. GOULD, et P.D. LETT. Cooling, stopping and trapping atoms. *Science*, **239**, 877, (1988).
- [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).
- [Pla00] M. PLANCK. *Verh. Deutsch. Phys. Ges.*, **2**, 202, (1900).
- [POK94] S.F. PEREIRA, Z.Y. OU, et H.J. KIMBLE. Backaction evading measurements for quantum nondemolition detection and quantum optical tapping. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 214, (1994).
- [PRG94] J.-P. POIZAT, J.-F. ROCH, et P. GRANGIER. Characterization of quantum nondemolition measurements in optics. *Ann. Phys. Fr.*, **19**, 265, (1994).
- [PSY89] A. La PORTA, R.E. SLUSHER, et B. YURKE. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 28, (1989).
- [PTVF95] W.H. PRESS, S.A. TEUTOLSKY, W.T. VETTERLING, et B.P. FLANERY. *Numerical recipes in C*. Cambridge University Press, Cambridge, (1995).
- [Ram56] N.F. RAMSEY. *Molecular beams*. International series of monographs on physics. Oxford (1985), (1956).
- [RNO⁺99] A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, J.M. RAIMOND, et S. HAROCHE. Operation of a quantum phase gate in cavity quantum electrodynamics. *Phys. Rev. Lett.*, **accepté**, (1999).
- [RRG⁺92] J.-F. ROCH, G. ROGER, P. GRANGIER, J.-M. COURTY, et S. REYNAUD. Quantum non-demolition measurements in optics : a review and some experimental results. *Appl. Phys. B*, **55**, 291, (1992).
- [RSKW90] G. REMPE, F. SCHMIDT-KALER, et H. WALTHER. Observation of sub-poissonian photon statistics in a micromaser. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2783, (1990).

- [RVG⁺97] J.-F. ROCH, K. VIGNERON, Ph. GRELU, A. SINATRA, J.-P. POIZAT, et P. GRANGIER. Quantum nondemolition measurements using cold trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 634, (1997).
- [RZBW75] H. RAUCH, A. ZEILINGER, G. BADUREK, et A. WILFING. Verification of a coherent spinor rotation of fermions. *Phys. Lett. A*, **54**, 425, (1975).
- [SBRF93] D.T. SMITHEY, M. BECK, M.G. RAYMER, et A. FARIDANI. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1244, (1993).
- [Sch35] E. SCHRÖDINGER. Die gegenwärtige Situation in der QuantenMechanik. *Naturwissenschaften*, **23**, 807, 823, 844, (1935). Traduction anglaise dans [WZ83].
- [Sch92] J. SCHURR. Thèse de Doctorat, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, (1992).
- [Smi93] P. SMITH. *Opt. Commun.*, **102**, 105, (1993).
- [TDC⁺78] K.S. THORNE, R.W.P. DREVER, C.M. CAVES, M. ZIMMERMANN, et V.D. SANDBERG. Quantum nondemolition measurements of harmonic oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 667, (1978).
- [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).
- [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).
- [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).
- [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).
- [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).
- [Unr78] W.G. UNRUH. Analysis of quantum-nondemolition measurement. *Phys. Rev. D*, **18**, 1764, (1978).
- [URHH99] Th. UDEM, J. REICHERT, R. HOLZWARH, et T.W. HÄNSCH. Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium D1 Line with a Mode-Locked Laser. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3568, (1999).
- [vN32] J. von NEUMANN. *Mathematische Grundlagen der Quanten-Mechanik*. Verlag Julius-Springer, Berlin, (1932). Traduction anglaise : Princeton University Press (1955) ou [WZ83].

- [Wal83] D.F. WALLS. Squeezed states of light. *Nature*, **306**, 141, (1983).
- [WCOE75] S.A. WERNER, R. COLLELA, A.W. OVERHAUSER, et C.F. EAGEN. Observation of the phase shift of a neutron due to the precession in a magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 1053, (1975).
- [Wig32] E.P. WIGNER. *Phys. Rev.*, **40**, 749, (1932).
- [WSD⁺84] W. WINKLER, R. SCHILLING, K. DANZMANN, J. MIZUNO, et K.A. STRAIN. Light scattering described in the mode picture. *Applied Optics*, (1984).
- [WZ83] J.A. WHEELER et W.H. ZUREK. *Theory of measurement*. Princeton University Press, (1983).
- [YY99] F. YAMAGUCHI et Y. YAMAMOTO. *Appl. phys. B*, **68**, 1, (1999).
- [ZLKK79] M. ZIMMERMAN, M. LITTMAN, M. KASH, et D. KLEPPNER. *Phys. Rev.*, page 2251, (1979).
- [Zur81] W.H. ZUREK. Pointer basis of quantum apparatus : Into what mixture does the wave packet collapse? *Phys. Rev. D*, **24**, 1516, (1981).
- [Zur91] W.H. ZUREK. Decoherence and the transition from quantum to classical. *Physics Today*, **44**, 36, (1991).

Résumé

Les mesures habituelles en optique détruisent les photons incidents pour convertir leur énergie en un signal détectable. Cette destruction n'est cependant pas imposée par les lois quantiques fondamentales et des stratégies de mesure quantique non-destructive ont été proposées qui permettent la mesure répétée de champs électromagnétiques. Nous présentons la détection sans absorption d'un seul photon stocké dans une cavité micro-onde supraconductrice. Nous utilisons à cette fin des atomes de Rydberg circulaires, très fortement couplés au champ. Durant son interaction avec le mode de la cavité, un atome est capable d'absorber un photon puis de le réémettre. Il s'agit des oscillations de Rabi quantiques. À la fin de ce cycle absorption-émission, le photon est encore présent dans la cavité mais le système atome-champ a gardé une trace de son évolution dans la phase de sa fonction d'onde qui a tourné de 180° . Nous détectons ce déphasage grâce à un dispositif d'interférométrie atomique. Un ensemble d'expériences permet de prouver les corrélations entre l'atome et l'état du champ et le caractère non-destructif de la mesure. Une analyse précise des performances du dispositif et de ses applications possibles pour l'optique quantique est menée.

Mots-clés : mesure quantique, mesure quantique non-destructive, optique quantique, électrodynamique quantique en cavité, atomes de Rydberg, cavité supraconductrice, interférométrie atomique.

Abstract

Usual measurements in optics destroy the incoming photons and convert their energy into a measurable signal. However, this destruction is not required by fundamental quantum laws and quantum nondemolition strategies have been proposed. They allow for repeated measurements of electromagnetic fields. In this work, we observed, for the first time, a single photon stored in a superconducting cavity without destroying it. In this experiment, we use circular Rydberg atoms which are strongly coupled to the field. During its interaction with the cavity mode, a single atom is able to absorb and reemit a single photon. This phenomenon is the well-known quantum Rabi oscillation. At the end this absorption-emission cycle, the photon is still in the cavity. However, the atom-field system keeps a track of its past evolution in the phase of its wavefunction, which changed by 180° . This phase-shift can be detected by atomic interferometry. We performed experiments which show that we can correlate the atomic state to the field state, and that this process is non-destructive. The performances of our setup are analyzed and its possible applications to quantum optics are discussed.

Key words : quantum measurement, quantum nondemolition measurement, quantum optics, cavity quantum electrodynamics, Rydberg atoms, superconducting cavity, atomic interferometry.