



HAL
open science

Oscillations de Rabi quantiques : test direct de la quantification du champ

Abdelhamid Maali

► **To cite this version:**

Abdelhamid Maali. Oscillations de Rabi quantiques : test direct de la quantification du champ. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1996. Français. NNT: . tel-00011908

HAL Id: tel-00011908

<https://theses.hal.science/tel-00011908v1>

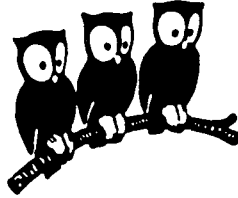
Submitted on 10 Mar 2006

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 BROSSEL



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

spécialité : physique quantique

présentée par

Abdelhamid MAALI

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris 6

Sujet de la thèse

**OSCILLATIONS DE RABI QUANTIQUES : TEST
DIRECT DE LA QUANTIFICATION DU CHAMP**

Soutenue le 27 Novembre 1996 devant le jury composé par:

**M. Alain ASPECT
M. Michel BRUNE
M. Bertrand GIRARD
M. Pierre GLORIEUX
M. Serge HAROCHE
M. Jean-Michel RAIMOND**

**DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE DE
L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE**

LABORATOIRE KASTLER BROSSEL



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

spécialité : **physique quantique**

présentée par

Abdelhamid MAALI

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris 6

Sujet de la thèse

**OSCILLATIONS DE RABI QUANTIQUES : TEST
DIRECT DE LA QUANTIFICATION DU CHAMP**

Soutenue le 27 Novembre 1996 devant le jury composé par:

M. Alain ASPECT

M. Michel BRUNE

M. Bertrand GIRARD

M. Pierre GLORIEUX

M. Serge HAROCHE

M. Jean-Michel RAIMOND

Remerciements

Cette thèse a été effectuée au laboratoire Kastler Brossel durant la période 1993-1996. Je remercie Jacques Dupont-Roc et Michèle Leduc de m'y avoir accueilli et de m'avoir fait bénéficier d'excellentes conditions de recherches.

Je remercie MM. Alain Aspect, Bertrand Girard et Pierre Glorieux de l'intérêt qu'ils ont porté à ces recherches en acceptant de faire partie du jury de soutenance.

Serge Haroche m'a accueilli dans le DEA de physique quantique dont il était le responsable. Il m'a témoigné une grande confiance et sans son aide je n'aurais pu obtenir ma première carte de séjour. J'ai eu le grand plaisir d'effectuer ma thèse dans le groupe d'électrodynamique quantique en cavité dirigé par les professeurs Serge Haroche et Jean-Michel Raimond. Leur enthousiasme, leur imagination scientifique ainsi que leur talent de pédagogues ont été pour moi une aide très précieuse. Merci, Serge, Jean-Michel d'avoir guidé mes premiers pas dans la recherche et de m'avoir conduit à la maturité scientifique. La partie expérimentale de cette thèse n'aurait pu être réalisée sans Michel Brune. Son inépuisable disponibilité et ses compétences expérimentales m'ont été d'un grand secours. Bien au-delà de simples aspects matériels, je crois qu'il a su me communiquer une partie de son talent, je l'en remercie.

Plusieurs personnes ont participé directement à ces recherches. Merci à Jochen Dreyer, Edward Hagley, Ferdinand Schmidt-Kaler, Philippe Goy, Luiz Davidovich et Xavier Maître pour l'amicale collaboration que nous avons eu durant ces années de thèse.

Je remercie également Valérie Lefèvre, Jean Hare, François Treussart, Nicolas Dubreuil, Peter Domokos, Gilles Nogues, Sébastien Bize, Thibault Joncqheere pour l'excellente relation que j'ai pu entretenir avec eux durant cette période.

Sans les services techniques ces recherches n'auraient pu aboutir. Que MM. Guillaume, Lagadec, Outrequin, Clouqueur, Giron, Perennes, ainsi que l'ensemble des services généraux du département trouvent ici mes remerciements.

Merci à mes parents et à toute ma famille ainsi qu'à l'ensemble de mes cousins qui m'ont toujours soutenu durant mon travail de thèse.

Table des matières

1	Interaction d'un atome à deux niveaux avec un seul mode du champ électromagnétique	8
1.1	Hamiltonien du système et modèle de Jaynes-Cummings . . .	9
1.1.1	Les états habillés atome-champ	13
1.1.2	Oscillation de Rabi d'un atome dans le champ de quelques photons	17
1.2	Conclusion	24
2	Observation de l'oscillation de Rabi: le dispositif expérimental	25
2.1	Introduction	25
2.2	Choix des Atomes	26
2.2.1	Propriétés des atomes de Rydberg circulaires	27
2.2.2	Préparation des niveaux circulaires	32
2.2.3	Zone de préparation des atomes	39
2.2.4	Détection des états circulaires	39
2.2.5	La purification des atomes circulaires	42
2.3	Le choix de la cavité	48
2.3.1	Modes et géométrie de la cavité	51
2.3.2	Préparation de la cavité et mesure de son facteur de qualité	52
2.3.3	Le couplage atome-champ	62
2.3.4	L'accord de la cavité	63
2.4	Le choix du cryostat	64
2.4.1	Description générale du cryostat	65
2.4.2	Conclusion	69

3	Oscillation de Rabi : test direct de la quantification du champ dans une cavité	70
3.1	Introduction	70
3.2	Effet maser et accord de la cavité sur la transition atomique	71
3.3	La mesure du flux atomique et l'estimation de l'efficacité de détection	73
3.4	Méthode d'acquisition des données	76
3.5	Oscillation de Rabi d'un atome dans une cavité vide	80
3.6	Oscillation de Rabi d'un atome dans un champ de quelques photons et test de la quantification du champ	83
3.7	Mesure de la distribution du nombre de photons dans un champ stocké dans la cavité	87
3.8	Conclusion	88
4	Interrupteur quantique et préparation d'états non classiques du champ	91
4.1	Interaction d'un atome avec une cavité non résonnante	92
4.2	Couplage de la cavité à une source classique extérieure	95
4.3	Préparation du champ dans un état superposition quantique du vide du rayonnement et d'un champ cohérent	98
4.3.1	Détection du chat de Schrödinger	103
4.3.2	Etude de la décohérence du chat de Schrödinger préparé dans la cavité	106
4.4	Préparation d'un état non local du champ	112
4.4.1	La détection des cohérences de l'état non local	117
4.4.2	Etude de la relaxation de l'état non local du champ	119
4.4.3	Effet de la relaxation sur la probabilité $P(d_1, d_2)$	121
4.4.4	Effet de la dispersion des vitesses sur la probabilité $P(d_1, d_2)$	122
4.5	Conclusion	124

Introduction

Les développements récents de l'optique quantique permettent maintenant de manipuler des systèmes quantiques uniques placés dans des environnements bien contrôlés [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13]. Il est maintenant possible de réaliser des expériences interprétables directement en termes des postulats fondamentaux de la mécanique quantique, proches des expériences de pensée que les fondateurs de la mécanique quantique (Bohr, Schrödinger, Einstein) utilisèrent pour formuler son interprétation [14][15][16]. La mécanique quantique est sans doute la théorie la mieux vérifiée, avec un champ d'application immense, des théories de champs aux hautes énergies, à des applications dans le domaine macroscopique comme la supraconductivité ou la superfluidité. Si sa validité ne fait guère de doute dans l'état actuel de nos connaissances, elle n'en garde pas moins, après 70 ans de succès, des caractéristiques contraires à l'intuition. Les problèmes de corrélations non locales, illustrés par les paradoxes EPR [17][18][19][20] ou GHZ [21][22], l'inexistence de superpositions quantiques d'états macroscopiquement différents [23] (tels que le fameux "chat de Schrödinger", à la fois mort et vivant), sont parmi les problèmes essentiels que ces nouvelles techniques expérimentales nous permettent d'explorer.

Dans ce domaine, deux techniques expérimentales paraissent les plus prometteuses: les ions piégés et l'électrodynamique quantique en cavité.

Il est possible maintenant de piéger dans son niveau fondamental de vibration, un ion unique, de l'observer pendant des temps importants, de manipuler par laser ses degrés de liberté interne et son mouvement externe de vibration dans le piège, de coupler de manière contrôlée ces degrés de liberté, de détecter de manière sélective et sensible l'état de l'ion [8][24][25].

L'autre domaine dans lequel ces "expériences de pensée" deviennent accessibles est celui de l'électrodynamique quantique en cavité. Il s'agit dans ce

dernier cas de coupler un atome à deux niveaux à un champ électromagnétique stocké dans une cavité de très haute surtension[26, 27, 28, 29, 30, 13, 31, 32]. En utilisant des atomes de Rydberg circulaires de très grande durée de vie et très fortement couplés au rayonnement millimétrique, et des cavités supraconductrices, il est possible d'observer un échange quantique cohérent d'énergie entre les deux systèmes beaucoup plus rapide que les mécanismes de relaxation. La durée de vie des niveaux atomiques ou du champ est même suffisante pour que les corrélations quantiques résultant de leur interaction subsistent après leur séparation, ouvrant des possibilités fascinantes pour le test de notre compréhension de certaines propriétés fondamentales de la mécanique quantique, telles que la non localité[17, 21, 19, 18].

Dans ce mémoire, nous présentons une expérience réalisée dans ce cadre. Nous étudions l'interaction résonante d'un atome unique avec le mode de la cavité, vide initialement ou ne contenant que quelques photons micro-onde. On assiste alors à un échange d'énergie réversible entre l'atome et le champ, la précession de Rabi quantique, qui n'est autre que la limite pour de très faibles champs du phénomène bien connu de la précession de Rabi dans un champ laser intense. Nous avons montré expérimentalement [32] que le signal observé, au lieu d'être une simple sinusoïde comme ce serait le cas pour l'interaction d'un atome avec un champ classique, est constitué de plusieurs composantes de fréquences discrètes, révélant très directement la quantification du champ électromagnétique dans la cavité.

L'histoire de la quantification du rayonnement commence avec Plank, qui, dès 1900, quantifie les échanges d'énergie matière-rayonnement pour expliquer le spectre du rayonnement du corps noir. La notion de quanta d'énergie lumineuse, qui ne fut que bien tard appelée photon, ne prit vraiment corps qu'avec le fameux article d'Einstein, en 1905, reconnaissant, dans les fluctuations thermodynamiques du rayonnement noir, un terme corpusculaire. Il utilisera avec succès cette notion pour expliquer les caractéristiques de l'effet photoélectrique.

Cependant, l'effet photoélectrique lui même ne peut être considéré comme une preuve décisive de la quantification du rayonnement. Comme Wentzel dès 1926[33], puis Lamb et Mandel l'ont montré[34][35], la quantification du détecteur seul est suffisante pour obtenir toutes les caractéristiques de l'effet photoélectrique. En revanche, une très grande variété d'expériences réalisées depuis lors prouvent de manière indiscutable la nature quantique du rayonnement électromagnétique. L'effet Compton, l'émission spontanée et

les déplacements de niveaux associés (déplacements de Lamb) sont déjà des indications très fortes dans cette direction. Les expériences plus récentes sur les propriétés de corrélation du champ électromagnétique [36, 37, 38, 39, 40, 41] (corrélations de photons, états non classiques – sub-poissoniens ou comprimés) prouvent cette quantification de manière éclatante. L'électrodynamique quantique est sans doute, à ce jour, la théorie physique vérifiée avec le plus de précision (voir les expériences sur la mesure du rapport gyromagnétique de l'électron), dans un grand nombre de situations.

Toutefois, l'évidence la plus directe et la plus intuitive de la quantification du champ, la simple constatation que l'énergie du champ électromagnétique stockée dans une cavité est quantifiée, a, jusqu'ici, échappé à l'observation expérimentale. Les événements discrets de photodétection ne pouvant être, comme nous l'avons mentionné, une évidence de la quantification du champ, il est nécessaire pour cela de disposer d'un détecteur plus subtil. D'autre part, le caractère quantique du champ est ordinairement masqué par le caractère macroscopique des intensités utilisées (la différence entre n et $n+1$ photons n'est guère appréciable sur des champs laser ordinaires). De plus, la relaxation du champ dans des cavités de faible finesse brouille usuellement tous les effets quantiques. Une évidence directe de la quantification ne peut donc être obtenue qu'avec des détecteurs de rayonnement sensibles à des champs microscopiques, dans des conditions de relaxation très faibles.

Nous montrerons dans la première partie de ce mémoire (les chapitres 1,2,3), que l'association des atomes de Rydberg circulaires et des cavités supraconductrices permettent de réaliser ces conditions, et d'obtenir une évidence très directe de la quantification du champ. Nous montrerons également que l'analyse des signaux permet de remonter à certaines propriétés statistiques du champ (distribution du nombre de photons), de mesurer l'intensité moyenne avec une précision de l'ordre du centième de photon, constituant ce qui est sans doute un des détecteurs de rayonnement les plus sensibles.

L'autre intérêt de cette expérience est de montrer que l'on dispose maintenant de deux systèmes quantiques de très grande durée de vie, fortement couplés, parfaitement adaptés à toute une variété d'expériences qui testent les notions fondamentales de la mécanique quantique. Nous consacrerons la deuxième partie (chapitre 4) de ce mémoire à décrire théoriquement certaines d'entre elles.

Nous montrerons en effet, que l'interaction non résonante, dispersive, de l'atome avec la cavité devrait permettre de réaliser des superpositions quan-

tiques cohérentes d'états présentant des différences mésoscopiques [13][12][42][43], et d'étudier la durée de vie de telles superpositions.

Si la mécanique quantique admet tout à fait des superpositions linéaires arbitraires d'états, de telles superpositions ne sont jamais observées à l'échelle macroscopique. Pour reprendre les termes provocateurs de Schrödinger, la linéarité de la mécanique quantique devrait permettre de réaliser une superposition d'un chat mort et d'un chat vivant, ce qui n'est, en général, pas observé à notre échelle. Ce problème est en fait très fondamentalement relié à celui de la mesure quantique. Une mesure résulte d'un couplage entre un système mesuré, habituellement microscopique, et un appareil de mesure, nécessairement macroscopique puisque nous devons prendre connaissance du résultat. Si le couplage entre ces deux systèmes était simplement hamiltonien, il en résulterait un état intriqué du système mesuré et de l'appareil de mesure, où celui-ci serait dans une superposition quantique d'états macroscopiquement différents: son aiguille, par exemple, pointant à la fois dans toutes les directions correspondant à des résultats possibles. Comprendre pourquoi nous ne rencontrons jamais de chats de Schrödinger ou comprendre pourquoi nous n'observons jamais d'appareil de mesure dans un tel état ne sont que des manifestations différentes d'un même phénomène.

L'interprétation la plus communément admise de ces phénomènes, soutenue en particulier par W.Zurek [44][45][46][47][48], est qu'il existe un processus dit de décohérence, qui transforme très rapidement de telles superpositions quantiques d'états macroscopiquement différents en de simples mélanges statistiques, parfaitement classiques (nous ne savons pas dans quel état est l'appareil de mesure simplement parce que nous ne l'avons pas encore lu). La décohérence provient du couplage très efficace de tout système macroscopique avec des réservoirs, produisant des processus de relaxation. Dans toutes les situations où on peut pousser assez loin la description théorique, on montre en effet que la relaxation annule très rapidement les cohérences entre ces états macroscopiquement différents. La dynamique de cette relaxation fixant la base particulière constituant les états finaux de l'appareil de mesure [49][45] ("preferred basis"). Ces processus de décohérence jouent un rôle essentiel en empêchant le monde macroscopique de présenter des caractéristiques quantiques (qui ne seraient pas sans nous poser bien des problèmes). Il est donc essentiel de bien les comprendre et de pouvoir expérimentalement observer leurs processus de décohérence.

Pour tous les systèmes macroscopiques, cette décohérence s'effectue en

des temps si courts qu'ils défient l'imagination (et sortent en fait des approximations utilisées). Ce n'est que pour des systèmes mésoscopiques, ne contenant que quelques atomes ou quelques quanta, que l'échelle de temps de la décohérence sera assez longue pour pouvoir être observée expérimentalement, à condition bien sûr que la durée de vie intrinsèque du système soit assez longue. Là encore, l'électrodynamique quantique en cavité nous fournit un cadre presque idéal pour aborder cette étude.

Un seul atome, non résonant avec la cavité micro-onde, possède un indice de réfraction suffisant pour modifier la fréquence du mode d'une façon appréciable. Il peut ainsi contrôler le couplage de la cavité à une source de rayonnement classique. Il joue, en quelque sorte, le rôle des plongeurs diélectriques communément utilisés en technologie micro-onde pour accorder les cavités. A la différence d'un plongeur macroscopique, un atome peut être préparé dans une superposition quantique d'états différents, et donc dans une superposition quantique d'indices de réfraction différents. Nous montrerons qu'il devrait être possible de réaliser ainsi, dans un futur proche, un "interrupteur quantique" [42][50], qui puisse être dans une superposition cohérente de ses états "ouvert" et "fermé". Nous verrons qu'on peut alors préparer, dans une cavité, un état superposition du vide de rayonnement et d'un état cohérent d'amplitude mésoscopique, présentant toutes les caractéristiques d'un "chaton de Schrödinger". Nous montrerons enfin comment un autre atome pourrait être utilisé pour sonder la nature cohérente de cette superposition, et étudier donc, en temps réel le processus de décohérence. En associant deux interrupteurs quantiques de ce genre, nous montrerons enfin, comment on peut réaliser et sonder des superpositions quantiques d'états différents par la localisation d'un champ mésoscopique (un champ cohérent contenant quelques photons). Ceci réalise en quelque sorte, un prototype idéal d'appareil de mesure, où l'aiguille est remplacée par un champ électromagnétique.

L'observation de ces effets serait une étape importante pour le progrès de notre compréhension de la mécanique quantique. S'il ne fait guère de doute que les résultats de ces expériences doivent être conformes à ce que nous attendons, leur réalisation serait toutefois un des tests les plus fondamentaux que nous puissions réaliser sur la théorie de la mesure quantique.

Chapitre 1

Interaction d'un atome à deux niveaux avec un seul mode du champ électromagnétique

Dans ce chapitre nous allons présenter une étude théorique de l'interaction d'un atome à deux niveaux avec un seul mode du champ stocké dans une cavité. Nous allons travailler dans une situation où l'atome est en interaction avec un seul mode du champ, en choisissant le désaccord entre la fréquence du champ et de l'atome très faible devant la séparation entre les modes adjacents.

Dans notre étude nous adopterons une description complètement quantique de l'interaction, autrement dit la matière et le rayonnement seront tous les deux quantifiés.

Lorsque la relaxation est négligeable devant le couplage atome-champ, le système est bien décrit par le modèle de Jaynes-Cummings qui permet de calculer l'évolution du système de manière purement analytique [51].

Nous rappellerons d'abord l'expression du hamiltonien et les états propres et valeurs propres du système. Ensuite nous montrerons que l'échange d'énergie entre l'atome et la cavité contenant un petit champ se fait d'une manière cohérente et réversible et ne peut, en aucun cas être expliqué à l'aide d'une description classique du champ.

1.1 Hamiltonien du système et modèle de Jaynes-Cummings

En négligeant la relaxation, le système atome-cavité peut être décrit par le modèle de Jaynes-Cummings[51]. Le hamiltonien du système est composé de trois termes :

$$H_T = H_A + H_C + H_I \quad (1.1)$$

Le premier terme décrit l'atome, le second décrit le mode du champ et le dernier terme décrit l'interaction entre l'atome et le champ. Les deux niveaux atomiques seront notés $|e\rangle$ pour le niveau excité et $|f\rangle$ pour le niveau fondamental, la fréquence de transition entre ces deux niveaux sera notée ω_0 . Si l'énergie du niveau fondamental $|f\rangle$ est arbitrairement choisie nulle, le hamiltonien de l'atome s'écrit:

$$H_A = \hbar\omega_0\sigma_0 \quad (1.2)$$

où $\sigma_0 = |e\rangle\langle e|$. Les états propres du hamiltonien H_A sont $|f\rangle$ et $|e\rangle$, avec les valeurs propres respectives 0 et $\hbar\omega_0$.

De la même façon, le champ sera décrit quantiquement, et on ne prendra en compte qu'un seul mode. Le hamiltonien du champ s'écrit alors:

$$H_C = \hbar\omega_c\left(a^\dagger a + \frac{1}{2}\right) \quad (1.3)$$

Les opérateurs a et a^\dagger sont les opérateurs d'annihilation et de création d'un photon dans le mode du champ. Ils vérifient la relation de commutation canonique $[a, a^\dagger] = 1$. Les états propres du hamiltonien H_C sont les états de Fock $|n\rangle$ de nombre de photons bien déterminé. L'énergie d'un état à n photons est $E_n = \hbar\omega_c(n + 1/2)$.

Le couplage atome-champ est dipolaire électrique, il est décrit par le hamiltonien:

$$H_I = -\vec{D} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \quad (1.4)$$

où \vec{D} est l'opérateur dipolaire électrique de l'atome et $\vec{E}(\vec{r})$ est le champ électrique du mode de la cavité au point \vec{r} où se trouve l'atome.

Le champ électrique a pour expression:

$$\vec{E}(\vec{r}) = E_0[a\vec{f}(\vec{r}) + a^\dagger\vec{f}^*(\vec{r})] \quad (1.5)$$

La fonction vectorielle $\vec{f}(\vec{r})$ décrit la structure géométrique du mode de la cavité. Elle vérifie les équations d'ondes classiques suivantes:

$$\nabla^2 \vec{f}(\vec{r}) + \frac{\omega_c^2}{c^2} \vec{f}(\vec{r}) = 0 \quad (1.6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{f}(\vec{r}) = 0. \quad (1.7)$$

La composante tangentielle de $\vec{f}(\vec{r})$ s'annule sur les surfaces métalliques. $|\vec{f}(\vec{r})|$ a des maxima locaux aux ventres du mode, et s'annule aux nœuds. L'intégrale du carré de son module définit le volume de chaque mode:

$$\int_{cav} d^3r |\vec{f}(\vec{r})|^2 = V_{mode} \quad (1.8)$$

Le champ électrique par photon E_0 (amplitude des fluctuations du vide), est alors défini par:

$$E_0 = \sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{2\epsilon_0 V_{mode}}}, \quad (1.9)$$

ceci assure que l'énergie de n photons est égale à $(n + 1/2)\hbar\omega_c$.

Le système atome-champ en interaction est présenté sur la figure 1.1. Les deux niveaux atomiques sont $|e\rangle$ et $|f\rangle$. Le champ est un oscillateur harmonique et possède des niveaux d'énergie équidistants. Les deux sous-systèmes sont couplés par le hamiltonien H_I .

L'opérateur dipolaire atomique \vec{D} peut être décomposé sous la forme suivante:

$$\vec{D} = \vec{d}_{ef}\sigma^\dagger + \vec{d}_{ef}^*\sigma \quad (1.10)$$

Les deux opérateurs σ et σ^\dagger échangent les deux états atomiques. Ils sont définis par:

$$\sigma = |f\rangle\langle e| \quad (1.11)$$

$$\sigma^\dagger = |e\rangle\langle f| \quad (1.12)$$

On utilise l'approximation des ondes tournantes qui consiste à négliger les termes qui ne conservent pas l'énergie. Autrement dit, on ne prend en compte que les termes qui font passer l'excitation de l'atome vers le champ ou inversement.

Le hamiltonien d'interaction du système atome-champ prend alors la forme suivante:

$$H_I = -\hbar g(\vec{r})[\sigma^\dagger a + \sigma a^\dagger] \quad (1.13)$$

où g est la constante du couplage atome-champ, donnée par l'expression suivante:

$$g(\vec{r}) = \frac{E_0 |\vec{d}_{ef} \cdot \vec{f}(\vec{r})|}{\hbar} \quad (1.14)$$

En regroupant les trois hamiltoniens précédents, on arrive à une expression pour le hamiltonien total, qui a été introduite par Jaynes et Cummings[51]:

$$H_T = H_A + H_C + H_I \quad (1.15)$$

$$H_T = \hbar\omega_0\sigma_0 + \hbar\omega_c(a^\dagger a + \frac{1}{2}) - \hbar g(\vec{r})[a\sigma^\dagger + a^\dagger\sigma] \quad (1.16)$$

Ce hamiltonien est bien adapté pour étudier l'évolution cohérente du système atome-champ.

Au-delà du modèle de Jaynes-Cummings

Dans une situation réelle, l'atome et le champ ont un couplage dissipatif avec leur environnement qui leur fait acquérir une évolution incohérente. Le processus de dissipation est bien décrit par les équations maîtresses des opérateurs densité de l'atome et du champ[27].

Dans nos expériences, on utilise des atomes de Rydberg circulaires dont la durée de vie t_{at} est de l'ordre de 30 ms , et une cavité qui a un temps d'amortissement de l'ordre de 220 μs . Ceci nous permet de négliger la relaxation atomique, et de ne considérer que la relaxation du champ.

La relaxation du champ dans une cavité à la température $T = 0$ est donnée par l'expression suivante[52]:

$$\frac{d\rho_C}{dt} = \Lambda_C \rho_C = -\frac{\kappa}{2}[a^\dagger a, \rho_C]_+ + \kappa a \rho_C a^\dagger, \quad (1.17)$$

où ρ_C est l'opérateur densité du champ, κ le taux d'amortissement du photon dans la cavité. Il est relié au facteur de qualité par:

$$Q = \frac{\omega_c}{\kappa} \quad (1.18)$$

L'opérateur densité du système global atome-champ $\rho_{(A+C)}$ suit alors l'équation d'évolution suivante:

$$\frac{d\rho_{(A+C)}}{dt} = \frac{1}{i\hbar}[H_A + H_C + H_I, \rho_{A+C}] + \Lambda_C \rho_{A+C}. \quad (1.19)$$

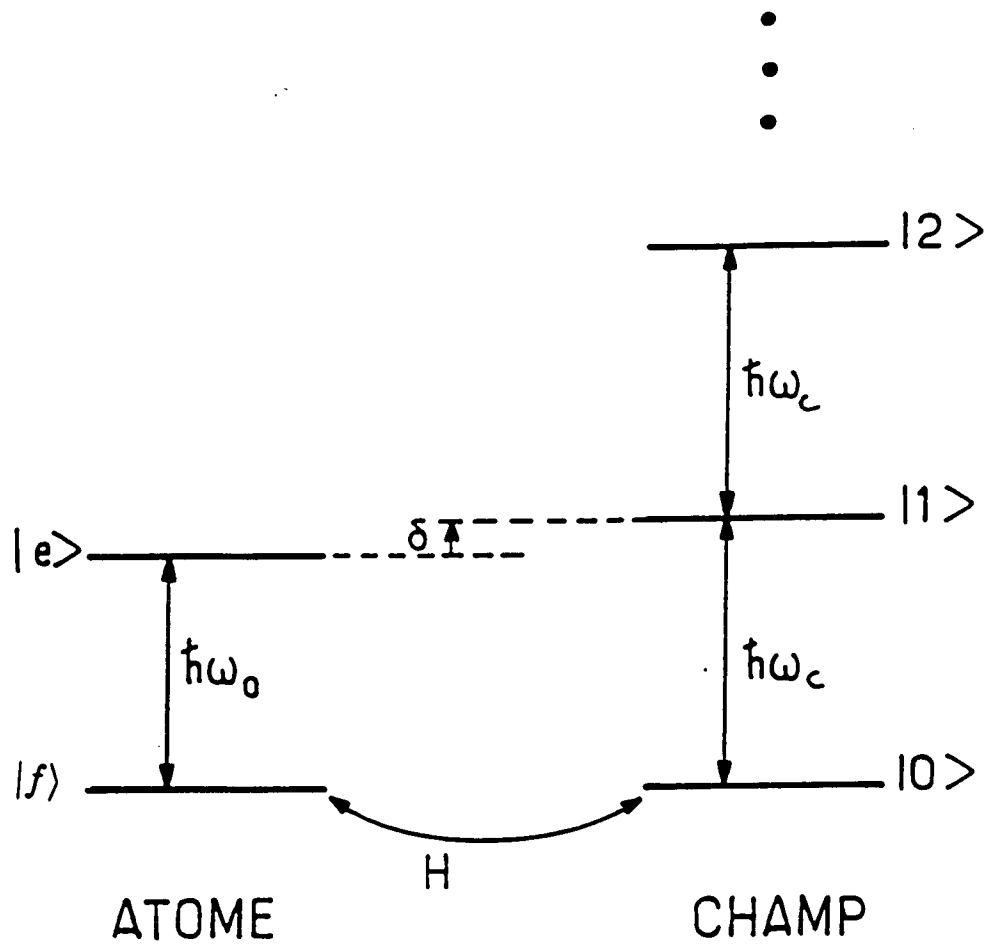


FIG. 1.1 - Interaction de l'atome à deux niveaux avec le mode du champ électromagnétique.

Nous allons conclure ce paragraphe par une simple comparaison entre les ordres de grandeur de la constante de couplage g et le taux d'amortissement du champ dans la cavité. Comme nous l'avons indiqué dans le début de cette section la durée de vie du photon dans la cavité est $220\mu s$ ce qui correspond à un taux d'amortissement $\kappa = 10^3 s^{-1}$. La constante du couplage $g/2\pi$ entre l'atome et le champ est égale à $25.10^3 s^{-1}$ (voir le chapitre suivant). On voit bien que $g \gg \kappa$, et par conséquent, le système atome-champ a suffisamment de temps pour échanger l'excitation avant que le processus de dissipation ne prenne effet.

1.1.1 Les états habillés atome-champ

Nous allons maintenant chercher les états propres du hamiltonien global $H_T = H_A + H_C + H_I$, qui sont dénommés états habillés dans la littérature[53]. On commence par écrire le hamiltonien total H_T dans la base des états non couplés formés par $|e, n\rangle$ et $|f, n\rangle$. On remarque que le hamiltonien total H_T écrit dans la base précédente est diagonal par blocs. Chacun de ces blocs représente un sous-espace dans lequel ne sont couplés que les états de type $|e, n\rangle$ et $|f, n+1\rangle$.

Dans un tel sous-espace le hamiltonien du système s'écrit:

$$H_T = \hbar\omega_c(n+1) + \frac{\hbar\omega_0}{2} + \begin{pmatrix} -\frac{\hbar\delta}{2} & -\hbar g(\vec{r})\sqrt{n+1} \\ -\hbar g(\vec{r})\sqrt{n+1} & \frac{\hbar\delta}{2} \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

où $\delta = \omega_c - \omega_0$. La diagonalisation de cette matrice 2×2 fournit les états habillés de système atome-champ:

$$|+, n\rangle = \cos\theta_n|e, n\rangle - \sin\theta_n|f, n+1\rangle. \quad (1.21)$$

$$|-, n\rangle = \sin\theta_n|e, n\rangle + \cos\theta_n|f, n+1\rangle. \quad (1.22)$$

où l'angle θ_n est tel que:

$$\tan 2\theta_n = \frac{-2g(\vec{r})\sqrt{n+1}}{\delta} \quad (1.23)$$

avec $0 \leq \theta_n \leq \frac{\pi}{2}$.

Ces états habillés ont pour énergie:

$$E_{\pm, n} = \hbar\omega_c(n+1) + \frac{\hbar\omega_0}{2} \pm \hbar\sqrt{g^2(n+1) + \delta^2/4} \quad (1.24)$$

Les niveaux d'énergies sont répartis en doublets. La séparation entre les niveaux de chaque doublet dépend du nombre de photons et du désaccord δ entre les fréquences de l'atome et de la cavité:

$$\Delta_n = 2\hbar\sqrt{g^2(n+1) + \delta^2/4}. \quad (1.25)$$

À résonance $\delta = 0$, donc $\theta_n = \frac{\pi}{4}$, nous avons:

$$|+, n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|e, n\rangle - |f, n+1\rangle] \quad (1.26)$$

$$|-, n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|e, n\rangle + |f, n+1\rangle]. \quad (1.27)$$

Ces états habillés sont situés en énergie de manière symétrique par rapport à $\hbar\omega_c(n + \frac{3}{2})$ (cf.figure 1.2) et leur séparation est donnée par:

$$\Delta_n(\omega_c = \omega_0) = 2\hbar g\sqrt{n+1} \quad (1.28)$$

La mise en évidence de ces états habillés peut se faire en couplant à ce système (atome-cavité) une sonde faible de fréquence variable. L'excitation du système (atome-champ) produite par la sonde peut être observée, soit en détectant l'atome[54], soit en mesurant le champ transmis à travers la cavité[55].

Ces expériences de spectroscopie ont fait l'objet de la thèse de Frédéric Bernardot. On se contentera dans ce mémoire d'en rappeler les principaux résultats.

La spectroscopie des premiers états habillés du système (atome-cavité) se fait à l'aide d'une transition à un photon dont le spectre présente deux pics centrés sur $\frac{E_+}{\hbar}$ et $\frac{E_-}{\hbar}$. À résonance, les deux pics sont symétriquement positionnés par rapport à la fréquence de la cavité, ils sont distants de $2g$ et ont la même hauteur (cf.figure 1.3). La présence de ces deux pics témoigne du couplage caractérisé par la constante g , qui existe entre les états $|f, 1\rangle$ et $|e, 0\rangle$.

Il importe de noter que la sonde n'est pas capable d'exciter le système (atome-cavité) à leur fréquence commune ω_c . En effet, un atome présent à l'intérieur d'une cavité provoque un indice microscopique qui décale la fréquence de la cavité (cf.chapitre 4).

Une fois qu'un photon de la sonde excite l'un des premiers niveaux habillés à la pulsation $\omega_c \pm g$, aucun autre photon ne peut entrer dans la cavité pour

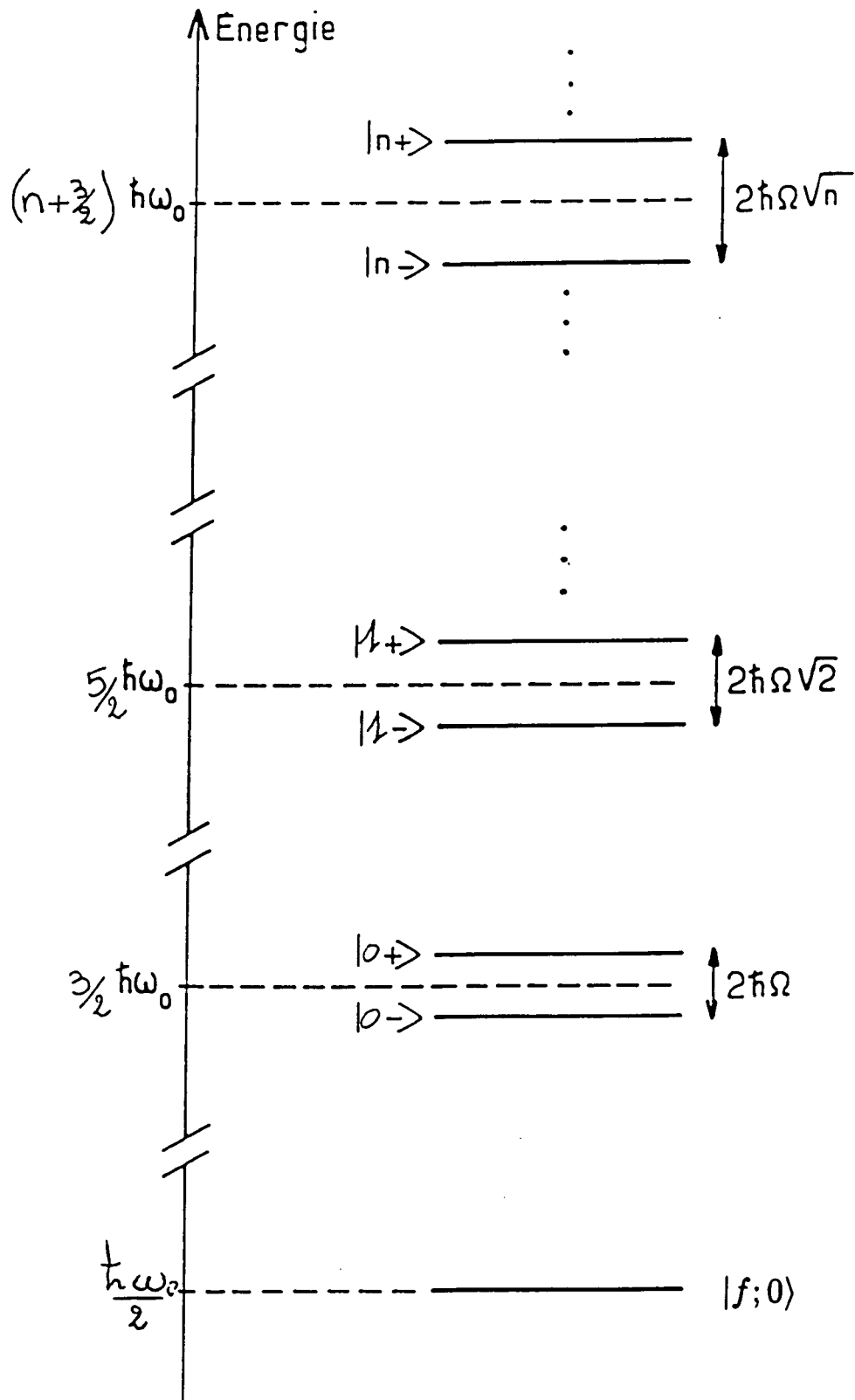


FIG. 1.2 - Les niveaux habillés du système atome-cavité à résonance. La séparation entre les niveaux de chaque doublet est $2\hbar g(n+1)^{1/2}$.

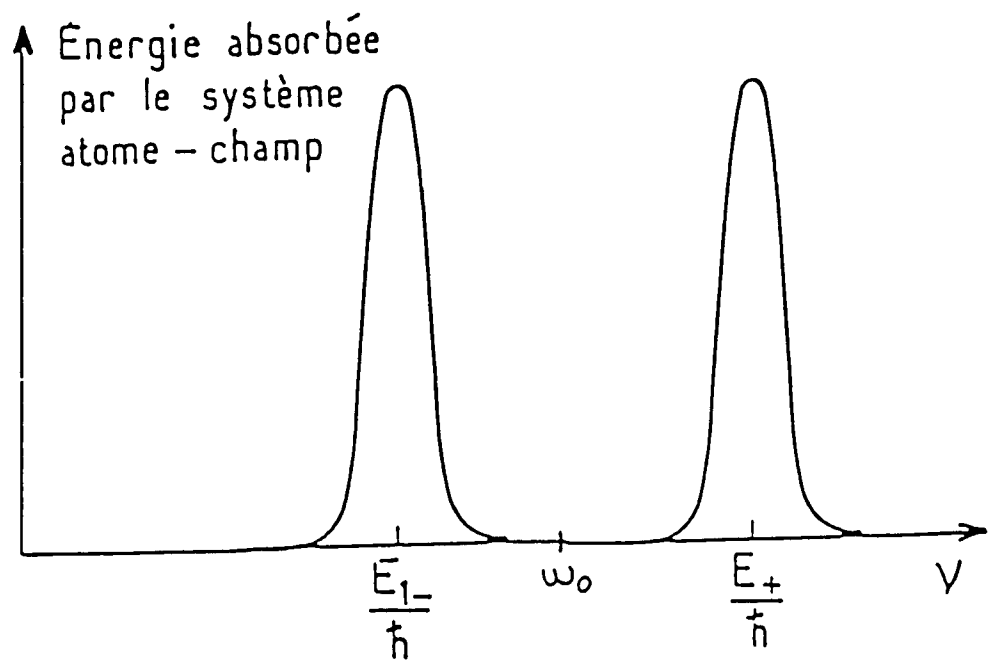
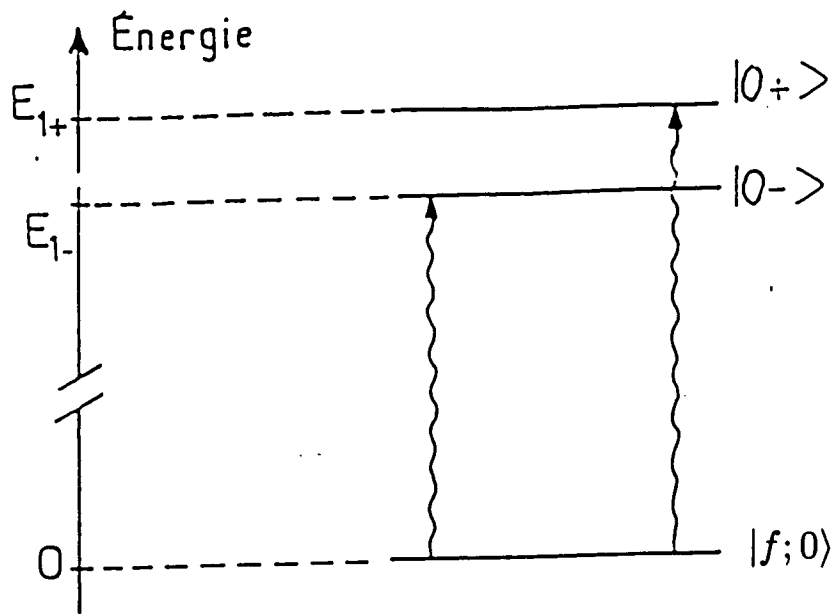


FIG. 1.3 - Spectre d'absorption de l'énergie par le système atome-champ à résonance.

exciter les états habillés de la deuxième multiplicité (car la sonde n'est résonante qu'avec les premiers états habillés). La spectroscopie des niveaux plus excités nécessite alors des excitations à plusieurs photons.

L'excitation des niveaux habillés $|\pm, 1\rangle$ pourrait se faire à l'aide d'une transition à deux photons, en passant par des niveaux intermédiaires. Lorsque les fréquences des deux photons sonde sont égales, on parle d'une transition dégénérée. La fréquence de chaque photon est $\nu = \omega_0 \pm g/\sqrt{2}$. De la même manière, la spectroscopie des états plus excités $|\pm, n-1\rangle$ nécessite l'absorption de n photons de fréquences $\nu = \omega_0 \pm g/\sqrt{n}$. De telles transitions sont très difficiles à réaliser, parce qu'elles exigent une sonde suffisamment intense pour que le couplage à plusieurs photons soit important, mais aussi assez faible pour ne pas induire des transitions à un photon (puisque l'écart en énergie entre les premiers états habillés et les niveaux intermédiaires est petit).

On pourrait éviter cette difficulté en excitant le système (atome-cavité) avec deux champs sonde de fréquences différentes. Le premier champ sonde exciterait un des premiers états habillés $|\pm, 0\rangle$ à partir de l'état fondamental $|f, 0\rangle$, et le second porterait le système vers l'un des états $|\pm, 1\rangle$.

Toutes les expériences qui ont été faites jusqu'à présent n'ont pu mettre en évidence que les deux premiers niveaux habillés. Cela est dû au fait qu'en plus des difficultés précédentes, le couplage atome-champ dépend de la position de l'atome dans la cavité (profil gaussien du mode). En effet, si on ne tient pas compte de la position de l'atome dans la cavité, la constante de couplage que nous mesurons est une moyenne. Par conséquent, le signal spectroscopique obtenu sera large et de mauvaise résolution, ce qui empêche la mesure directe de l'écart en énergie entre les états habillés plus excités.

1.1.2 Oscillation de Rabi d'un atome dans le champ de quelques photons

Nous supposons dans la suite, que l'atome et le champ sont à résonance, et nous étudions l'évolution de ce système en fonction du temps d'interaction. L'atome est préparé dans l'état $|e\rangle$ et le champ dans la cavité est préparé dans un état de Fock à n photons $|n\rangle$. La fonction d'onde de ce système à

l'instant $t_0 = 0$ est:

$$|\Psi(0)\rangle = |e, n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+, n\rangle + |-, n\rangle) \quad (1.29)$$

En absence de relaxation, l'état du système atome-champ sera après l'interaction:

$$|\Psi(t)\rangle = \cos(g\sqrt{n+1}t)|e, n\rangle + i \sin(g\sqrt{n+1}t)|f, n+1\rangle. \quad (1.30)$$

En projetant $|\Psi(t)\rangle$ sur $|f, n+1\rangle$, nous obtiendrons la probabilité $P_f^n(t)$ de trouver l'atome dans l'état fondamental après l'interaction avec la cavité:

$$P_f^n(t) = \frac{1}{2}[1 - \cos(2g\sqrt{n+1}t)]. \quad (1.31)$$

D'après l'expression précédente, un champ préparé dans un état de Fock $|n\rangle$, échangera périodiquement une excitation avec un atome préparé dans l'état $|e\rangle$, selon une pulsation, que nous appellerons pulsation de "Rabi", et qui est égale à:

$$\Omega_0\sqrt{n+1} = 2g\sqrt{n+1} \quad (1.32)$$

où Ω_0 est la pulsation de cet échange d'excitation si la cavité était initialement vide (pulsation de Rabi dans le vide).

Sur la figure 1.4, nous avons représenté $P_f^n(t)$. L'atome émet le photon puis le réabsorbe, et ainsi de suite.

En couplant une source classique cohérente au mode de la cavité, on peut préparer un état de Glauber[56][57] (dit "état cohérent"). Cet état est une superposition cohérente d'états de Fock:

$$|\psi_c\rangle = |\alpha\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} c_n |n\rangle. \quad (1.33)$$

Les coefficients c_n valent $e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}$. L'amplitude complexe α est liée au nombre moyen $\overline{n_{coh}}$ de photons injectés par la source classique dans la cavité selon la relation:

$$|\alpha|^2 = \overline{n_{coh}}. \quad (1.34)$$

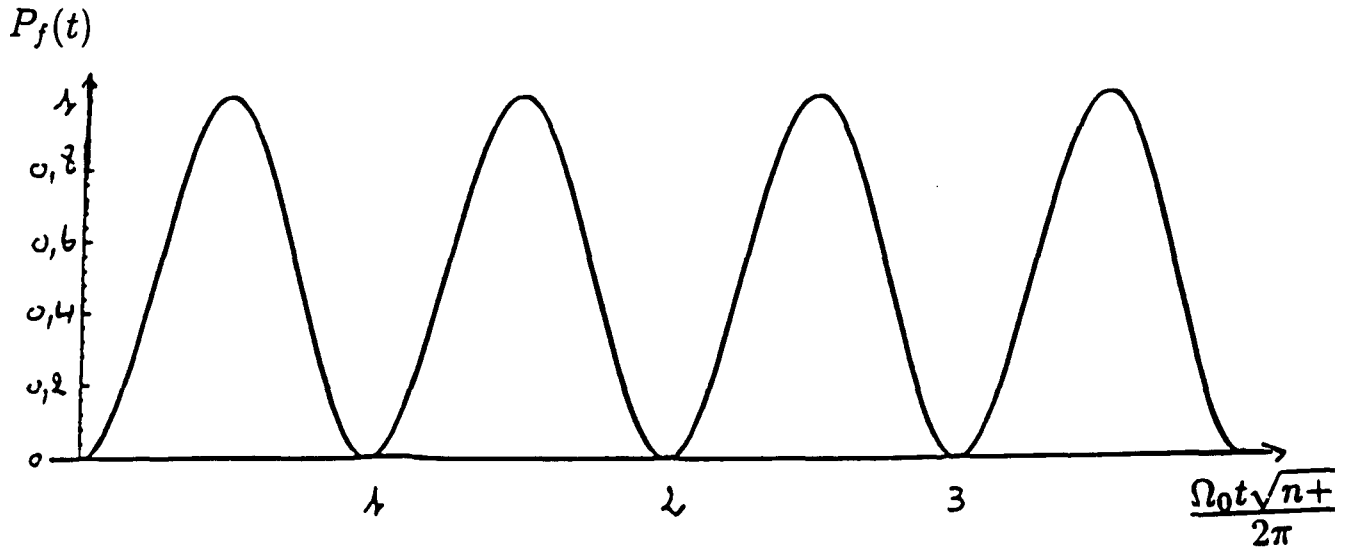


FIG. 1.4 – Oscillation de Rabi d'un atome initialement excité dans champ préparé dans un état de fock à n photons.

La statistique du champ est caractérisée par la distribution poissonienne $p_{coh}(n)$ qui donne la probabilité de trouver n photons dans le mode du champ:

$$p_{coh}(n) = e^{-\overline{n_{coh}}} \frac{\overline{n_{coh}}^n}{n!}. \quad (1.35)$$

On peut aussi préparer dans la cavité un champ thermique à une température T . La statistique de ce champ est décrite par:

$$p_{th}(n) = \overline{n_{th}}^n / (\overline{n_{th}} + 1)^{n+1}, \quad (1.36)$$

où $\overline{n_{th}} = (\exp(\frac{\hbar\omega_c}{kT}) - 1)^{-1}$ est le nombre moyen de photons thermiques dans le mode.

Le champ étant préparé dans un état de Glauber [56] $|\alpha\rangle$ et l'atome dans l'état excité $|e\rangle$, l'état initial du système atome-champ est:

$$|\psi(0)\rangle = |e\rangle \otimes \sum_0^{\infty} c_n |n\rangle. \quad (1.37)$$

En se servant des équations 1.26 et 1.27, on peut déduire l'état du système à un instant ultérieur:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_0^{\infty} c_n e^{-i\omega_0(n+\frac{3}{2})t} [\cos(g\sqrt{n+1}t)|e, n\rangle + i \sin(g\sqrt{n+1}t)|f, n+1\rangle]. \quad (1.38)$$

La probabilité de détecter l'atome dans l'état fondamental, après un temps d'interaction t avec le champ, s'obtient alors en prenant le module au carré de la projection de $|\psi(t)\rangle$ sur $|f\rangle$:

$$p_f(t) = \sum_0^{\infty} p_{coh}(n) \frac{1}{2} [1 - \cos(\Omega_0 \sqrt{n+1}t)], \quad (1.39)$$

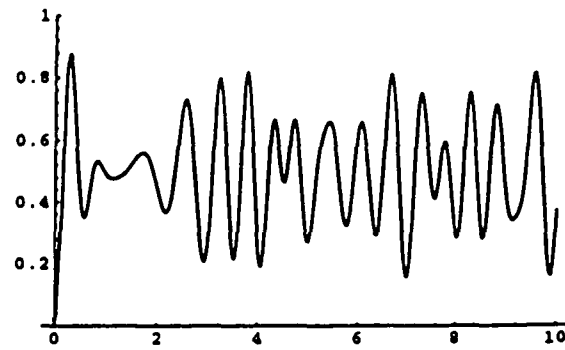
on rappelle que $\Omega_0 = 2g$.

La probabilité $p_f(t)$ est une superposition de plusieurs composantes de Fourier, chacune décrit l'oscillation de Rabi d'un atome dans le champ de n photons. La probabilité $p_f(t)$ est indépendante des cohérences du champ initial. La transformée de Fourier de $p_f(t)$ donne des pics de fréquences $\Omega_0 \sqrt{n+1}$, l'aire de chaque pic est proportionnelle au poids statistique de chaque nombre de photons n dans l'état initial du champ. Notons que la structure discrète du spectre de la probabilité $p_f(t)$ est une signature de la quantification du champ, puisque si le champ n'était pas quantifié le spectre serait un continuum.

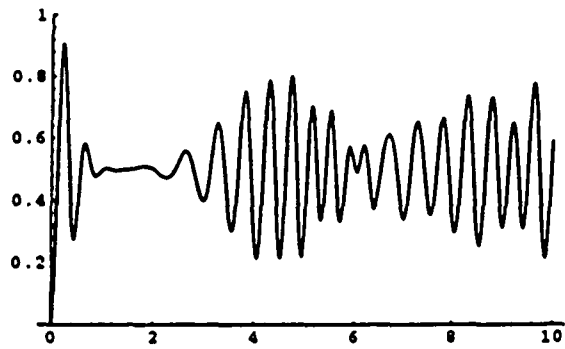
Nous avons représenté sur la figure 1.5 les variations de $p_f(t)$ en fonction du temps d'interaction atome-cavité, pour différentes valeurs du nombre moyen de photons dans le champ initial. A cause de la dispersion du nombre de photons autour de $\overline{n_{coh}}$, les oscillations de $p_f(t)$ se brouillent au bout de $\sqrt{\overline{n_{coh}}}$ oscillations à la pulsation $2g\sqrt{\overline{n_{coh}}}$ (c'est le "collapse"). $p_f(t)$ devient pratiquement indépendant du temps [58] [59] [60]:

$$t_{collapse} = \frac{\sqrt{2}}{g} \quad (1.40)$$

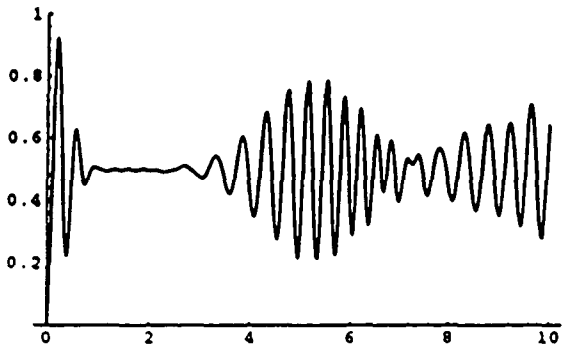
Le brouillage des oscillations n'est pas dû à une relaxation. Il provient seulement de la fluctuation de l'énergie du champ initial. Ce brouillage n'est pas un effet purement quantique, puisque même à l'aide d'une description semi-classique on peut le retrouver si on suppose le champ classique possède une dispersion d'intensité.



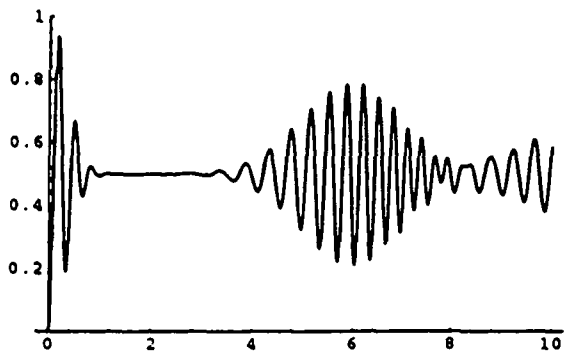
$$\bar{n}_{coh} = 2$$



$$\bar{n}_{coh} = 4$$



$$\bar{n}_{coh} = 6$$



$$\bar{n}_{coh} = 8$$

FIG. 1.5 - La probabilité de détecter l'atome dans l'état fondamental pour quelques valeurs initiales du nombre moyen de photons

Etant donné que la probabilité $P_f(t)$ est une somme discrète sur un nombre fini de photons les différentes composantes de Fourier de cette probabilité peuvent se remettre en phase. Ceci produit une renaissance des oscillations de la probabilité $p_f(t)$. La renaissance des oscillations (dit "revival") a lieu aux temps $t_{rev} = qT_{rev}$, où:

$$T_{rev} = \frac{2\pi}{g} \sqrt{\bar{n}_{coh}}, \quad (1.41)$$

avec q entier.

Les renaissances successives ont des amplitudes décroissantes et des largeurs qui s'étalent dans le temps (cf.fig. 1.6). Après un certain temps [58], elles se superposent et donnent à $p_f(t)$ un aspect chaotique.

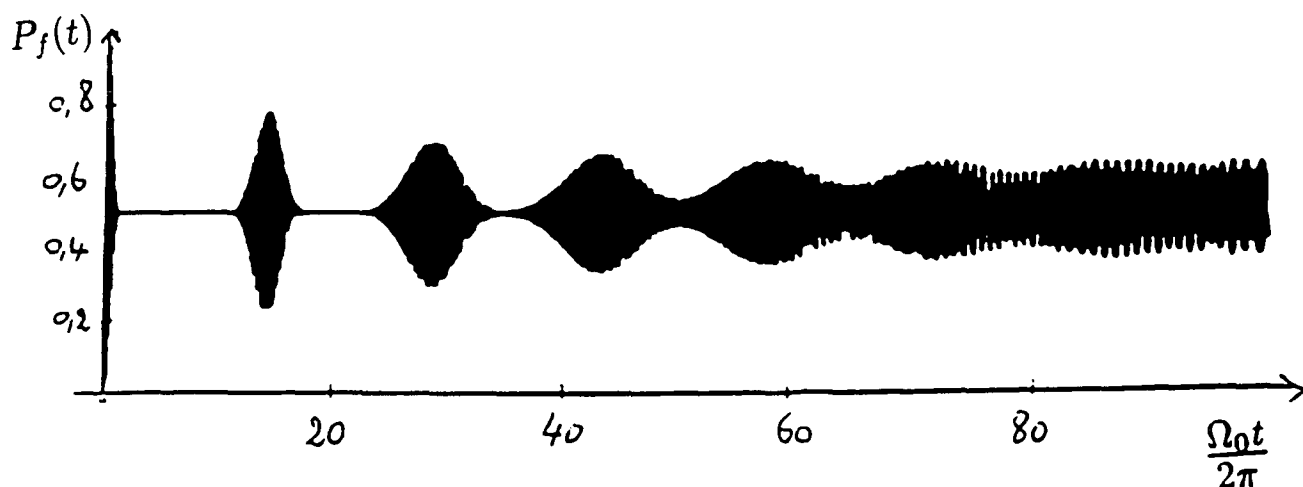


FIG. 1.6 - Comportement de $P_f(t)$: on voit bien que les amplitudes des renaissances successives sont décroissantes. Nous avons pris $\bar{n} = 49$.

L'observation expérimentale du collapse et du revival exige que $t_{collapse}$ et t_{rev} soient petits par rapport à $t_{cav} = \frac{Q}{\omega_c}$.

Le brouillage et la renaissance des oscillations ne sont pas des effets liés

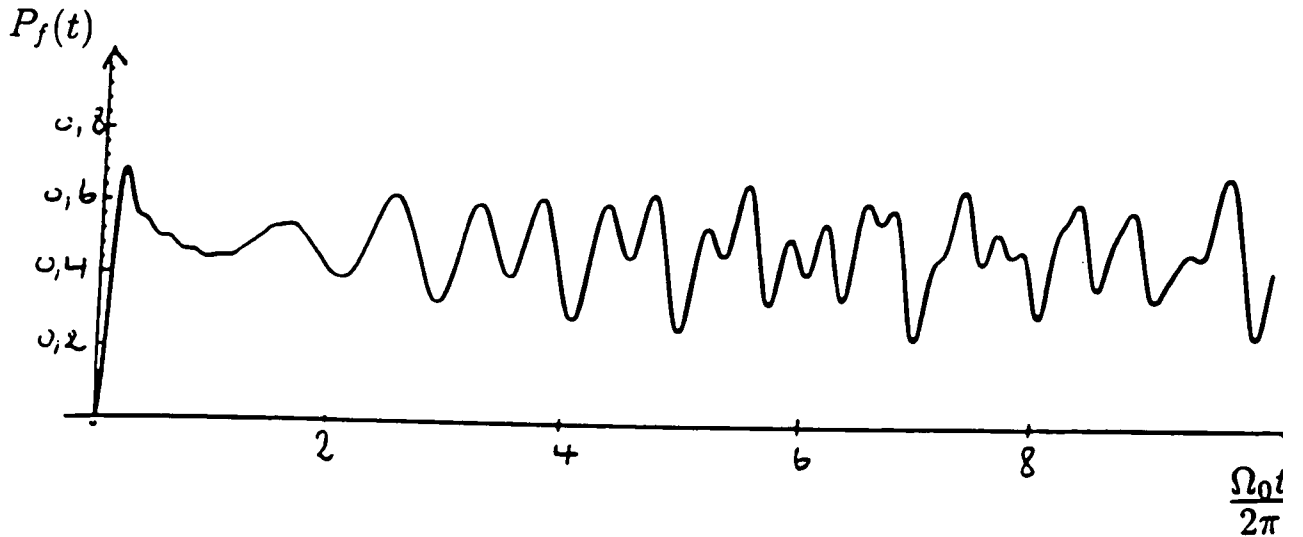


FIG. 1.7 - Oscillation de Rabi d'un atome dans un champ thermique, avec $\bar{n}_{th} = 6$.

seulement à l'interaction d'un atome avec un champ cohérent. En effet, si le champ initial est un champ thermique, la probabilité de trouver l'atome dans l'état fondamental $|f\rangle$ s'écrira :

$$p_f(t) = \sum_0^{\infty} p_{th}(n) \frac{1}{2} (1 - \cos 2g\sqrt{n+1}t) \quad (1.42)$$

où $p_{th}(n)$ est donné par la formule 1.36.

Comme la dispersion du nombre de photons dans un champ thermique est plus grande que dans un champ cohérent, le temps de collapse est beaucoup plus court[59]. Il est égal à :

$$\frac{1}{g\sqrt{\bar{n}_{th}}} \quad (1.43)$$

Par contre, les revivals successifs se recouvrent complètement pour donner une évolution erratique comme le montre la figure 1.7.

1.2 Conclusion

L'ensemble formé d'un atome à deux niveaux couplé à un seul mode du champ électromagnétique, stocké dans une cavité de très grand facteur de qualité, constitue un système simple dont les états propres et les énergies propres sont calculés de manière analytique en utilisant le modèle de Jaynes-Cummings.

Les états propres que l'on appelle aussi "états habillés" sont répartis en doublets, et chaque doublet est constitué de deux niveaux séparés d'une énergie qui dépend du nombre de photons dans le mode du champ. A résonance en particulier, cette séparation en énergie est égale au produit de la fréquence de Rabi du vide par la racine carrée du nombre d'excitations que contient le système atome-champ.

Lorsque le nombre de photons dans le mode est bien défini, la probabilité de détecter l'atome dans l'un de ces niveaux oscille de manière sinusoïdale avec une fréquence égale à la séparation entre les états habillés du doublet correspondant. En revanche, si le champ est dans un état dont le nombre de photons n'est pas bien défini l'oscillation n'est plus sinusoïdale. C'est notamment le cas lorsque le champ est dans un état cohérent: l'oscillation se brouille au bout d'un certain temps puis elle se régénère, ensuite elle se brouille à nouveau et ainsi de suite. La renaissance des oscillations de la probabilité $p_f(t)$ est une signature de la quantification du champ puisque, dans une description semi-classique de l'interaction entre l'atome et le rayonnement, la renaissance ne peut pas avoir lieu (nous l'avons déjà mentionné).

L'observation de ces effets quantiques exige des atomes de très longue durée de vie qui se couplent très bien au rayonnement, et une cavité de très grand facteur de qualité, afin de pouvoir négliger la relaxation du système devant le couplage et devant le temps de mesure. Dans le prochain chapitre nous présenterons les atomes et la cavité que nous utilisons, ainsi que les procédures de leurs préparations. Ensuite nous présenterons dans le troisième chapitre les résultats de nos expériences et nous verrons qu'elles sont en très bon accord avec les prédictions du modèle de Jaynes-Cumming et qu'elles mettent en évidence directement la quantification du champ dans la cavité.

Chapitre 2

Observation de l'oscillation de Rabi: le dispositif expérimental

2.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons décrire les différents éléments utilisés dans notre étude expérimentale de l'interaction résonnante d'un atome à deux niveaux avec un seul mode du champ stocké dans une cavité. Cette étude a pour but de mettre en évidence le caractère quantique du champ qui devrait se manifester directement dans l'évolution de la population atomique. Comme nous l'avons rappelé dans le chapitre précédent, la population atomique effectuera des oscillations de Rabi dont le spectre doit refléter le caractère quantique du champ.

La réalisation de ce travail qui est basé sur le suivi temporel de l'évolution de la population atomique impose des conditions sur le choix des outils de travail: les atomes et la cavité doivent avoir un fort couplage et doivent aussi former un système bien isolé de l'environnement. Autrement dit, leurs temps d'amortissement doivent être longs par rapport à la période de Rabi (temps au bout duquel l'atome bascule d'un niveau à l'autre). Nous allons voir dans la suite que nous avons pu remplir ces conditions en utilisant des atomes de Rydberg circulaires et une cavité supraconductrice dont les temps de relaxation sont respectivement de l'ordre de 30 ms et $220\ \mu\text{s}$. Ces temps de relaxation sont beaucoup plus grands que la période de Rabi qui est de l'ordre de $20\ \mu\text{s}$. L'atome et le champ ont alors largement le temps d'échanger de

l'énergie avant que les processus de dissipation ne prennent effet.

L'expérience est constituée d'un jet d'atomes qui traverse trois régions du dispositif expérimental (cf. figure 2.1). Dans la première région, on prépare les atomes dans des niveaux de Rydberg circulaires. Les atomes entrent ensuite, dans la deuxième région qui est constituée d'une cavité de très grand facteur de qualité résonnante avec les atomes. Dans la troisième région, les atomes sont détectés par la technique de l'ionisation par champ électrique. Les électrons arrachés à chaque atome sont focalisés vers un multiplicateur d'électrons qui les convertit en un signal mesurable, ce qui permet de détecter les atomes un par un. De plus, le seuil d'ionisation de chaque atome dépend de son état interne. On arrive ainsi à détecter les différents états atomiques avec une bonne résolution. En mesurant le temps de vol à travers le dispositif expérimental de chaque atome détecté, on peut déduire sa vitesse et par suite son temps d'interaction avec la cavité.

2.2 Choix des Atomes

Le dispositif expérimental que nous avons décrit plus haut mesure environ 17.5 cm de longueur, et pour relier le changement de l'état interne atomique à un échange d'énergie avec la cavité, il faut que les niveaux atomiques soient robustes et résistent au processus de relaxation pendant la traversée du dispositif. Cette condition est satisfaite pour les états de Rydberg circulaires. Dans une image classique, l'électron d'un tel atome tourne sur une orbite circulaire de rayon d'autant plus grand que le nombre quantique principal de l'atome est grand. Sur cette orbite, l'électron est beaucoup moins accéléré que dans le cas d'une orbite elliptique, ce qui confère à cet atome une grande durée de vie. De plus, comme le dipôle de ces atomes est très grand, ceux-ci sont fortement couplés avec le rayonnement. Ils sont, aussi, une très bonne réalisation de l'atome à deux niveaux: lors d'un couplage avec un champ résonnant: cet atome ne fait intervenir que les deux niveaux impliqués par la transition. Dans nos expériences, ces deux niveaux sont ceux dont les nombres quantiques principaux sont égaux à $n = 50$ et $n = 51$ respectivement. Pour une meilleure compréhension des caractéristiques et des avantages que nous offrent les atomes circulaires, il est nécessaire d'examiner leur comportement dans un champ électrique statique.

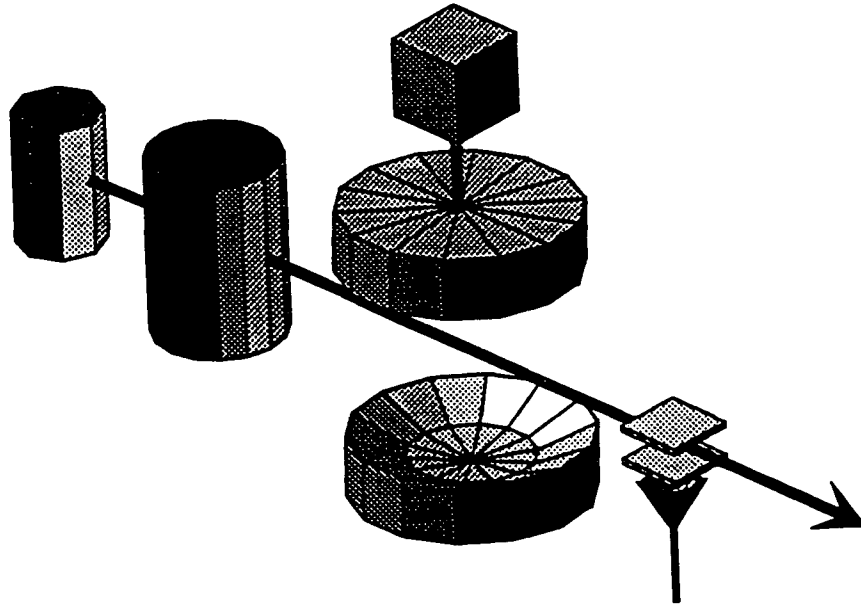


FIG. 2.1 - *Shéma général du dispositif expérimental. Le jet d'atomes est produit par le four (O). Les atomes sont préparés dans la zone (B) et traversent ensuite la cavité pour être détectés dans le condensateur (D). La source micro-onde (S) est couplée à la cavité.*

2.2.1 Propriétés des atomes de Rydberg circulaires

Les atomes de Rydberg circulaires en champ électrique

En présence d'un champ électrique statique, les états sphériques $|n, l, m\rangle$ (n =nombre quantique principal, l =nombre quantique orbital, m =nombre quantique magnétique) ne sont plus des états propres de l'atome, puisque les états sphériques de même nombre magnétique m se couplent entre eux[61][62]. Les états propres de l'atome, dans ce cas, sont les états dits "états Stark", représentés par $|n, m, n_1\rangle$ où n_1 est un nombre parabolique. n_1 peut prendre l'une des valeurs suivantes: $0, 1, 2, 3, \dots, n - |m| - 1$. Exprimées en unités atomiques, les énergies E de ces états, jusqu'à l'ordre 2 en champ électrique F , sont données par:

$$E_0 = -\frac{1}{2n^2} \quad (2.1)$$

$$E_1 = \frac{3}{2}(n_1 - n_2)n F \quad (2.2)$$

$$E_2 = -\frac{1}{16} (17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m^2 + 19) n^4 F^2 \quad (2.3)$$

avec $n_2 = n - |m| - 1 - n_1$. L'unité d'énergie vaut $4,359.10^{-18}$ J et celle du champ électrique $5,142.10^9$ V/cm. Ces formules valables pour l'atome d'hydrogène s'appliquent aussi aux atomes alcalins dès que $m \geq 3$. Pour des niveaux de faible moment angulaire, il faut en plus tenir compte des défauts quantiques.

On note que, tant que $3/2 n^2 F < 0,5 \times 1/n^3$, les différentes multiplicités $(n, n \pm 1)$ ne se mélangent pas. Pour notre cas ($n = 50$), le champ électrique doit être plus petit que $5,5$ V/cm.

En utilisant les formules précédentes, nous pouvons construire le diagramme des niveaux d'énergie en présence d'un champ électrique. Le diagramme correspondant à la multiplicité $n = 50$ est présenté sur la figure 2.2. Comme le montre cette figure, les énergies de la multiplicité se répartissent en éventail [63]. Les états de $m < 0$ ne sont pas représentés, ils ont les mêmes énergies que les états de même $|m|$. Chaque sous-multiplicité m est constituée de $n - |m|$ états pour lesquels la valeur de n_1 est mentionnée à côté de chaque niveau. Pour chaque valeur de m , le niveau de plus faible énergie est celui correspondant à $n_1 = 0$. L'état circulaire est celui qui a le nombre m le plus grand, sa fonction d'onde est représentée par le ket:

$$|n, m = n - 1, n_1 = 0\rangle = |n, l = n - 1, m = n - 1\rangle. \quad (2.4)$$

Il se trouve complètement à droite du diagramme Stark. La procédure de sa préparation sera décrite en détail dans les prochains paragraphes.

Notons ici que la présence du champ électrique statique est absolument nécessaire pour préparer et conserver les atomes circulaires. En effet, si le champ électrique est absent, tous les niveaux Stark de chaque multiplicité sont dégénérés. Les fluctuations de champ parasite (électrique ou magnétique) peuvent alors induire des transitions entre le niveau circulaire et les niveaux elliptiques qui lui sont voisins. Il est donc indispensable d'avoir un champ électrique statique de valeur fixe et dont l'amplitude est supérieure à celle des champs parasites le long de tout le trajet des atomes. De plus, la direction de ce champ, qui sert d'axe de quantification pour l'atome, ne doit

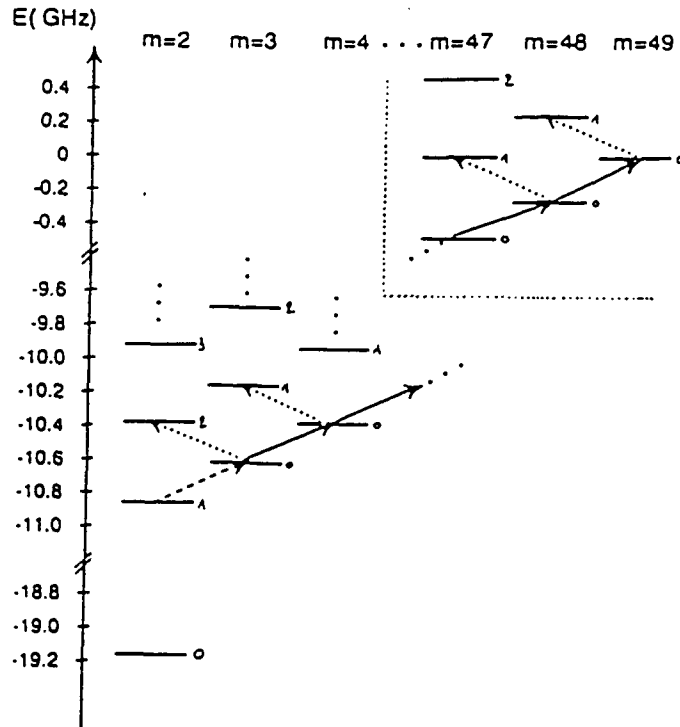


FIG. 2.2 - *Energie des niveaux Stark de $n = 50$ dans un champ électrique statique de 2, 4 V/cm. Leurs valeurs n_1 sont indiquées à côté de chaque niveau.*

pas varier rapidement, pour que l'atome puisse la suivre adiabatement. Nous verrons plus tard que cette contrainte joue un rôle essentiel dans la conception du montage.

Il est finalement utile de remarquer que les énergies des niveaux circulaires ne dépendent du champ électrique qu'au second ordre. Ils ne seront donc pas trop affectés par les inhomogénéités résiduelles de ce champ. Le déplacement de la fréquence d'une transition entre deux niveaux circulaires est alors égale à la différence des déplacements de chaque niveau, et il est de l'ordre de $-3.n^5.F^2$ en unités d'énergie atomique, où n est le nombre quantique de l'état circulaire le plus bas de la multiplicité. Dans notre cas la transition est entre les deux niveaux $n = 50$ et $n = 51$, l'effet Stark quadratique différentiel vaut $-255 \text{ kHz}/(\text{V/cm})^2$. Dans un champ de l'ordre de $0,36 \text{ V/cm}$ (valeur du champ électrique dans la cavité) le déplacement de la

raie est de 33 kHz.

Le dipôle d'une transition entre deux niveaux circulaires

Le dipôle d'une transition entre deux niveaux $|e\rangle$ et $|f\rangle$ est donné par:

$$\vec{D}_{ef} = e \cdot \langle e | \vec{r} | f \rangle, \quad (2.5)$$

Où \vec{r} est le vecteur position de l'électron. Pour notre cas, on considère la transition entre les deux niveaux circulaires $|n = 51, l = 50, m = 50\rangle$ et $|n = 50, l = 49, m = 49\rangle$. En présence d'un champ électrique de valeur $0,5 V/cm$, la fréquence de cette transition vaut $51,099023 GHz$. Le module du dipôle vaut [64] $1256 \times ea_0$, où a_0 est le rayon de Bohr. On voit bien que la valeur de ce dipôle est 1256 fois plus grande que celle du dipôle habituel des transitions optiques entre les niveaux peu excités d'un atome. Comme l'intensité du couplage d'un atome avec le rayonnement n'est rien d'autre que le produit scalaire du dipôle de l'atome avec le champ électrique du rayonnement, on en déduit que les atomes circulaires ont un fort couplage avec le rayonnement.

Atome circulaire comme atome à deux niveaux

Comme nous l'avons vu dans la sous-section précédente, l'effet du champ électrique est de lever partiellement la dégénérescence entre les niveaux Stark de chaque multiplicité. La figure 2.3 représente le diagramme des niveaux Stark des multiplicités $n = 50$ et $n = 51$. On remarque que la transition entre les deux niveaux circulaires $n = 50$ et $n = 51$ représentée en flèche continue est dégénérée avec la transition entre le niveau circulaire $n = 50$ et le niveau non circulaire $|n = 51, m = 48, n_1 = 1\rangle$ (le déplacement de cette dernière transition est aussi quadratique en champ électrique et il vaut $-440 kHz / (V/cm)^2$). Cependant le dipôle de cette dernière transition est de l'ordre de $19 \times e \times a_0$. Il est 66 fois plus petit que celui de la transition entre les deux niveaux circulaires. On peut donc, considérer l'atome circulaire comme une bonne réalisation du modèle de l'atome à deux niveaux.

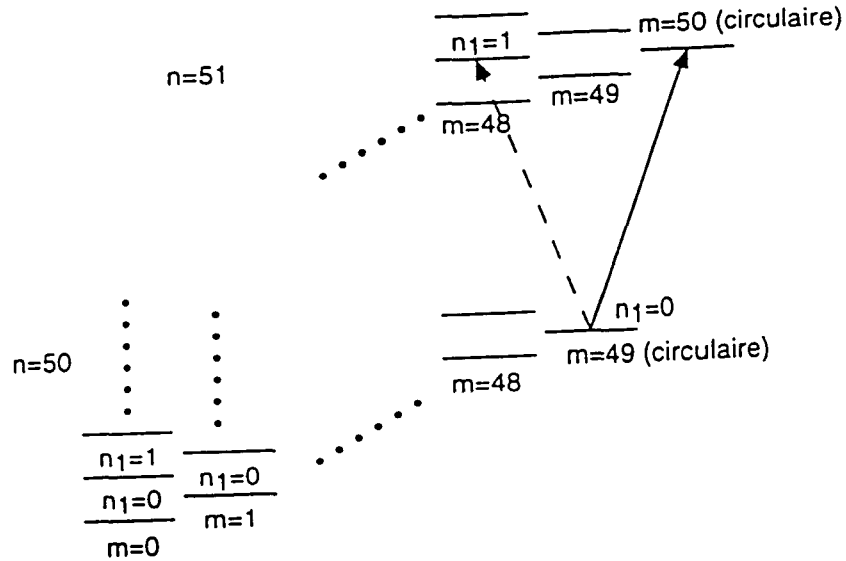


FIG. 2.3 - Le diagramme des niveaux d'énergie des multiplicités $n = 51$ et $n = 50$ dans un champ électrique statique. Les entiers mentionnés à côté de chaque niveau sont les valeurs de n_1 qui leur correspondent.

Durée de vie des atomes circulaires

L'autre intérêt des atomes circulaires est leur longue durée de vie. Elle résulte des règles de sélection dipolaire électrique ($\Delta l = 1$) qui n'autorisent de désexcitation que vers un seul niveau, qui est l'état circulaire immédiatement inférieur. Pour un niveau circulaire de nombre quantique n très grand, la durée de vie s'exprime de manière très simple [65]:

$$\tau(\text{seconde}) = 9,33 \cdot 10^{-11} \times n^5 \quad (2.6)$$

soit $\tau = 30\text{ms}$ pour $n=50$. A une telle durée de vie correspond une largeur naturelle du niveau égale à 5 Hz . La largeur de la transition entre les deux niveaux circulaires $n = 50$ et $n = 51$ est donc de l'ordre de 10 Hz . Notons qu'un atome de Rubidium (^{85}Rb) de vitesse thermique (365 m/s), s'il est préparé dans un état circulaire $n = 50$, va parcourir une distance de l'ordre de 10 m avant de se désexciter. Cette longueur est largement supérieure à celle du dispositif expérimental (17.5 cm).

Ces avantages (grande durée de vie, fort couplage avec le rayonnement, et atome à deux niveaux) très intéressants des atomes circulaires nous ont motivé à les utiliser dans nos expériences. Dans la suite nous allons décrire la procédure de leur préparation.

2.2.2 Préparation des niveaux circulaires

Dans nos expériences nous travaillons avec les atomes de Rubidium ^{85}Rb . Le diagramme de ces excitations optiques à partir de l'état fondamental est bien connu. Ces transitions sont obtenues avec des diodes laser disponibles sur le marché et peu coûteuses. De plus, comme le Rubidium est un alcalin, les défauts quantiques dus à l'effet de cœur peuvent être calculés facilement. Ces défauts quantiques ne sont non négligeables que pour des nombres quantiques orbitaux faibles ($l \leq 3$). Dès que le nombre orbital est supérieur à 3, l'atome retrouve la structure Hydrogénoïde.

La préparation de ces atomes dans des niveaux circulaires se fait en deux étapes[63]: La première étape est réalisée en champ électrique nul et elle est constituée d'une série d'excitations laser qui portent l'atome vers le niveau $50F$, très excité mais de faible moment angulaire. La seconde étape est constituée d'une série de passages adiabatiques sous champ électrique et qui transfère à l'atome 47 photons de faible énergie mais chacun porteur d'un quantum de moment cinétique. Nous allons maintenant décrire en détail ces deux étapes.

L'atome de ^{85}Rb initialement dans l'état fondamental ($5S_{1/2}$) est porté par trois excitations laser vers l'état $50F$, comme indiqué sur la figure 2.4. La première excitation à 780 nm amène l'atome du niveau $5S_{1/2}$ au niveau $5P_{3/2}$, une deuxième excitation à 776 nm le porte vers le niveau $5D_{5/2}$. Enfin, une dernière excitation à $1.26\ \mu\text{m}$ le porte vers le niveau $50F$.

Les deux premières excitations sont produites par deux diodes laser monomodes. Elles sont montées de façon à former une cavité externe entre leur face arrière et un réseau qui réfléchit dans la diode une partie de la puissance émise. Le montage est stabilisé en température. L'accord de ces deux diodes sur les bonnes longueurs d'onde se fait par ajustement de l'angle du réseau et de sa distance par rapport à la diode (ceci grâce à une cale piézo-électrique située derrière le réseau). Les deux diodes sont asservies sur deux fluorescences distinctes observées sur un jet annexe (de direction opposée à celle du jet qui traverse le dispositif expérimental). La fluorescence $5P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$

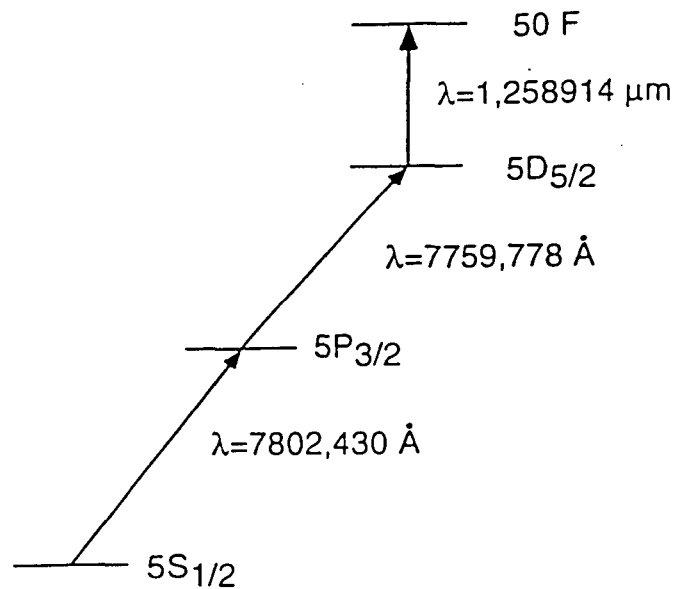


FIG. 2.4 - Préparation du niveau $50F$: L'excitation est produite par trois diodes laser.

est détectée avec une photodiode en Silicium très sensible à cette longueur d'onde (780nm). En présence d'un champ magnétique $B_0 = 18Gauss$ (requis par la procédure de circularisation), on asservit ce laser sur la raie $|F = 3, m_F = +3\rangle \rightarrow |F = 4, m_F = +4\rangle$ (les deux premiers lasers sont polarisés dans le plan horizontal par rapport au champ magnétique). L'asservissement de la seconde diode se fait sur la fluorescence $5D_{5/2} \rightarrow 5S_{1/2}$, les photons émis par fluorescence via le niveau $6P_{3/2}$ ont une longueur d'onde de $420nm$. Ils sont détectés avec un photomultiplicateur qui n'est pas sensible à la première fluorescence. Les asservissements se font par une détection synchrone: on module le courant des deux diodes et on ajuste sa composante continue afin d'annuler les fluctuations du signal de fluorescence. Cet ajustement permet principalement de compenser les fluctuations rapides. Par contre les dérives lentes sont corrigées en ajustant la tension appliquée sur la

cale piézo-électrique.

La troisième excitation est produite par une diode multimode traitée antireflet sur sa surface de sortie. La diode est contrainte d'émettre dans un mode correspondant à la cavité externe formée par sa face arrière et le réseau. Ce laser est polarisé linéairement par rapport au champ magnétique. Il prépare ainsi le niveau $|50F, m = 2\rangle$ à partir du niveau $5D_{5/2}$. On l'accorde sur la bonne longueur d'onde en optimisant le signal d'ionisation du niveau $|50F, m = 2\rangle$. Ce laser est aussi stabilisé en température et est asservi sur le mode d'une cavité de type Fabry-Pérot. Cette dernière est fixée sur un support isolé thermiquement. Elle est asservie en température et est mise sous vide afin de découpler ses fluctuations en température de celles du laboratoire. Sa stabilité est suffisante pour maintenir le laser à résonance pendant environ une heure.

Une fois la préparation du niveau $|50F, m = 2\rangle$ réalisée, débute l'étape de circularisation proprement dite qui va nous conduire du niveau "elliptique" $|50F, m = 2\rangle$ au niveau circulaire $|n = 50, l = 49, m = 49\rangle$. Comme nous l'avons déjà dit, on doit transférer aux atomes 47 photons portant chacun un quantum de moment cinétique mais peu d'énergie. Bien sûr pour réaliser cette procédure il faut introduire un champ électrique qui lève la dégénérescence entre tous les niveaux Stark. Si on branche brutalement ce champ électrique, le niveau $|50F, m = 2\rangle$ va se projeter sur une superposition de tous les niveaux qui ont un nombre azimutal $m = 2$ et dont le nombre parabolique peut varier de 0 jusqu'à $n - |m| - 1$. Une tentative de préparer efficacement des atomes circulaires à partir d'une telle superposition serait sûrement vouée à l'échec. Il faut par conséquent trouver une procédure qui nous permette de transférer les atomes du $|50F, m = 2\rangle$ vers un seul niveau Stark parmi ceux de la superposition précédente. Comme nous allons le voir plus bas, le niveau le plus intéressant à préparer pour la suite est le niveau $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ qui se trouve au bas de la sous-multiplicité $m = 2$. Notons que, contrairement aux autres sous-multiplicités de m supérieures, ce niveau n'est pas un niveau $n_1 = 0$. A cause du défaut quantique important du niveau F , le niveau $n_1 = 0$ se trouve beaucoup plus bas en énergie et n'est pas considéré ici.

La préparation du niveau de départ de la procédure de circularisation ($|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$) pourrait se faire directement par excitation laser en présence d'un champ électrique statique. L'élément de matrice $5D_{5/2} \rightarrow$

$|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ est cependant environ 10 fois plus faible que l'élément de matrice $5D_{5/2} \rightarrow |50F, m = 2\rangle$ en champ nul. Le nombre d'atomes circulaires ainsi préparés serait alors 100 fois plus faible. Pour cette raison on prépare d'abord le niveau $|50F, m = 2\rangle$ par excitation laser puis on transfère les atomes vers le niveau de départ $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ à l'aide d'une méthode connue sous le nom de "Stark Switching". La figure 2.5 indique le diagramme Stark de la multiplicité $n = 50$ avec $m = 2$ en fonction du champ électrique. A cause de son défaut quantique important le niveau $|50F, m = 2\rangle$ est très éloigné des autres niveaux de moment cinétique plus élevé de la multiplicité (environ 800 MHz). Ceux-ci sont pratiquement dégénérés et ont un comportement Stark Hydrogénoïde. Lorsqu'on augmente le champ électrique, le niveau $|n = 50, m = 2\rangle$ se déforme progressivement pour rejoindre les autres niveaux de la sous multiplicité. Si la valeur du champ électrique croît de façon suffisamment lente, le niveau $|50F, m = 2\rangle$ se branche adiabatiquement sur le niveau $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ avec une efficacité de l'ordre de 100%.

La dernière étape de préparation du niveau circulaire consiste à induire à l'aide d'une radio-fréquence toutes les transitions de la bordure inférieure de la multiplicité qui mènent de l'état de départ $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ à l'état circulaire. Elles sont indiquées par des flèches pleines sur la figure 2.2. Dans un champ de $2,4 V/cm$, elles sont toutes dégénérées et ont pour fréquence $230 MHz$. Malheureusement, ces transitions sont aussi dégénérées avec toutes les autres transitions entre niveaux voisins de la multiplicité. Pour empêcher ces dernières transitions de $\Delta m = -1$ (représentées par des flèches pointillées sur la figure 2.2) on applique un petit champ magnétique de 18 Gauss parallèle au champ électrique statique. Celui-ci lève la dégénérescence entre les bonnes transitions de polarisations σ^+ et les mauvaises transitions de polarisations σ^- (levée de 50 MHz). De cette façon la source radio-fréquence n'induit plus que les transitions σ^+ .

Un transfert total de la population du niveau $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ vers le niveau circulaire est alors obtenu par passage adiabatique. Initialement le champ électrique vaut $E_i = 2,6 V/cm$, l'atome est dans l'état $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$, et les transitions sont hors résonance avec le champ R.F. On fait décroître le champ électrique statique de sa valeur initiale jusqu'à sa valeur finale $E_f = 2,2 V/cm$ en passant par la valeur $E_0 = 2.4 V/cm$

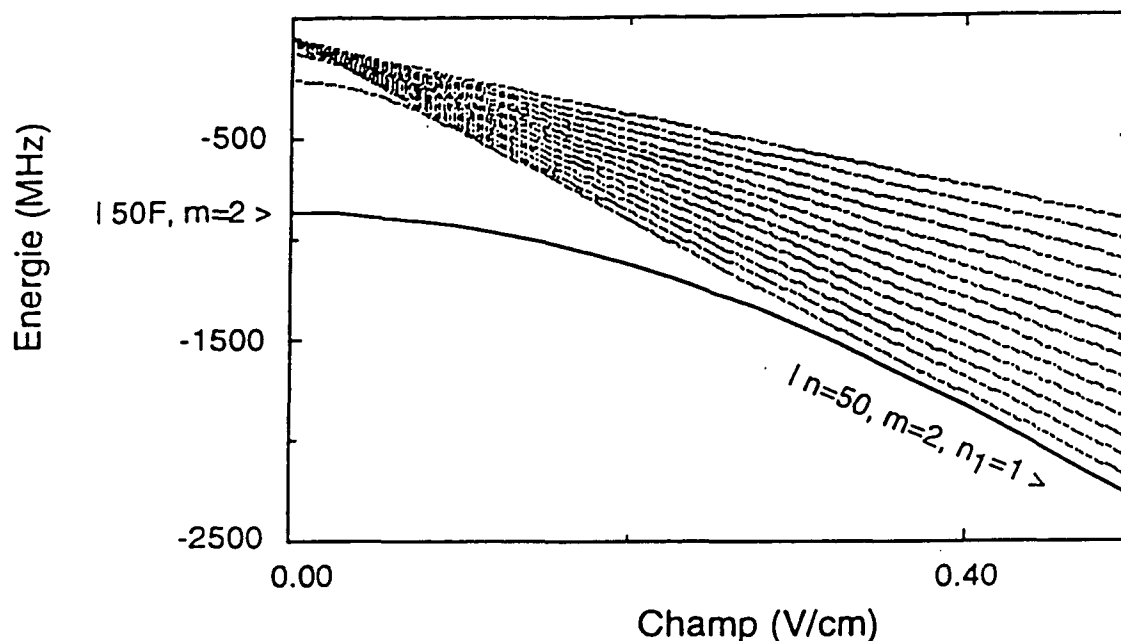


FIG. 2.5 - Le raccordement du niveau $|n = 50, m = 2\rangle$ au niveau $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ lorsque le champ électrique augmente.

qui met les transitions atomiques à résonance avec le champ radiofréquence à 255 MHz. Nous avons schématisé sur la figure 2.6 en traits épais les états habillés du système atome-R.F (initialement le champ radiofréquence contient N photons $N \gg 1$). Ces états habillés s'anticroisent à la valeur $E_0 = 2.4 \text{ V/cm}$ du champ électrique statique. Les deux niveaux $|n = 50, m = 2, n_1 = 1, N\rangle$ (niveau initial) et $|n = 50, m = 49, n_1 = 0, N - 47\rangle$ (niveau circulaire) sont les états limites de l'état habillé de plus basse énergie. On peut donc passer d'un niveau à l'autre en variant adiabatiquement le champ électrique.

Pour que ce passage adiabatique soit efficace, il faut que les désaccords initial et final entre ces niveaux habillés et la R.F soient très grands devant la constante de couplage entre l'atome et la source R.F. Si ces désaccords sont comparables à la constante de couplage, un branchement trop brutal risquerait de projeter l'atome sur tous les niveaux habillés, alors que seul le niveau d'énergie la plus faible permet la préparation de l'état circulaire. Les désaccords initial et final sont égaux aux différences entre la fréquence

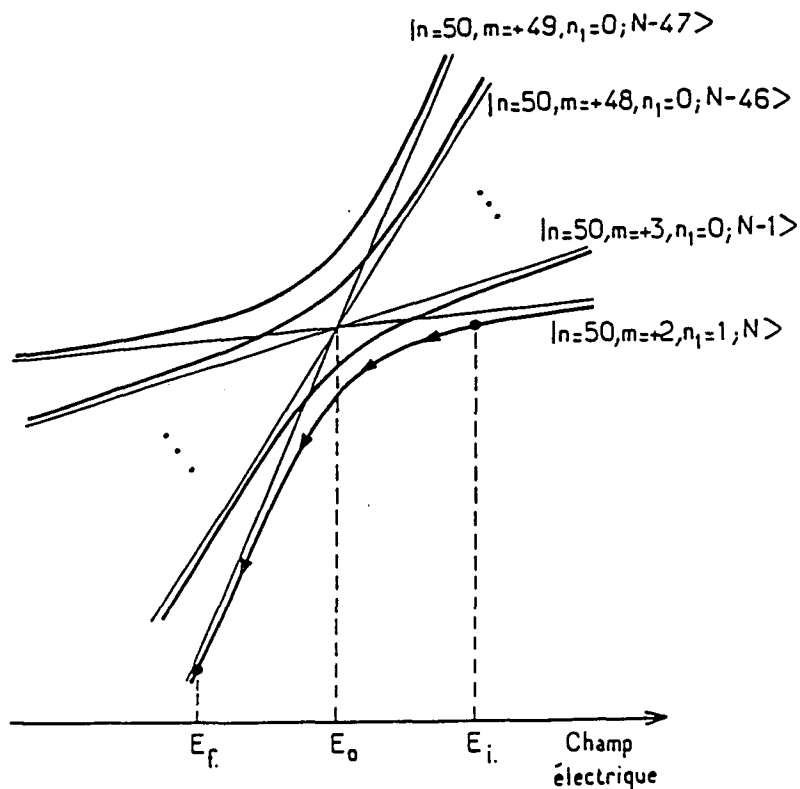


FIG. 2.6 – La préparation du niveau circulaire $n = 50$ par passage adiabatique. En traits fins nous avons représenté les niveaux non couplés. Les niveaux habillés sont présentés en traits épais, ils s'anticroisent pour un champ de 2.4 V/cm .

de la R.F et la fréquence de la transition radiofréquence lorsque le champ électrique prend sa valeur initiale $E_i = 2,6 \text{ V/cm}$ et finale $E_f = 2,2 \text{ V/cm}$ respectivement (les raisons de travailler avec ces valeurs de E_i et E_f sont détaillées dans la thèse de P.Nusenzweig [66]). Avec cette gamme de variation du champ électrique les désaccords initial et final sont de l'ordre de 25 MHz . La constante de couplage atome-R.F est aussi de l'ordre de 25 MHz . Il faut donc brancher et débrancher la source R.F adiabatement pendant la décroissance du champ électrique.

Les paramètres de la séquence temporelle sont déterminés de façon expérimentale. Ils sont optimisés pour préparer des atomes circulaires les plus purs possibles (les tests de pureté des atomes seront présentés plus tard). La séquence temporelle optimisée est présentée sur la figure 2.7. Le champ

électrique décroît de sa valeur initiale $2,6 \text{ V/cm}$ jusqu'à sa valeur finale $2,2 \text{ V/cm}$ en $5 \mu\text{s}$. Dès que le champ commence à décroître on branche la source R.F dont l'intensité croît linéairement. Elle atteint sa puissance maximale en $3 \mu\text{s}$, puis elle reste à cette puissance pendant $0,2 \mu\text{s}$. Ensuite elle décroît en $2 \mu\text{s}$. A la fin du passage adiabatique pratiquement tous les atomes passent du niveau Stark $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ au niveau circulaire.

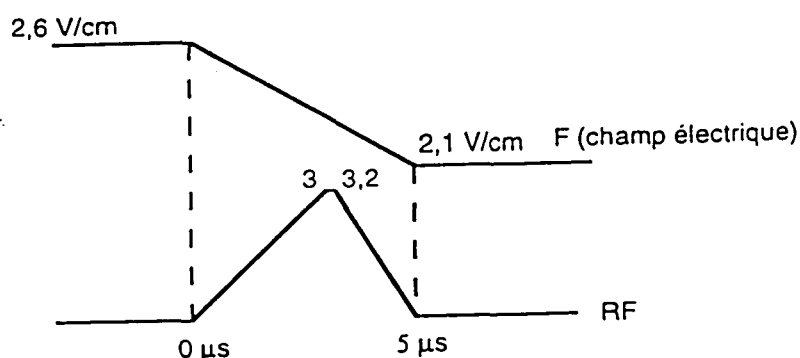


FIG. 2.7 - Séquence temporelle utilisée pour la source R.F

Du fait de la similarité des diagrammes Stark des multiplicités $n=50$, $n=51$ et $n=52$, la préparation des états circulaires $n=51$ et $n=52$ a été possible. Les procédures de leur préparation sont identiques à celle que nous venons de décrire. La longueur d'onde du troisième échelon et la fréquence de la source R.F sont légèrement différentes, leurs valeurs sont présentées sur le tableau suivant :

Niveau circulaire préparé	n=50	n=51	n=52
Longueur d'onde du troisième laser	1,258914 μm	1,2586425 μm	1,2583874 μm
Niveau préparé par ce laser	50F m=2	51F m=2	52F m=2
Fréquence de la source radiofréquence	255 MHz	260 MHz	265 MHz

2.2.3 Zone de préparation des atomes

Comme nous l'avons vu la préparation des atomes dans des niveaux circulaires nécessite des champs électrique et magnétique statiques et un champ radiofréquence. Elle est faite dans une boîte cylindrique de diamètre 4 *cm*. L'intérieur de la boîte est représenté sur la figure 2.8. Le champ électrique statique E est produit par une différence de potentiel appliquée sur deux plaques parallèles distantes de 1 *cm*. Le champ magnétique statique B_0 est produit par deux bobines en fil supraconducteur. La radiofréquence est produite à l'extérieur du cryostat à l'aide d'un oscillateur VCO. Elle est polarisée linéairement dans un plan perpendiculaire aux champs statiques, autrement dit sa polarisation est σ par rapport à ce champ. Pour la produire on coupe en trois bandes chacune des deux plaques qui produisent le champ statique et on applique la R.F de manière symétrique sur les deux bandes extrêmes de chacune des deux plaques.

Le cylindre extérieur de la boîte est en métal supraconducteur pour empêcher le champ magnétique de se répandre dans toute l'expérience (effet Messner).

2.2.4 Détection des états circulaires

Comme nous l'avons déjà dit la détection des états de Rydberg circulaires est facilitée par le fait que ces états peuvent être ionisés sélectivement dans des champs électriques différents. A l'aide d'un multiplicateur d'électrons on peut convertir l'électron arraché à chaque atome en un signal mesurable, ce qui permet de les compter un par un.

La détection se fait à l'extrémité du dispositif expérimental. Le champ ionisant est produit à l'intérieur des deux condensateurs présentés sur la figure 2.9. L'anode de chacun des deux condensateurs est percée d'un trou de 2 *mm*

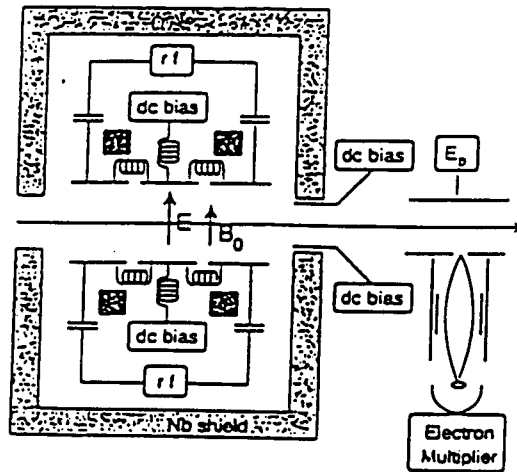


FIG. 2.8 – L'intérieur de la boîte BC où les atomes sont préparés dans des états de Rydberg circulaires.

de diamètre et est portée à une tension de 30 V. Leurs cathodes ont une forme inclinée (forme de "toit") et elles sont bien ajustées, pour que l'état circulaire 51 s'ionise dans le premier condensateur et l'état circulaire 50 dans le second. Leurs inclinaisons sont choisies de façon à ce que l'ionisation des états circulaires se fasse au centre des condensateurs (en face des trous) et leurs tensions sont commandées par l'ordinateur d'acquisition des données. Ces condensateurs de détection se trouvent à 10 cm environ de l'entrée des multiplicateurs. Les électrons d'ionisation sont focalisés à l'aide de lentilles électrostatiques cylindriques (cf. fig 2.9). Chaque lentille est constituée de trois électrodes. Les deux électrodes à 300 et 500 V sont à l'intérieur d'une électrode portée à 30V. Cette dernière sert à écranter le champ produit par ces électrodes. Avant d'arriver au multiplicateur les électrons traversent la jupe à hélium 4. Pour cela une autre électrode portée à 500 V est fixée sur

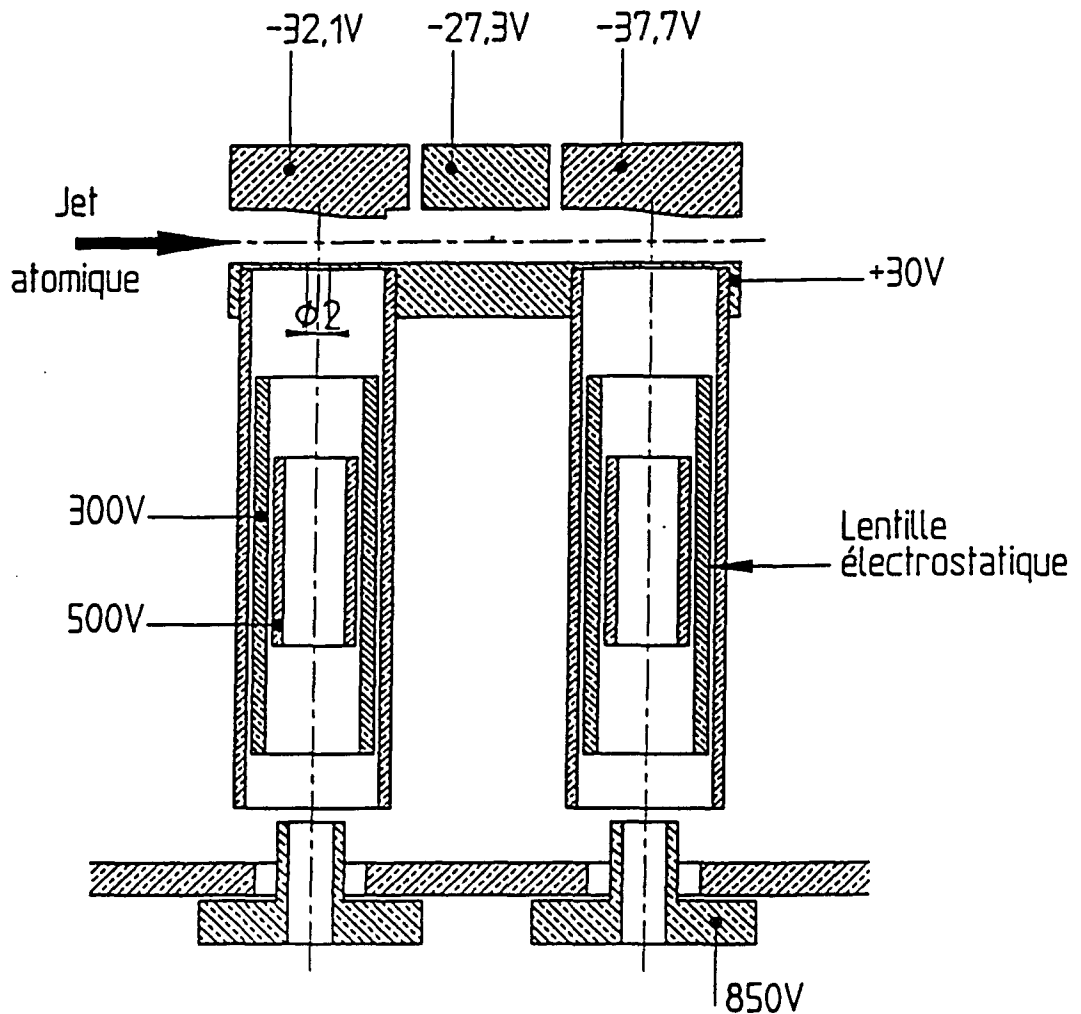


FIG. 2.9 - Les condensateurs de détection des atomes.

la jupe.

Ce système de détection est conçu pour fonctionner en régime continu. La tension appliquée sur chaque cathode est fixe durant toute l'expérience. Pour obtenir les seuils d'ionisation des différents états circulaires, il suffit d'utiliser un seul condensateur. En balayant la tension du premier condensateur nous avons obtenu les signaux d'ionisation présentés sur la figure 2.10. Les trois pics correspondent aux états circulaires $n=52$, $n=51$ et $n=50$. Les champs électriques aux sommets de ces pics valent respectivement 126, 136 et 148 V/cm. On voit bien, que ces différents pics (seuils d'ionisation) sont résolus, ce qui nous permet de distinguer les différents états atomiques. Ces pics ne

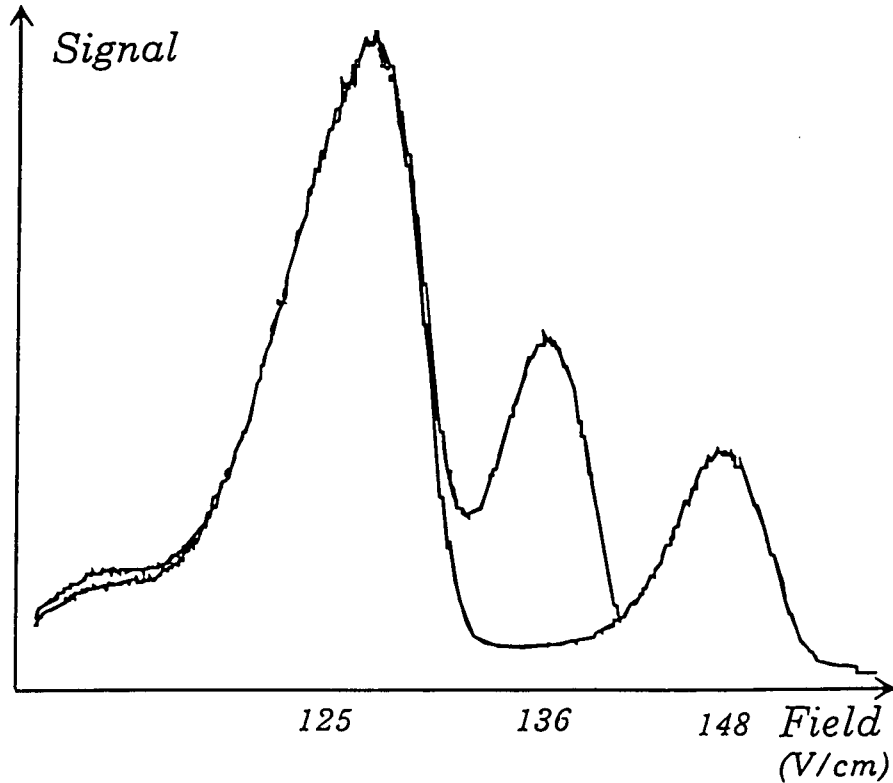


FIG. 2.10 – *Signal d'ionisation des atomes préparés en fonction de la valeur du champ ionisant. Les trois pics correspondent aux états circulaires $n=52$, $n=51$ et $n=50$.*

sont cependant pas parfaitement séparés. Ils se recouvrent légèrement ce qui provoque une petite erreur dans la mesure du taux d'ionisation de chacun de ces niveaux (nous reviendrons sur cet effet dans le prochain chapitre).

2.2.5 La purification des atomes circulaires

Par sa complexité, la procédure de circularisation ne conduit pas à un état circulaire parfaitement pur. Une partie des atomes (environ 20% comme nous le verrons dans la suite), est préparée dans les niveaux elliptiques qui lui sont voisins, le long de la bordure inférieure de la multiplicité. Bien que ces niveaux non circulaires ne sont pas résonants avec la cavité à cause de leur effet Stark linéaire, ils soient très gênants. Ils s'ionisent en effet pratiquement dans le même champ que les états circulaires et seront responsables d'un fond constant dans tous les signaux mesurés.

Les origines de cette imperfection de la méthode de circularisation peuvent-

être très diverses: défauts de polarisation des lasers conduisant à une mauvaise sélection du niveau $m = 2$, imperfection des passages adiabatiques.... etc. Plutôt que d'étudier systématiquement chacune de ces imperfections, nous allons montrer qu'il est possible d'éliminer ces niveaux elliptiques en ajoutant à la procédure de circularisation une dernière étape de purification.

Nous avons évalué la pureté des atomes circulaires que nous préparons à l'aide d'une mesure spectroscopique. Nous préparons le niveau $n = 52$ puis nous induisons avec une sonde micro-onde l'émission stimulée d'un photon vers le niveau $n = 51$. Sur la figure 2.11 nous avons présenté les niveaux de la multiplicité $n = 52$ qui sont susceptibles d'être peuplés et les transitions vers ceux de la multiplicité $n = 51$ que nous observons. La transition entre niveaux circulaires est représentée par une flèche continue et les transitions entre niveaux non circulaires sont représentées par des flèches pointillées. En présence d'un champ électrique de 0,5 V/cm, la fréquence de la transition circulaire est déplacée par l'effet Stark quadratique différentiel de 64 kHz, alors que les fréquences des transitions non circulaires sont déplacées par l'effet Stark linéaire différentiel d'environ 1 MHz. Ces transitions sont induites dans un condensateur qui se trouve dans la zone R_1 (cette zone n'est pas utilisée directement dans cette expérience) qui se trouve à 10 cm du centre de la boîte (cf. figure 2.12). Notons que d'autres transitions sont possibles entre les deux multiplicités. Elles présentent cependant un effet Stark linéaire de 100 MHz/ (V/cm) et ne sont pas observées ici.

Nous avons enregistré le taux de transfert du niveau $n = 52$ au niveau $n = 51$ en fonction de la fréquence de la micro-onde. Le signal obtenu est présenté sur la figure 2.13. On voit deux raies associées aux deux transitions: circulaire $52 \rightarrow 51$ et non circulaire $|n = 52, m = 50, n_1 = 0\rangle \rightarrow |n = 51, m = 49, n_1 = 0\rangle$. Les autres raies entre niveaux de m encore plus faibles ne sont pas visibles. Comme on le voit sur la figure, le taux de transfert associé à la transition circulaire est quatre fois plus grand que le taux de transfert associé à la transition non circulaire. La pureté des atomes circulaires préparés est donc de l'ordre de 80%.

La méthode de purification utilise les raies précédentes pour ne sélectionner que les atomes circulaires de $n = 52$ et les transférer vers $n = 51$. Ceci est réalisé en présence d'un champ électrique qui permet d'éviter de peupler les niveaux non circulaires de $n = 51$.

Même s'il reste quelques atomes (circulaires ou non circulaires) dans le ni-

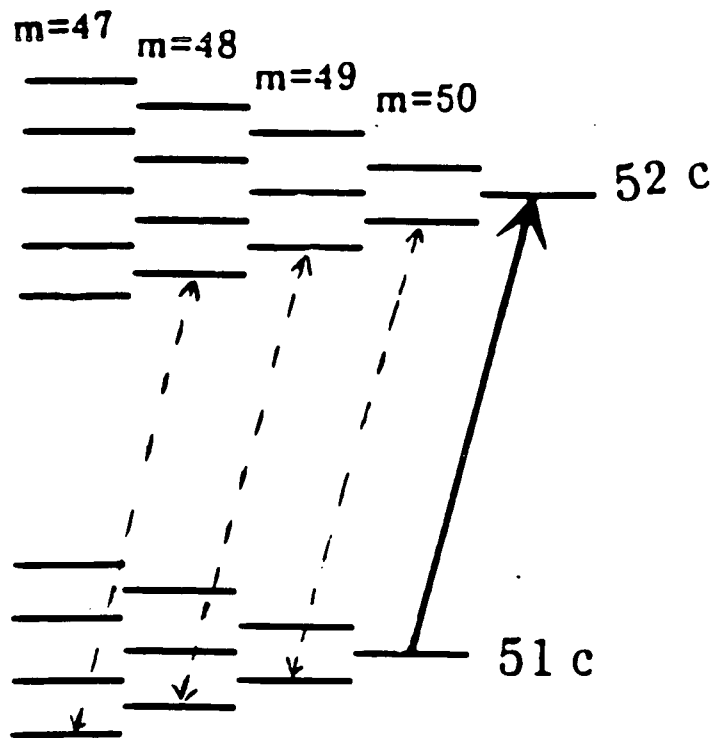


FIG. 2.11 – Les transitions micro-ondes entre les multiplicités $n=52$ et $n=51$. La transition entre les niveaux circulaires est présentée en traits continus. Les transitions entre les niveaux non circulaires sont présentées en traits discontinus.

veau $n = 52$, ils n'auront aucun effet sur nos mesures: la cavité n'est pas résonnante avec ces atomes et leur seuil d'ionisation est très différent des seuils des niveaux $n = 50$ et $n = 51$ qui nous intéressent.

La transition de purification est réalisée à l'aide d'un passage adiabatique en profitant de la variation lente du champ magnétique à l'intérieur de la boîte à circulariser. Sur la figure 2.14 nous avons représenté la variation spatiale du champ magnétique et de la fréquence des transitions circulaire $52 \rightarrow 51$ et non circulaire $|n = 52, m = 50, n_1 = 0\rangle \rightarrow |n = 51, m = 49, n_1 = 0\rangle$ en fonction de la position de l'atome dans la boîte à circulariser. En présence d'un champ électrique de $E = 5 \text{ V/cm}$, l'écart en fréquence entre ces transitions est de l'ordre de $9,6 \text{ MHz}$. La fréquence de la micro-onde de purification est fixée au milieu des fréquences des transitions circulaire et non circulaire et

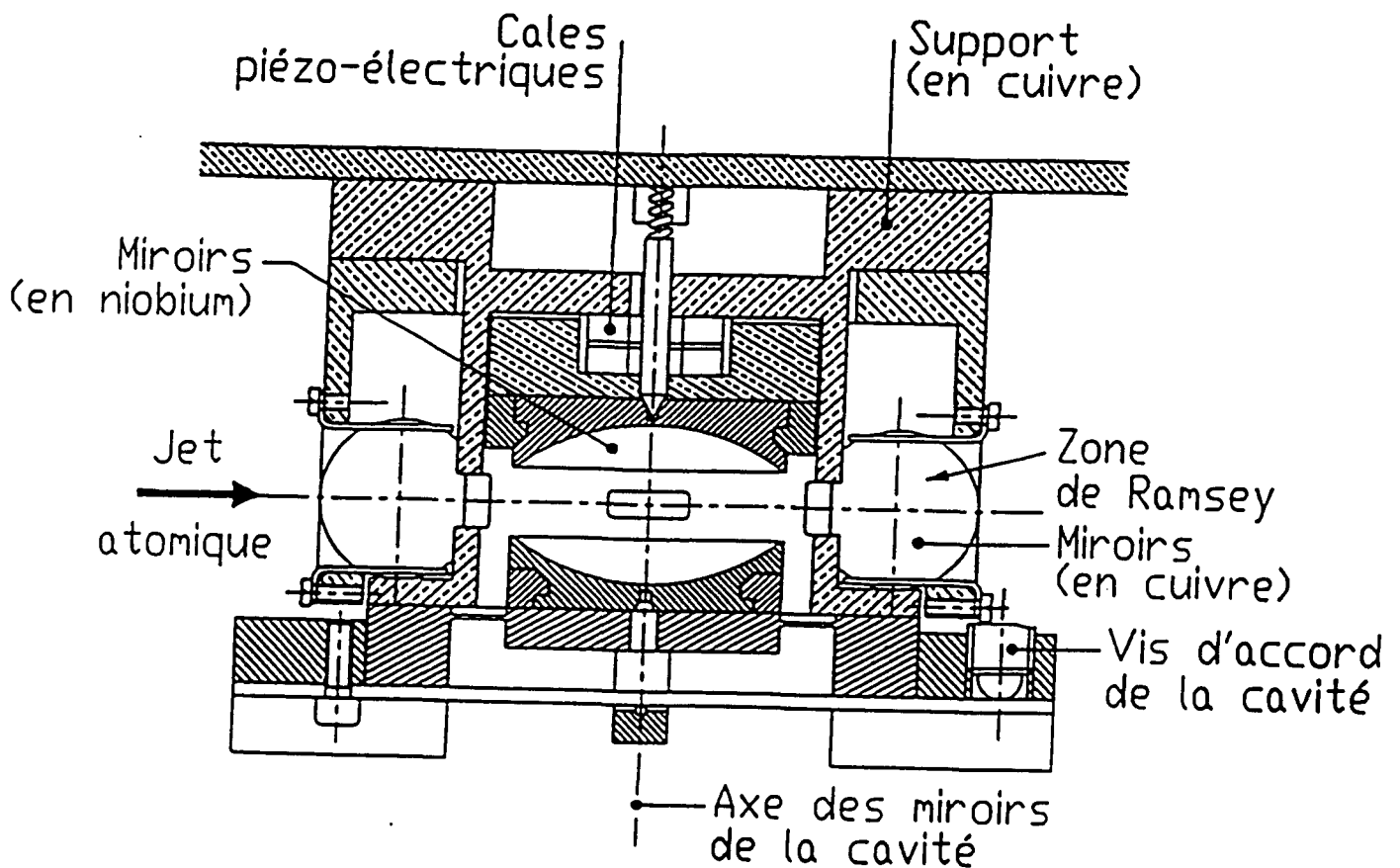


FIG. 2.12 - Une vue de l'ensemble du dispositif expérimental.

vaut 48,185 GHz. De cette façon, la transition non circulaire ne peut jamais être induite. En revanche, la transition circulaire peut être induite dès que le champ magnétique passe par la valeur qui la met à résonance avec la microonde. La séquence temporelle de la procédure de purification est présentée sur la figure 2.15a).

La variation lente du champ magnétique nous permet de transférer adiabatiquement, d'une manière efficace, tous les atomes qui sont dans le niveau circulaire $n = 52$ vers le niveau circulaire $n = 51$. Par contre, les atomes non circulaires restent dans le niveau de multiplicité $n = 52$, puisqu'ils ne sont pas affectés par cette transition micro-onde.

Après cette procédure de purification nous avons refait le test de pureté des atomes que nous préparons. Le champ micro-onde sonde est maintenant résonnant avec la transition $51 \rightarrow 50$. Ce test de pureté des atomes est réalisé dans le condensateur qui se situe dans la "zone R_1 " (déjà mentionnée).

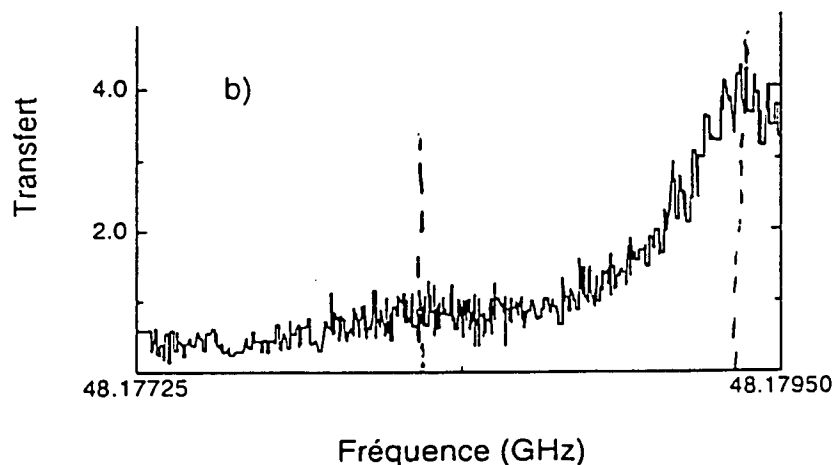


FIG. 2.13 - *Spectre de la transition entre les niveaux circulaires $n=52$ et $n=51$. La première barre verticale à gauche indique la fréquence de la raie non circulaire et la seconde barre indique la fréquence de la raie circulaire.*

Le champ sonde est appliqué juste au moment où les atomes sont dans ce condensateur, sa séquence temporelle est présentée sur la figure 2.15b). Le champ électrique statique dans ce condensateur vaut 0.5 V/cm . Nous avons enregistré le taux de transfert vers le niveau $n = 50$ en fonction de la fréquence du champ sonde qui induit cette transition dans le cas où la fréquence de la micro-onde de purification est bien ajustée ($\nu = 48.185 \text{ GHz}$) et dans le cas où sa fréquence n'est pas bien ajustée ($\nu = 48,179 \text{ GHz}$), dans ce cas la transition non circulaire peut être induite puisque sa fréquence est inférieure à celle de ce champ de purification). Les deux signaux spectroscopiques sont présentés sur la figure 2.16.

Lorsque la fréquence de purification est mal réglée on voit bien que nous avons deux pics. Le plus intense correspond à la population des atomes circulaires et le moins intense correspond à la population des atomes non circulaires. La structure en doublet du pic circulaire est due à la saturation de

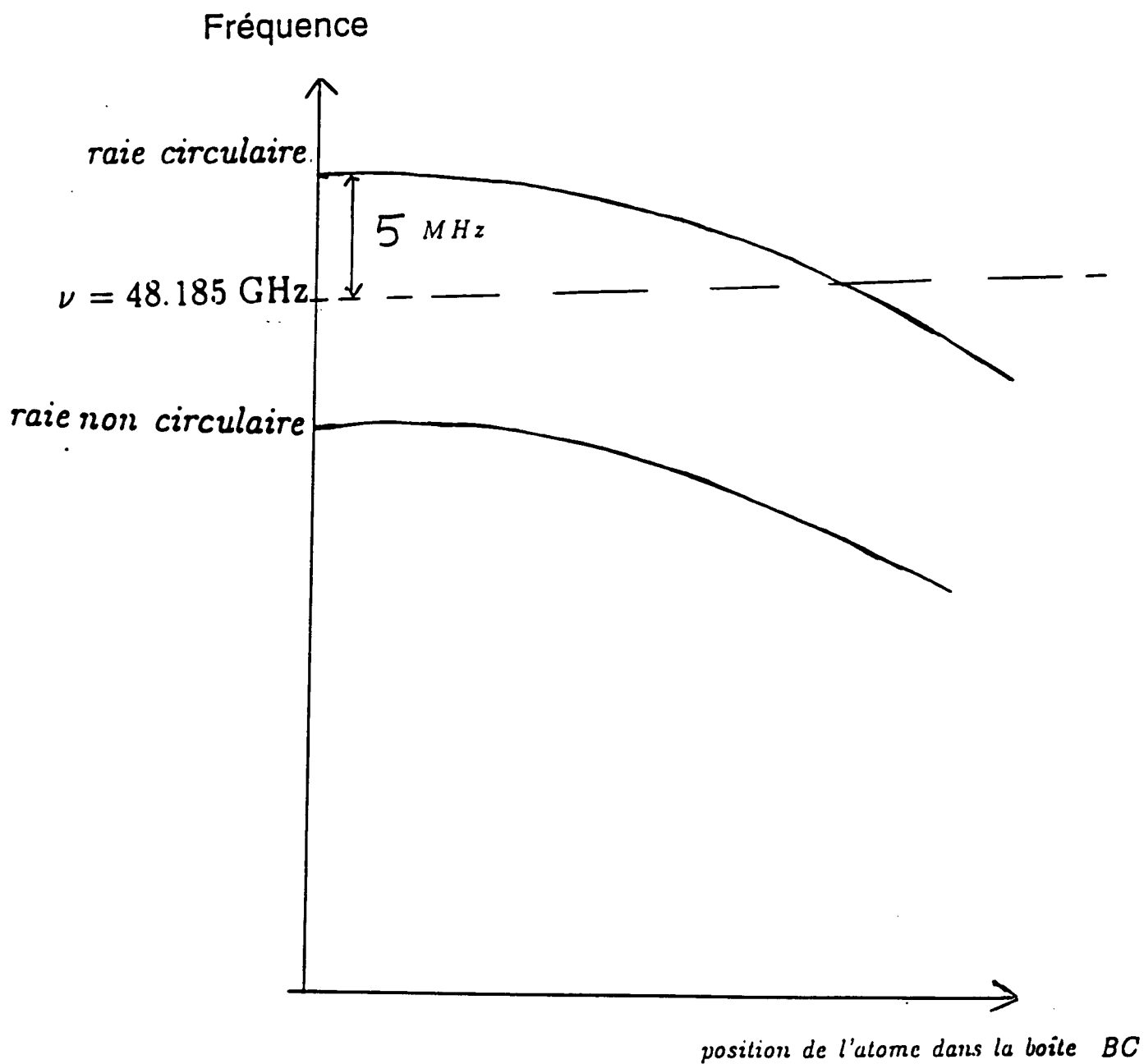


FIG. 2.14 - Variation des fréquences des raies circulaire-circulaire et non circulaire-non circulaire en fonction de la position de l'atome dans la boîte BC, en présence du champ électrique.

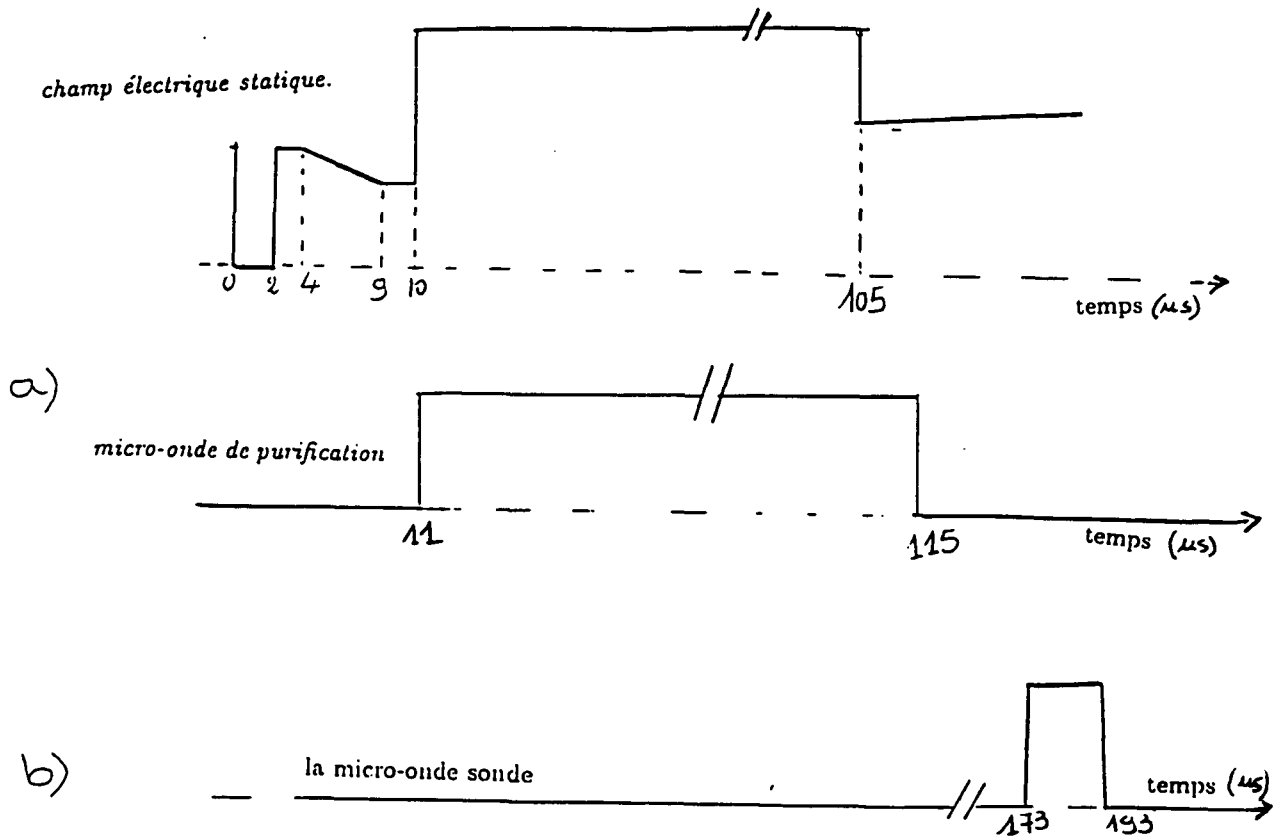


FIG. 2.15 - a) Les séquences temporelles du champ micro-onde de purification et du champ électrique statique. b) La séquence temporelle du champ micro-onde sonde.

la raie (puissance de la micro-onde sonde très grande). Lorsque la fréquence de la micro-onde est bien réglée, autrement dit lorsqu'elle est ajustée à sa valeur optimale $\nu = 48.185 \text{ GHz}$, le pic associé à la transition non circulaire disparaît dans le bruit. Sa hauteur est estimée à moins de 2% de la hauteur du pic circulaire (cf. figure 2.16). Ceci nous permet de déduire que la pureté des atomes préparés dans le niveau $n = 51$ est meilleure que 98%.

2.3 Le choix de la cavité

Comme nous l'avons déjà mentionné la stabilité des atomes circulaires nécessite la présence d'un champ électrique qui sert d'axe de quantification. Cette contrainte nous a amené à utiliser une cavité ouverte de type Fabry Pérot. Elle est constituée de deux miroirs en Niobium (métal supraconducteur). Ces deux derniers sont isolés l'un par rapport à l'autre et l'application

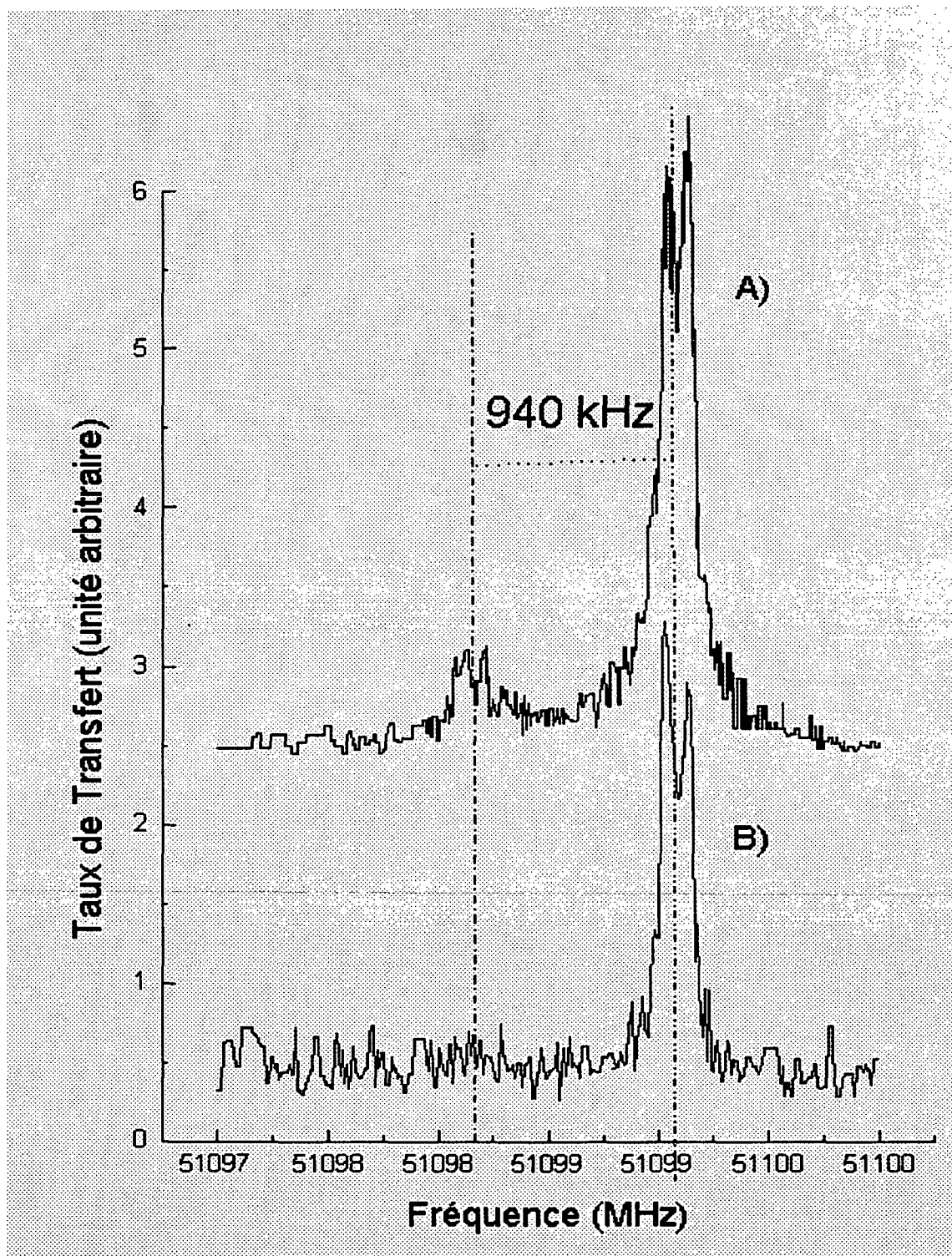


FIG. 2.16 – Le spectre de test de pureté des atomes circulaire. La fréquence de purification est mal réglée pour A), et elle est bien réglée pour B). Les barres verticales indiquent les pics associés aux atomes circulaires et non circulaires.

d'une différence de potentiel entre eux permet la production du champ électrique statique nécessaire aux atomes circulaires.

L'obtention d'un très bon facteur de qualité à l'aide d'une telle cavité est en quelque sorte un tour de force. Comme nous allons le voir dans la suite, plusieurs effets limitent le facteur de qualité d'une cavité ouverte tandis qu'ils sont beaucoup moins sévères pour une cavité fermée. En particulier, la diffusion sur les défauts de surface peut faire sortir les photons de la cavité. Par suite, la qualité de la surface des miroirs doit être excellente. Pour remettre dans la cavité les photons diffusés, nous avons refermé l'espace existant entre les deux miroirs avec un anneau en cuivre percé de deux trous pour permettre aux atomes de traverser la cavité.

Pour la première cavité que nous avons réalisée et utilisée dans les expériences présentées dans le mémoire de P. Nussenzveig[66], le facteur de qualité était de $8 \cdot 10^5$ ce qui correspond à une durée de vie du photon de l'ordre de $2 \mu s$ qui est bien plus courte que la période de Rabi qui vaut $20 \mu s$. Pour améliorer le facteur qualité, nous avons développé une méthode de polissage mécanique qui réduit la taille de la rugosité et nous a permis d'atteindre un facteur de qualité d'environ $7 \cdot 10^7$. Bien que la durée de vie du photon dans cette cavité soit de l'ordre de $220 \mu s$, ce qui est largement suffisant pour que l'atome échange de manière cohérente de l'énergie avec le champ dans la cavité sans être perturbé par le processus de dissipation, elle n'est pas suffisante pour les expériences projetées à court terme comme la mesure du nombre de photon de manière non destructive ou la préparation d'un chat de Schrödinger (voir la dernière partie de ce mémoire décrivant "l'interrupteur quantique"). Une partie de mon travail a donc été consacrée à l'amélioration de la qualité des miroirs. Nous avons ajouté une autre étape à la préparation de la cavité consistant à lui faire subir un polissage électrochimique. A la fin de cette dernière étape, la rugosité obtenue est inférieure à 25 nm et le facteur de qualité est de l'ordre de 10^9 .

Nous allons d'abord décrire la cavité et donner sa géométrie et le profil du champ. Nous présenterons ensuite la procédure de réalisation de la cavité et décrirons l'appareil utilisé pour caractériser le mode de celle-ci et mesurer son facteur de qualité.

2.3.1 Modes et géométrie de la cavité

Les deux miroirs sont identiques, de rayon de courbure $R_0 = 40\text{ mm}$ et de diamètre $D = 50\text{ mm}$. Ils sont tenus face à face à une distance (entre sommets) $d = 27.57\text{ mm}$ (cf.figure 2.17). Dans nos expériences, nous utilisons

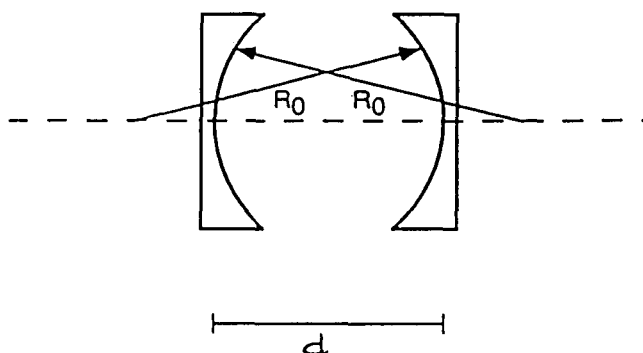


FIG. 2.17 - Géométrie de la cavité.

les modes TEM_{00} dont le champ est pratiquement localisé autour de l'axe de symétrie de la cavité. Ce sont les modes les moins sensibles aux pertes par diffraction, et leur volume est minimal. Enfin, ces modes ont un champ polarisé dans le plan orthogonal à l'axe de symétrie de la cavité et leur fréquence vaut [67]:

$$\frac{\omega}{2\pi} = \frac{c}{2d} \left\{ q + \frac{2}{\pi} \arccos \sqrt{1 - \frac{d}{2R_0}} \right\} \quad (2.7)$$

où q est le nombre de ventres entre les deux miroirs (q est un nombre entier). Le mode qui nous intéresse possède neuf ventres et est accordé sur la transition atomique à 51.099054 GHz . Dans le cas idéal, pour des raisons de

symétrie axiale, les deux modes polarisés orthogonalement l'un par rapport à l'autre sont dégénérés. Ici, les défauts d'usinage ont brisé la symétrie axiale, ce qui lève la dégénérescence des deux polarisations. Dans les expériences que je vais décrire dans la suite, la séparation en fréquence entre les deux modes vaut $110kHz$.

La structure spatiale du champ électromagnétique possède un profil gaussien. Elle est donnée par la fonction $f(r, z)$, exprimée en coordonnées cylindriques par rapport à l'axe de symétrie:

$$f(r, z) = \frac{W_0}{W(z)} \sin \left(2\pi \frac{z}{\lambda} - \arctan \frac{\lambda z}{\pi W_0^2} + \frac{\pi r^2}{\lambda R(z)} + q \frac{\pi}{2} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{W(z)^2} \right) \quad (2.8)$$

L'origine sur l'axe $z'z$ est située au milieu des deux miroirs. $\lambda = 2\pi c/\omega$ est la longueur d'onde du mode. Les fonctions $W(z)$ et $R(z)$ décrivent respectivement la variation de l'extension du mode autour de l'axe $z'z$ et celle du rayon de courbure des surfaces d'onde. Elles sont données par les formules [67][68]:

$$W(z) = W_0 \left\{ 1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (2.9)$$

$$R(z) = z \left\{ 1 + \left(\frac{\pi W_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right\} \quad (2.10)$$

où le "waist" W_0 donne le rayon de l'extension minimale du champ autour de l'axe. Il est donné par la formule:

$$W_0^2 = \frac{\lambda d}{2\pi} \left(\frac{2R_0}{d} - 1 \right)^{1/2} \quad (2.11)$$

Dans le cas de notre cavité $W_0 = 5.96 \text{ mm}$.

2.3.2 Préparation de la cavité et mesure de son facteur de qualité

Nous allons adopter dans cette partie une présentation historique, c'est-à-dire que nous allons décrire d'abord l'ancienne méthode de préparation de

la cavité, puis nous décrivons au fur et à mesure les nouvelles étapes que nous avons ajoutés à cette procédure de préparation pour améliorer le facteur de qualité.

La réalisation de la première cavité a commencé par l'usinage des miroirs à partir d'un barreau de Niobium (métal supraconducteur au-dessous de la température critique $T_c = 9,2$ K). Ce dernier doit être le plus pur possible. Les impuretés réduisent en effet le libre parcours moyen des électrons dans le matériau à basse température et induisent donc une limitation du facteur de qualité.

La procédure d'usinage dégrade la qualité du métal en surface. En particulier elle produit des dislocations et introduit des impuretés à l'intérieur du matériau. Afin de retrouver une bonne qualité de surface, on fait subir aux miroirs une attaque chimique dans un mélange de trois acides: fluorhydrique (HF à 40%), nitrique (HNO_3 à 85%) et phosphorique (H_3PO_4 à 65 %). Les proportions des acides dans le mélange sont 1/4 de HF , 1/4 de HNO_3 et 1/2 de H_3PO_4 . Cette attaque chimique enlève environ $100 \mu m$ de matière à la surface.

Pour permettre le couplage de cette cavité (l'ensemble des deux miroirs) à une source micro-onde extérieure qui permet de mesurer sa fréquence et son facteur de qualité, deux trous de 0.2 mm de diamètre et de profondeur $0,2$ mm sont percés au centre de chaque miroir par électro-érosion. Les miroirs sont ensuite rincés avec de l'eau ultra-pure déminéralisée et montés dans le cryostat.

Détection de la résonance et mesure du facteur de qualité de la cavité

La détection de la résonance de la cavité et la mesure de son facteur de qualité sont réalisées en analysant la phase et l'intensité du champ transmis à travers la cavité. Elles sont faites à l'aide d'un analyseur vectoriel conçu par P. GOY et M. GROSS (ABmm) et dont le schéma de principe est présenté sur la figure 2.18.

La partie hyperfréquence de cet appareil est constituée de deux oscilla-

teurs à YIG (Yttrium Iron Garnet) générant des signaux à des fréquences variant entre 8 et 18 GHz. On appellera f_1 la fréquence du signal émis par le YIG émetteur (YIG-E) et f_2 celle du signal émis par le YIG détecteur (YIG-M). Les deux YIG sont stabilisés l'un par rapport à l'autre en fréquence et en phase. Le battement entre les deux YIGs à $f = f_1 - f_2$ est stabilisé sur une référence interne de l'analyseur synthétisée à la fréquence f . De plus, le YIG-E est stabilisé en fréquence et en phase sur l'harmonique d'un quartz (100 MHz) de haute pureté spectrale, lui-même stabilisé sur un quartz (10 MHz) de haute stabilité. Au total, la largeur instrumentale du YIG-E est meilleure que $30mHz$.

Le YIG-E est connecté à l'aide de câbles SMA à un générateur d'harmoniques (HG), une diode Schottky, qui produit des signaux aux harmoniques successives de f_1 . En optimisant l'harmonique de rang n on obtient à la sortie du HG un signal à la fréquence nf_1 . Dans notre cas, on optimise l'harmonique de rang 4 pour produire le champ à 51.1 GHz. Après la multiplication, le signal est envoyé dans la cavité à travers un guide d'onde. Le signal transmis par la cavité est alors combiné dans une autre diode avec l'harmonique n du signal du YIG-M. Cette diode fonctionne aussi en mélangeur d'harmoniques (HM) et produit un battement à la fréquence $nf_1 - nf_2 = nf$. Ce battement (vers 9 MHz) est envoyé dans un récepteur hétérodyne, qui transmet ces données à un ordinateur PC capable de les afficher, de les traiter et de les stocker. La dynamique de l'appareil est de 120 dB à la fréquence de 51.1 GHz.

La mesure du facteur de qualité de cette cavité ouverte, à une température $T=1.7$ K, a donné la valeur $Q=5,8 \cdot 10^5$, alors que pour les mêmes miroirs montés en contact bord à bord (cavité fermée) la valeur du facteur de qualité est $Q=8 \cdot 10^8$. Ceci nous a révélé la limitation du facteur de qualité par la diffusion de l'onde sur les défauts de la surface (mauvaise rugosité). En effet, pour une cavité donnée, le facteur de qualité ultime que nous pouvons obtenir (si on ne prend en compte que la diffusion de l'onde sur la surface) est donné par [69]:

$$Q_{diff} = \frac{2\pi d}{\lambda} \left(4\pi \frac{h_{rms}}{\lambda}\right)^{-2} \quad (2.12)$$

où λ est la longueur d'onde du champ micro-onde utilisé, d la distance entre les deux miroirs et h_{rms} est l'écart moyen par rapport à une surface parfaite.

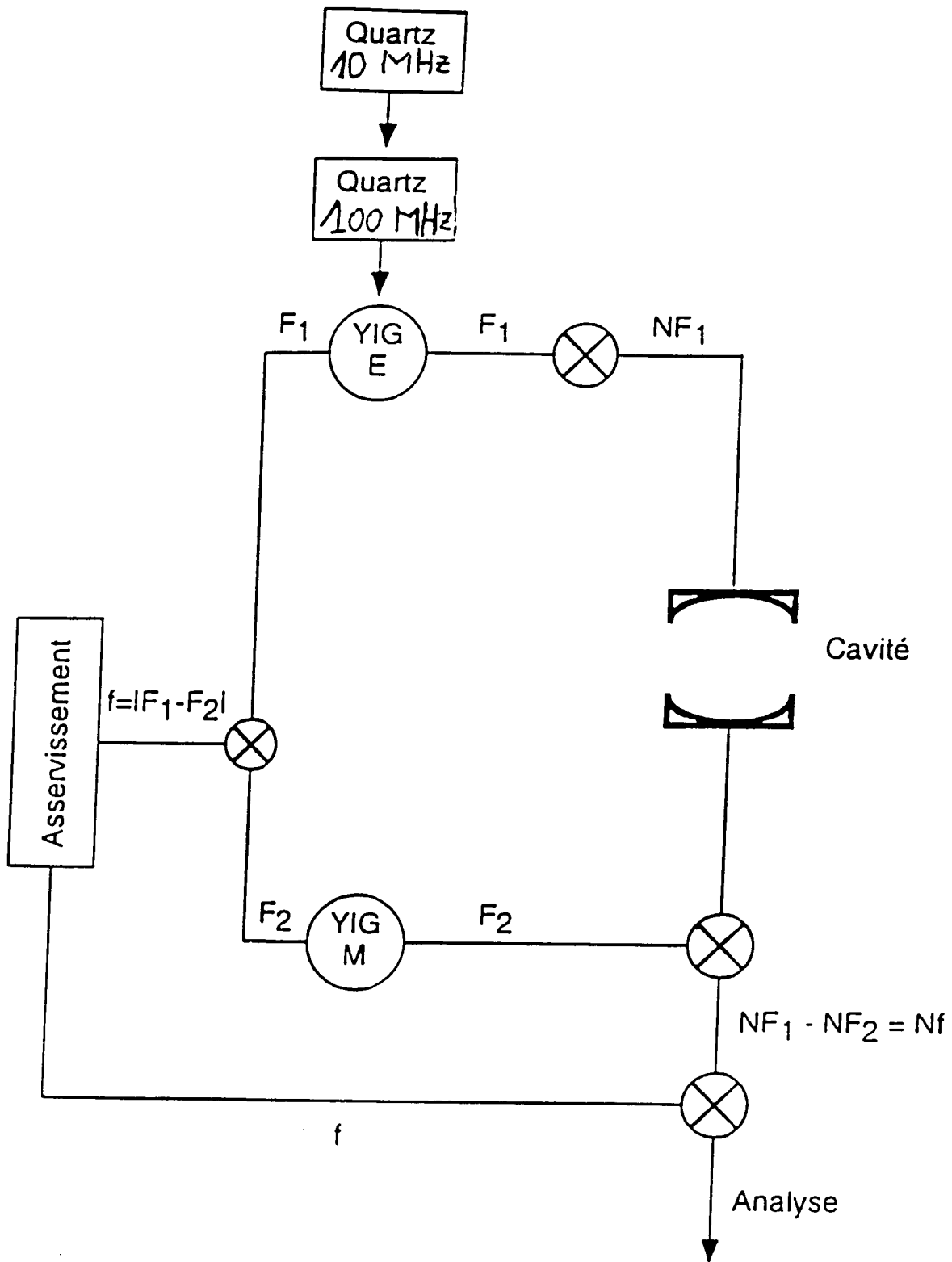


FIG. 2.18 - Schéma de principe de l'analyseur vectoriel de ABmm.

Ceci nous a poussé à ajouter une autre étape à la préparation de la cavité, qui consiste à faire subir aux miroirs un polissage mécanique avec une pâte diamantée. Comme le polissage mécanique détériore la qualité du métal supraconducteur à la surface, on les attaque à nouveau chimiquement avec le mélange précédent d'acides (HF , HNO_3 , H_3PO_4) qui doit enlever l'épaisseur détériorée du métal (environ $30\mu m$).

Le facteur de qualité de la cavité ouverte obtenu est: $Q=7.10^7$. La durée de vie d'un photon dans cette cavité est alors:

$$t_{cav} = \frac{Q}{\omega_{cav}} = 220\mu s \quad (2.13)$$

La figure 2.19 représente l'intensité et la phase du champ transmis à travers cette cavité. On voit bien qu'à résonance l'intensité du champ transmis est maximale et sa phase change de π .

Les autres limites du facteur de qualité

Lorsqu'on atteint des facteurs de qualité très grands, d'autres limites apparaissent. Une de ces limites provient de la taille finie des miroirs. En effet, si on suppose que le mode du champ a une forme gaussienne, il y a une partie du champ qui s'étend au-delà du diamètre D des miroirs. Le facteur de qualité, limité par la taille finie des miroirs, est donné par l'expression:

$$Q_{taille} = 2\pi \frac{d}{\lambda} \exp\left(\frac{D^2}{2W^2}\right) \quad (2.14)$$

où W est la valeur de la fonction $W(z)$ sur un des miroirs. Le diamètre de nos miroirs est de 48 mm ce qui conduit à un facteur de qualité limite $Q_{taille} = 5 \cdot 10^{10}$.

Une autre partie des pertes est due aux trous de couplage. Car un trou se comporte comme un multipôle électromagnétique lorsqu'il est arrosé par une onde dont la longueur d'onde est très grande devant le diamètre du trou. Ainsi, l'onde est diffractée par les trous, ce qui conduit à une autre limitation du facteur de qualité. Pour des trous de couplage de diamètre $0.2mm$ le facteur de qualité est limité à $Q_{trou} = 7.10^9$. De telles limites au facteur de qualité ne sont pas gênantes au premier stade en comparaison avec la limite imposée par la diffusion de l'onde sur les défauts de la surface, déjà

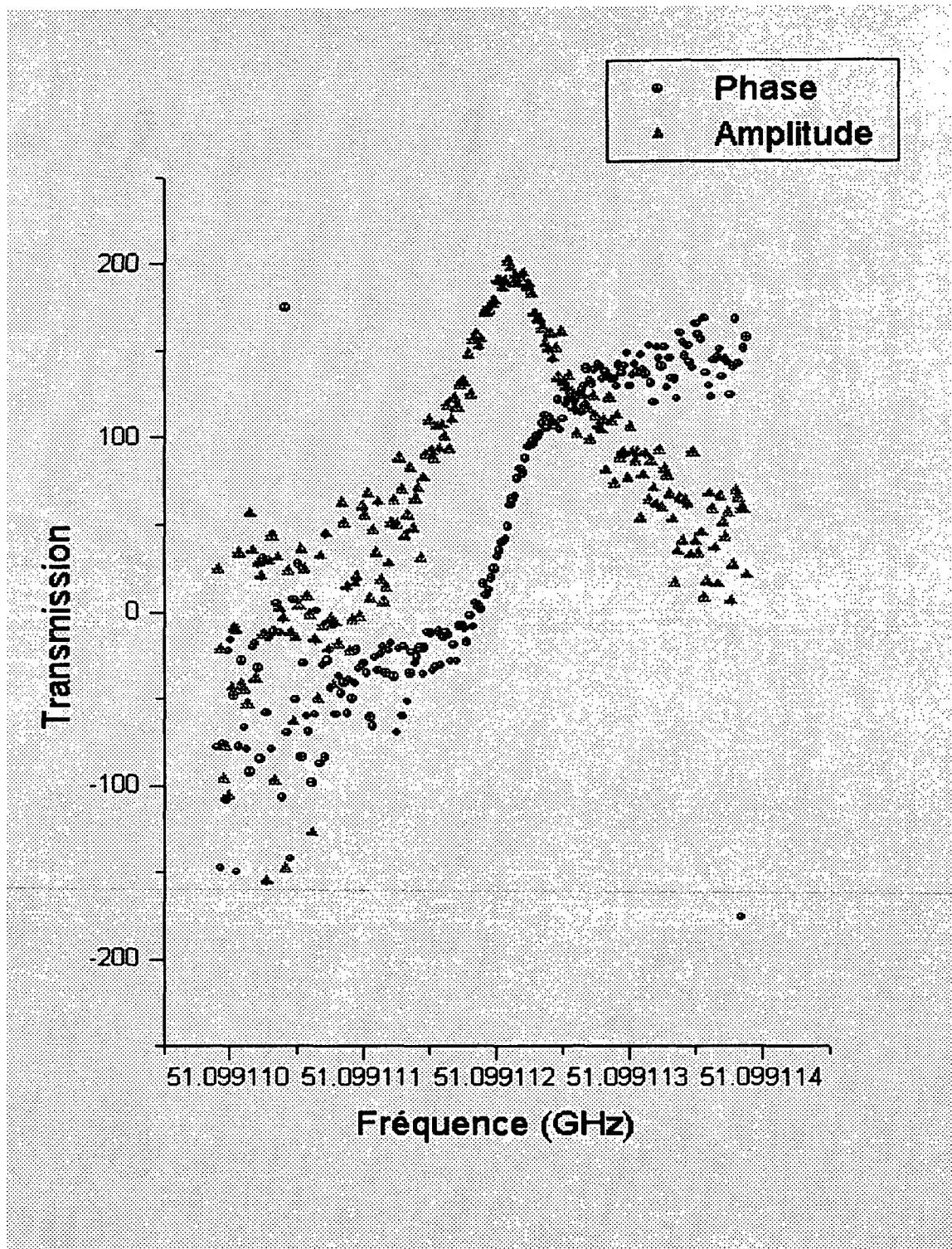


FIG. 2.19 – Spectre de transmission de la cavité. On voit bien la variation de la phase et de l'intensité du champ transmis à résonance.

mentionnée.

Il existe de plus un autre effet dégradant le facteur de qualité, connu sous le nom d' "effet 100 K" [70][71]. Il est dû à la formation d'hydrure de Niobium, HNb, à la surface du matériau à une température de l'ordre de 100 K. L'hydrogène qui provoque cet effet provient principalement des différentes attaques chimiques que nous avons fait subir aux miroirs. L'effet précédent n'est observable que si les miroirs sont faits à partir d'un matériau supraconducteur très pur. En effet, pour les matériaux impurs, l'hydrogène est piégé par les impuretés à l'intérieur du matériau, ce qui l'empêche de diffuser à la surface. Il nous a fallu donc avant de monter les miroirs, les faire dégazer (en faire sortir l'hydrogène). Ceci est réalisé au C.E.A. (avec l'aide de MM. B. Bonin et H. Safa) dans un four ultraviolet et chauffé à une température de 750°C. En outre, afin d'en réduire l'effet, lors du refroidissement de la cavité, il faut passer très rapidement cette température de 100 K.

Nouvelle méthode de réalisation de la cavité

Le polissage mécanique est loin d'être suffisant pour obtenir un très bon facteur de qualité. En effet l'obtention d'un facteur de qualité d'environ $Q = 10^9$ nécessite d'après l'équation 2.12 une rugosité inférieure à 80 nm. Il faut donc développer une méthode de polissage de très grande finesse, sans déformer les miroirs.

Ceci est réalisé à l'aide d'un polissage électrochimique des miroirs [72] dont le principe est de réaliser une attaque chimique des miroirs dans un bain d'acide en présence d'un champ électrique statique. Etant donné que l'intensité du champ électrique est plus forte au voisinage des pointes (les défauts de la surface), l'attaque est alors favorisée au voisinage de ces pointes.

La figure 2.20a) représente l'appareil utilisé pour l'électropolissage. Le bain est constitué d'un mélange d'acide fluorhydrique (HF de concentration 40%) et d'acide sulfurique (H_2SO_4 de concentration 95%). Les proportions volumiques d'acide dans le mélange sont 10.7% de HF et 89.3% de H_2SO_4 . Le bain est maintenu à une température entre 25°C et 30°C. Le générateur délivre une tension fixe qui doit être comprise entre 9 et 12 Volts.

Le courant mesuré à l'aide d'une table traçante (cf. figure 2.20 b) présente des oscillations en fonction du temps. Ces oscillations correspondent à l'alternance de deux phases. La première phase est associée à la construction d'une couche d'oxyde sur le miroir, la seconde, à la dissolution partielle de

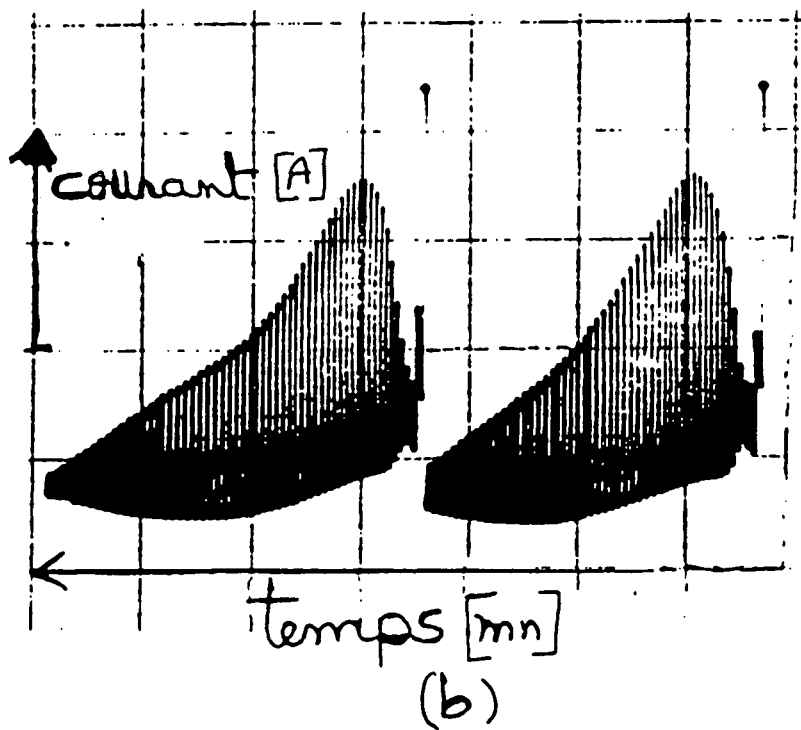
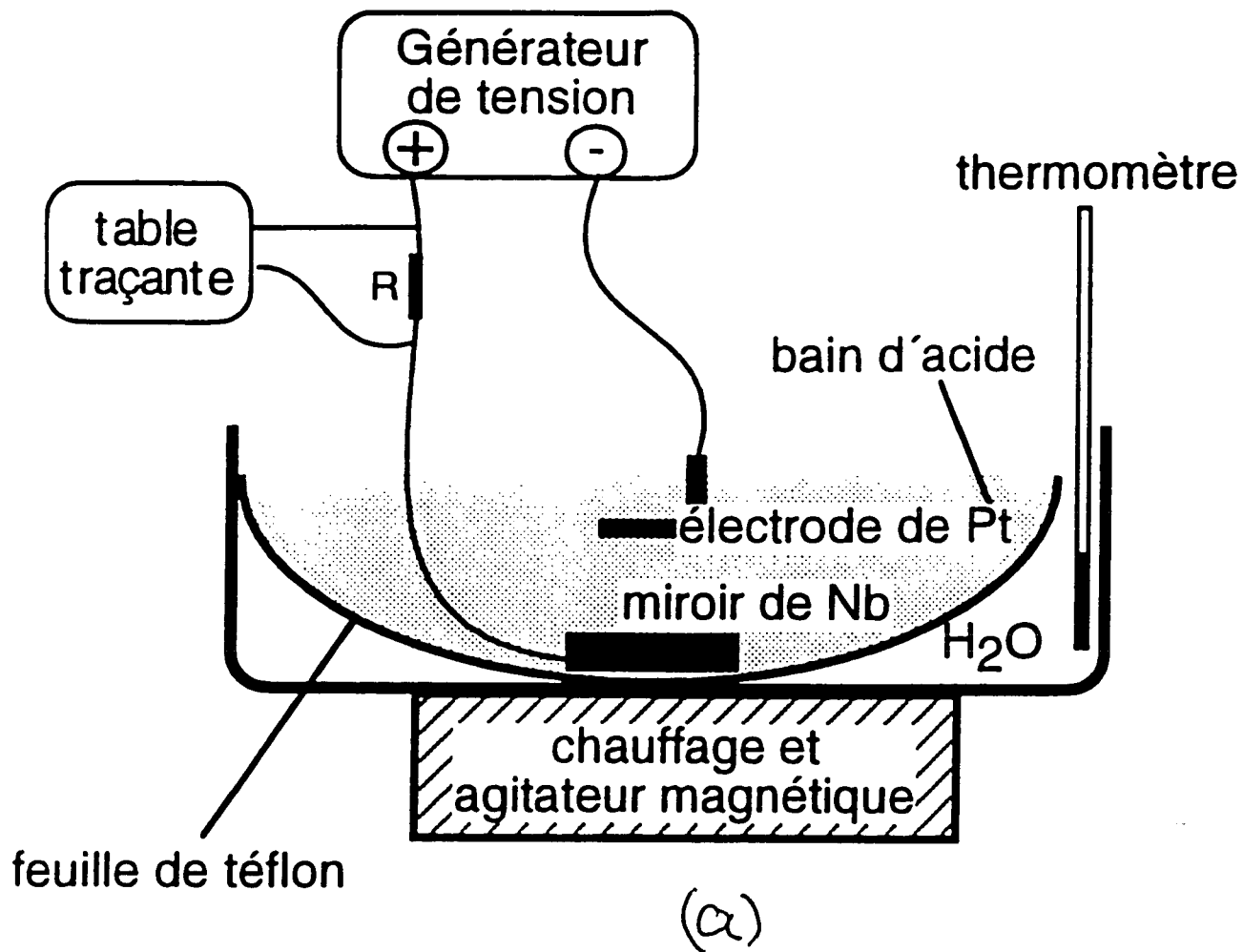


FIG. 2.20 - a) Schéma de l'appareil utilisé pour faire le polissage électrochimique. b) Courbe d'oscillation du courant obtenue à l'aide d'une table traçante.

cette couche par l'acide. L'amplitude des oscillations diminue au fur et à mesure que la concentration d'acide usé augmente au voisinage du miroir. On éteint alors le générateur de tension et on allume l'agitateur magnétique qui permet la redistribution de l'acide usé dans tout le volume du bain. Ensuite, on allume de nouveau le générateur de tension et on ajuste sa tension de manière à avoir la même enveloppe d'oscillation du courant que celle du premier cycle. Ceci permet d'obtenir un polissage régulier et contrôlé.

La qualité de la surface du miroir après le polissage est déterminée en mesurant le coefficient de réflexion R_{refl} du miroir éclairé à 45 degrés par un laser He-Ne ($\lambda = 633nm$). Le lien entre le coefficient R_{refl} et la rugosité est donnée par la formule suivante [73]:

$$R_{refl} = R_{refl}^0 e^{-\frac{(4\pi h_{rms})^2}{\lambda^2}} \quad (2.15)$$

où R_{refl}^0 est le coefficient de réflexion d'une surface de Niobium parfaitement polie. Il vaut 51% pour un laser de longueur d'onde de $\lambda = 633 nm$.

Pour cette cavité (polie électrochimiquement) nous avons trouvé un coefficient de réflexion R_{refl} autour de 45%, et en utilisant la formule précédente nous avons trouvé une rugosité variant entre 20 et 30 nm selon la position du faisceau laser sur le miroir. Nous avons fait une autre mesure de la rugosité en utilisant le microscope à effet tunnel (STM). Au vu de la taille des miroirs, ces derniers sont impossibles à introduire dans le microscope. De plus, par crainte de dégrader la surface lors de son balayage, la mesure de rugosité est faite sur un échantillon préparé de la même façon que les miroirs. En balayant $225 \mu m^2$ de cet échantillon nous avons trouvé une rugosité de l'ordre de 25nm (cf.figure 2.21).

Une fois la cavité polie électrochimiquement, on lui fait subir un rinçage à l'eau ultrapure, puis on la sèche à l'aide d'un flux d'argon filtré. Le montage de la cavité dans le cryostat se fait sous une hotte à flux laminaire ce qui empêche toute poussière de se déposer sur les miroirs.

La mesure du facteur de qualité de cette cavité en utilisant la méthode spectrale (cf.figure 2.19) basée sur la mesure de la largeur spectrale de la résonance pour en déduire le facteur de qualité est limitée par les vibrations du cryostat (dues essentiellement aux différentes pompes primaires et secondaires utilisées). Ceci nous a conduit à utiliser une méthode temporelle basée sur la mesure du temps de décroissance de l'énergie dans la cavité. Initiale-

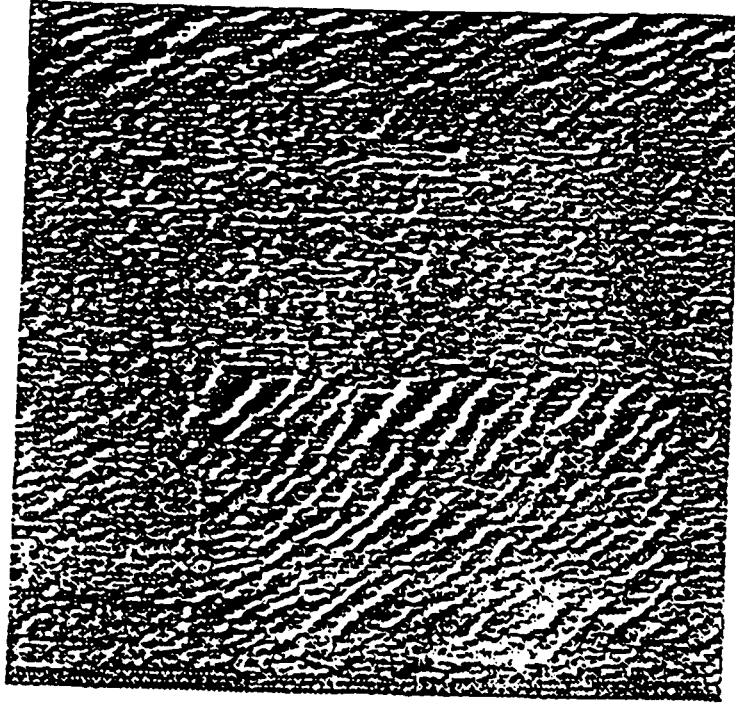


FIG. 2.21 – La photographie d'une surface électropolie obtenue à l'aide d'un microscope à effet tunnel. Les différents cristaux ne sont pas polis de la même façon, ils sont visibles ici.

ment, la source micro-onde est branchée sur la cavité puis on la débranche et on enregistre le temps d'amortissement de l'énergie dans la cavité. Nous avons trouvé que la durée de vie t_{cav} du photon dans la cavité est égale à $3ms$. On en déduit alors que le facteur de qualité Q est égal à 10^9 . Ce facteur de qualité est le plus grand jamais réalisé avec une cavité ouverte. Bien que d'autres laboratoires aient obtenu des valeurs d'environ 10^{10} , leur cavité était fermée, et comme nous l'avons déjà dit ceci est incompatible avec les atomes circulaires.

Effet de la géométrie des miroirs sur le facteur de qualité

Dans le calcul du profil des modes du champ dans la cavité, nous avons utilisé l'approximation paraxiale qui consiste à supposer que le champ est pratiquement confiné autour de l'axe des miroirs. Dans le cadre de cette approximation, la géométrie sphérique est la plus adaptée pour piéger, dans les

modes de la cavité, le maximum de champ dont l'allure est gaussienne. Cependant cette approximation n'est valable que lorsque la longueur d'onde du champ est petite devant les dimensions des miroirs et leurs rayons de courbure. Or notre cavité a des dimensions qui ne sont pas très grandes devant la longueur d'onde du mode (diamètre 50 mm, rayon 40mm, et $W_0 = 5.96$ mm). Nous avons fait un calcul sans faire cette approximation. Les modes que nous avons cherchés tiennent compte du caractère vectoriel du champ, de plus, ils retrouvent la forme gaussienne lorsque la longueur d'onde du champ est petite devant les dimensions des miroirs. Notre calcul a montré que la forme sphérique n'est pas la géométrie la plus adaptée pour avoir le maximum de champ dans l'axe des miroirs [74]. La forme calculée n'est pas sphérique. Etant donné que les cavités utilisées jusqu'à présent sont sphériques, on peut alors attribuer une partie des pertes des miroirs à leur géométrie. Plus l'écart de leur géométrie par rapport à celle que nous avons calculée est grand, plus le facteur de qualité est dégradé. Les prochaines cavités auront une géométrie adaptée à la forme calculée.

2.3.3 Le couplage atome-champ

L'intensité du couplage atome-cavité est décrit par la constante $g(\vec{r})$. Dans nos expériences les atomes traversent la cavité en $x = z = 0$ suivant l'axe Oy (cf.figure 2.17). Le couplage est alors donné par:

$$g(x = 0, y, z = 0) = \frac{E_0 \cdot d \cdot f(x = 0, y, z = 0)}{\hbar} = \frac{E_0 \cdot d}{\hbar} e^{-\frac{y^2}{W_0^2}}, \quad (2.16)$$

où E_0 est le champ par photon (amplitude des fluctuations du vide), d l'élément de matrice dipolaire de la transition considérée suivant la polarisation du mode. Le maximum du couplage est atteint lorsque l'atome est au milieu de la cavité ($x = 0, y = 0, z = 0$).

Le volume du mode est égal à $V_{mode} = \pi W_0^2 d / 4 = 770 \text{ mm}^3$, ce qui conduit à un champ par photon $E_0 = 1, 58 \cdot 10^{-3} \text{ V/m}$.

En choisissant yy' comme direction de polarisation du mode du champ, l'élément de matrice entre les niveaux circulaires 50 et 51 est égal à:

$$\begin{aligned} \langle n = 51, l = 50, m = 50 | y | n' = 50, l' = 49, m' = 49 \rangle \\ = \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{n-1}{2n-1} \right)^{1/2} R_{n'=n-1, l'=n-2}^{n, l=n-1} \right\}_{n=51} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Le dipôle d vaut alors, $1256 \times ea_0 = 1.06.10^{-26} C.m.$

La valeur maximale de la fréquence du couplage vaut donc:

$$\frac{g_0}{2\pi} = 25kHz. \quad (2.18)$$

La fréquence de Rabi Ω_0 définie comme le double de la constante du couplage g_0 vaut alors $50kHz$.

2.3.4 L'accord de la cavité

Les formules 2.7 indiquent que la fréquence de résonance de la cavité ne dépend que du rayon de courbure des miroirs et de leur séparation. A cause des imperfections d'usinage, les incertitudes sur la géométrie des miroirs sont de l'ordre de 1%. Un accord grossier de la cavité doit être réalisé avant le refroidissement, car le système d'accord à froid dont nous disposons actuellement ne permet de corriger qu'une dizaine de MHz. En plus de ce préaccord il faut tenir compte de la contraction thermique et de l'indice de l'air (car les mesures de préaccord sont faites à température ambiante et à l'air). On ajuste alors la fréquence de la cavité à 250 MHz au dessous de sa valeur à froid. Finalement un accord fin est réalisé à froid.

Le support de la cavité est présenté sur la figure 2.22. Il est constitué d'une pièce en cuivre sur laquelle sont fixés d'un côté l'un des miroirs, et de l'autre côté un couvercle en inox. Ce couvercle est constitué de deux parties massives reliées par une fine membrane de 0,8mm d'épaisseur. Sur la partie centrale du couvercle nous avons fixé un miroir tandis que l'autre partie est fixée sur le support. La faiblesse de l'épaisseur de la membrane permet de déformer le couvercle et de réaliser ainsi un accord fin de la fréquence de la cavité en variant la distance entre les miroirs. La déformation est faite à l'aide des lames en bronze poussées par une vis micrométrique. Un accord plus fin est fait à l'aide de la cale piézo-électrique située derrière le miroir qui est fixé directement sur le support. Ce dernier accord se fait de manière continue sur une plage de 600 kHz par application d'une tension variable entre 0 et 3 KV sur la cale piézo-électrique.

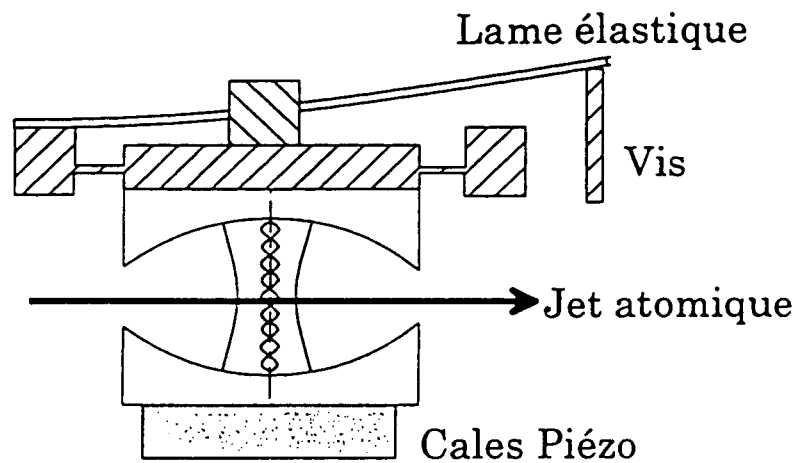


FIG. 2.22 - Schéma en coupe selon un plan vertical, montrant le support de la cavité avec l'ensemble du système d'accord.

2.4 Le choix du cryostat

Nous travaillons à froid pour deux raisons: la première raison résulte du fait que, dans le domaine micro-onde, le nombre de photons thermiques n'est pas négligeable si la température n'est pas très basse. Pour une température de 1,4 K le nombre moyen de photons vaut 0,21, alors que pour une température de 0,8 K ce nombre vaut 0,05. On voit bien qu'il est nécessaire de travailler à basse température pour pouvoir négliger la contribution du champ thermique. La seconde raison est due au fait que, selon la théorie B.C.S, le facteur de qualité de la cavité est d'autant plus grand que la température est

plus basse.

Dans la suite nous allons décrire le cryostat que nous avons utilisé dans nos expériences et qui nous a permis d'atteindre une température aussi basse que 0,8 K.

2.4.1 Description générale du cryostat

Le cryostat que nous avons utilisé est celui qui a servi pour les expériences présentées dans la thèse de P. Nussenzveig. Il est adapté pour fonctionner avec de l' ^3He . Une vue d'ensemble est représentée sur la figure 2.23.

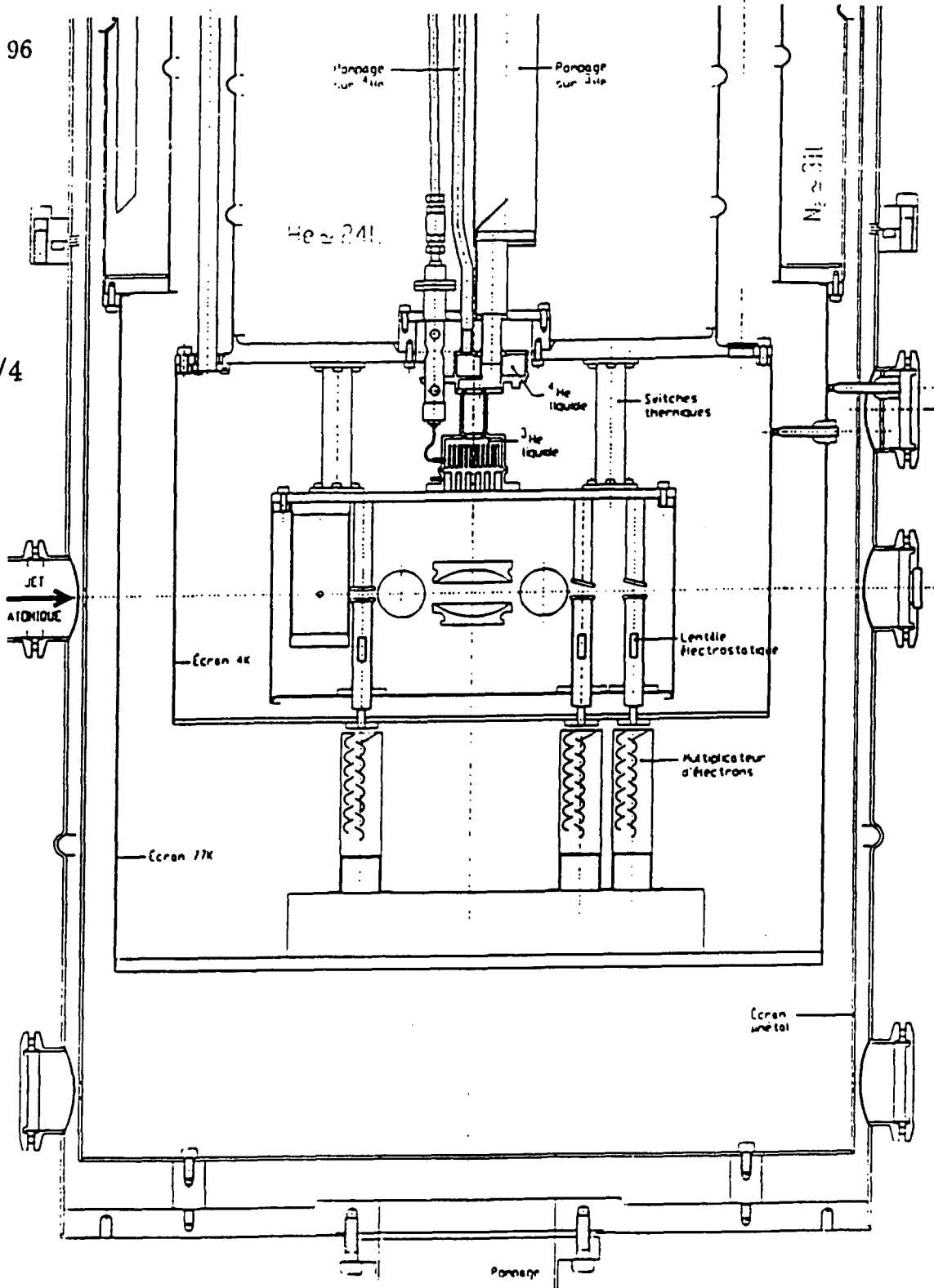
Partant de l'extérieur, on rencontre d'abord une enceinte à vide de diamètre 50 cm autour de laquelle est enroulé un bobinage de fil de cuivre, puis un cylindre en μ métal. L'association du μ métal et des bobinages de fil de cuivre situés à l'extérieur du cryostat permet une bonne compensation du champ magnétique terrestre et aussi de réduire ses fluctuations au mGauss près. On rencontre ensuite un vase à azote liquide d'une capacité de 31 litres. Au fond de ce vase est fixée une jupe en cuivre dorée qui permet d'écranter le rayonnement thermique à la température ambiante.

Dans la partie principale du cryostat on trouve un vase d'une capacité de 24 litres contenant de l' ^4He liquide. Ce vase est en contact avec une deuxième jupe servant d'écran pour le rayonnement thermique provenant de la jupe à azote. Une boîte A de quelques cm^3 est isolée thermiquement par rapport au réservoir principal et est alimentée en ^4He à l'aide d'un capillaire connecté au bain d' ^4He se trouvant dans le vase. Le pompage sur la boîte A réduit la pression, ce qui permet d'atteindre une température de 1.4 K. Les pertes de ce cryostat en ^4He sont d'environ 250 mW. Ceci nous donne une autonomie en liquide d' ^4He de trois jours.

Dans les expériences décrites dans la thèse de P. Nussenzveig, un contact thermique direct était réalisé entre la boîte A et le dispositif expérimental fixé sur une plaque en cuivre (zone de préparation des atomes+support de la cavité+condensateurs de détection). Depuis ce contact thermique a été supprimé, le refroidissement se fait grâce à un circuit ^3He fermé dont le schéma est montré sur la figure 2.24.

Le gaz ^3He est injecté à partir d'un réservoir externe dans un petit tube qui est en contact avec la boîte A de température $T = 1,4$ K. En traversant ce tube, le gaz ^3He se condense. Le liquide passe ensuite dans un capillaire avant d'entrer dans une petite boîte B de quelques cm^3 à faible pression

96



Échelle : 1/4

FIG. 2.23 - Vue d'ensemble du cryostat utilisé dans nos expériences.

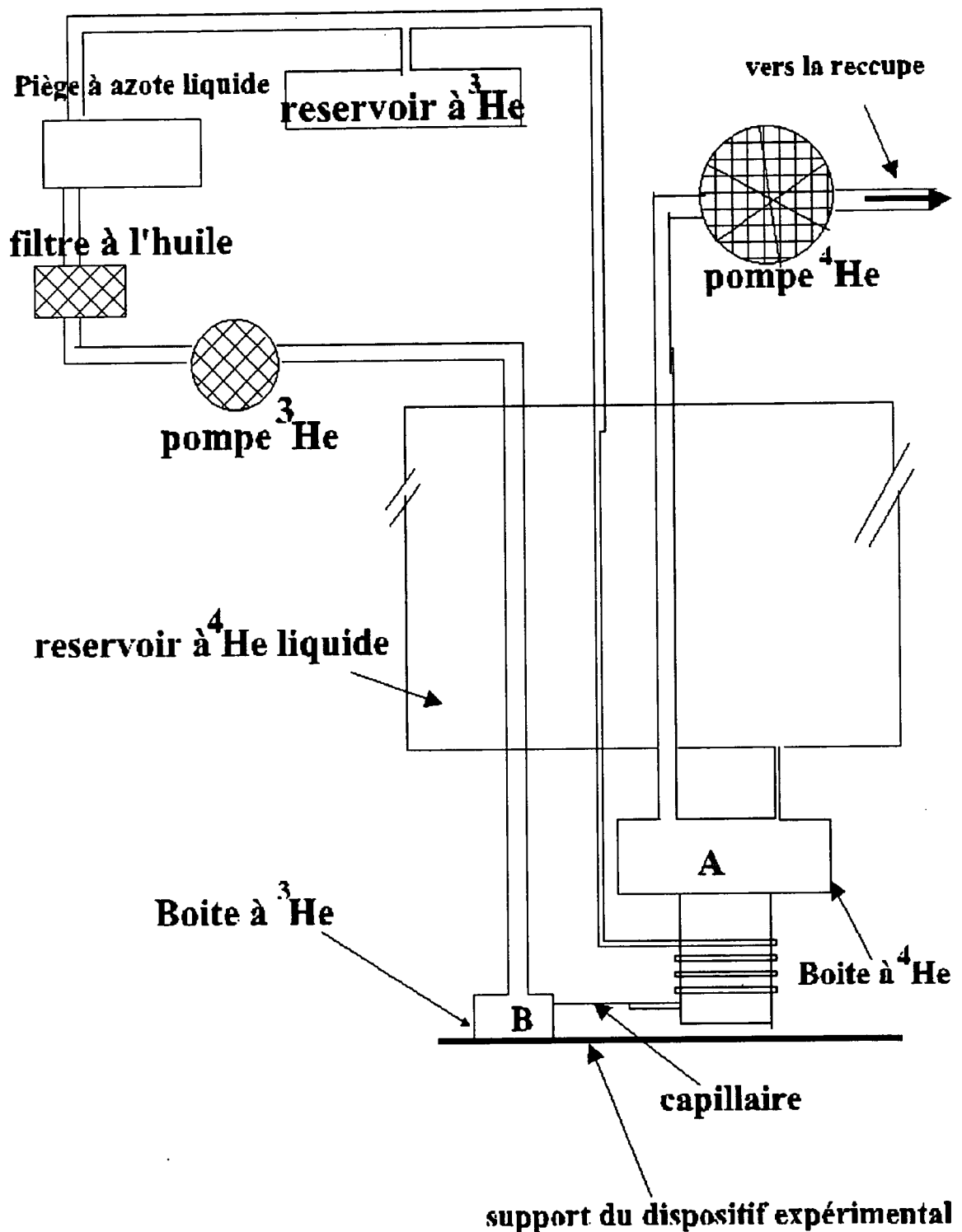


FIG. 2.24 – Schéma du circuit ^3He . Le gaz ^3He est injecté dans le tube en inox puis dans le capillaire où il se liquéfie, puis entre dans la boîte B. La pompe externe réduit la pression dans B et permet d'atteindre une température de 0.8 K. Le gaz d' ^3He est pompé et filtré grâce à un filtre à l'huile et un piège d'azote liquide.

fonctionnant comme évaporateur et qui lui sert de récipient. En traversant le capillaire, le condensat ^3He subit une détente qui produit l'évaporation d'une partie du liquide et qui produit à son tour un refroidissement du liquide ^3He qui atteint la boîte B. Le pompage sur ce liquide réduit la température de la boîte et permet d'atteindre une température d'environ 0,7 K.

Les dimensions du capillaire sont choisies de façon à ce que la puissance frigorifique disponible soit supérieure aux pertes thermiques de notre dispositif. Ces pertes qui sont à la charge du circuit ^3He sont d'environ 2 mW. Pour les compenser, il faut que le débit I du gaz à travers le capillaire soit de l'ordre de $2mW/L$, où L est la chaleur latente de l' ^3He , à la température 0,8 K $L \approx 33$ J/mole. La valeur minimale du débit pour que le circuit ^3He fonctionne normalement est d'environ $\approx 6, 1.10^{-5}$ mole/s.

Nous avons mesuré le débit dans le capillaire en injectant du gaz ^3He . En mesurant le volume qui traverse le capillaire en fonction du temps le débit a été trouvé d'environ $30,2.10^{-5}$ mole/s. On voit bien que cette valeur est plus grande que la valeur minimale du débit nécessaire au fonctionnement du circuit ^3He .

Comme le diamètre du capillaire est très petit ($\Phi \approx 0,2\text{mm}$) on fait circuler le gaz l' ^3He à la sortie de la pompe dans un filtre à l'huile, puis dans un piège refroidi à l'azote liquide qui capturent toutes les impuretés qui risquent de boucher ce capillaire.

La plaque de cuivre (support du dispositif expérimental) est en contact thermique avec la boîte B. Une troisième jupe en contact avec la plaque permet d'écranter le dispositif expérimental du rayonnement thermique à une température plus grande que 0.8 K. Une couche mince d'indium (environ $100 \mu\text{m}$) a été déposée sur les parois intérieures de cette dernière jupe. Au dessous de 3 K l'indium devient supraconducteur et permet grâce à "l'effet Messner" de réduire les fluctuations du champ magnétique dans l'expérience en les découplant des fluctuations du champ externe .

La mesure de température est effectuée grâce à un ensemble de résistances de carbone calibrées, collées sur les différentes parties du dispositif expérimental.

2.4.2 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les éléments du dispositif expérimental que nous allons utiliser dans le prochain chapitre pour faire l'étude de l'interaction d'un atome à deux niveaux avec un champ stocké dans une cavité.

Les états atomiques utilisés sont des états de Rydberg circulaires qui sont très avantageux car ils possèdent une très longue durée de vie et se couplent très bien avec le rayonnement. Enfin, ils sont une excellente réalisation d'un atome à deux niveaux. La procédure de leur préparation requiert trois excitations lasers et une série de passages adiabatiques et finalement une purification qui nous permet d'avoir une pureté de l'ordre de 98%. Nous avons ensuite décrit la cavité et sa géométrie. Les différentes étapes de la procédure de préparation de la cavité ont été présentées en détail. Finalement nous avons décrit le cryostat et ses différents étages.

Chapitre 3

Oscillation de Rabi : test direct de la quantification du champ dans une cavité

3.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter les résultats obtenus avec le montage décrit dans le chapitre précédent, concernant l'étude de l'interaction résonnante d'un atome à deux niveaux avec un champ stocké dans une cavité. Nous allons voir que les spectres des signaux de Rabi associés à l'évolution de la population atomique présentent des pics discrets à des fréquences proportionnelles aux racines carrées des entiers successifs. Ceci nous permet de mettre en évidence directement la quantification du champ dans la cavité. De plus, nos signaux nous ont permis de mesurer la distribution du nombre de photons dans le champ stocké dans la cavité.

La gamme de variation du temps d'interaction est un facteur important dans cette expérience, puisque c'est elle qui détermine la largeur des pics qui apparaissent dans la transformée de Fourier du signal expérimental. Pour avoir une bonne résolution des spectres des signaux, nous contrôlons le temps d'interaction en le faisant varier dans une gamme de 0-90 μs qui est quatre fois plus grande que la période de Rabi.

Dans la suite, nous allons commencer par décrire la méthode que nous utilisons pour accorder la cavité sur la transition atomique, nous présenterons

ensuite la méthode de calibration du flux atomique et de l'estimation de l'efficacité de détection, puis nous décrivons la procédure d'acquisition des données. Finalement nous montrerons les signaux de Rabi expérimentaux obtenus et leurs spectres et nous confronterons nos résultats avec le modèle théorique de Jaynes-Cummings.

3.2 Effet maser et accord de la cavité sur la transition atomique

Dans l'expérience que nous voulons réaliser, il est nécessaire de mesurer la fréquence de la transition atomique à l'intérieur de la cavité puisque nous voulons que l'atome soit à résonance. Cette fréquence dépend bien sûr de la valeur du champ électrique statique, et sa largeur ne dépend que de l'inhomogénéité du champ électrique (le champ magnétique $< mG$ peut être négligé ici).

On envoie des atomes préparés dans l'état circulaire $n = 51$. Après leur interaction avec la cavité, on mesure le taux de transfert $T_{51 \rightarrow 50}$ en fonction de la fréquence de la cavité. Le flux atomique est maintenu très faible pour qu'un atome au plus traverse la cavité pendant t_{cav} . On évite ainsi de bâtir un champ intense dans la cavité qui élargirait les résonances. Ceci correspond à des taux de comptage très faibles dont la procédure de calibration est présentée dans la prochaine section. En balayant la fréquence de la cavité par variation continue de la tension appliquée sur la cale piézo-électrique, nous avons obtenu les signaux présentés sur la figure 3.1. Ce signal est obtenu en détectant tous les atomes sans sélection de vitesse. Le champ électrique statique vaut $\approx 0,36 V/cm$. Les deux pics du signal sont associés aux deux modes de polarisations orthogonales de la cavité. La séparation entre les deux pics est de 111 kHz et leur largeur à mi-hauteur est de l'ordre de ≈ 38 kHz (la largeur des pics est de l'ordre de la fréquence de Rabi à 20 % près). Ensuite, nous avons augmenté la valeur du champ électrique statique d'un facteur deux et nous avons trouvé que la largeur des pics reste inchangée, ce qui nous permet de déduire que la largeur des pics n'est pas due à l'inhomogénéité du champ électrique.

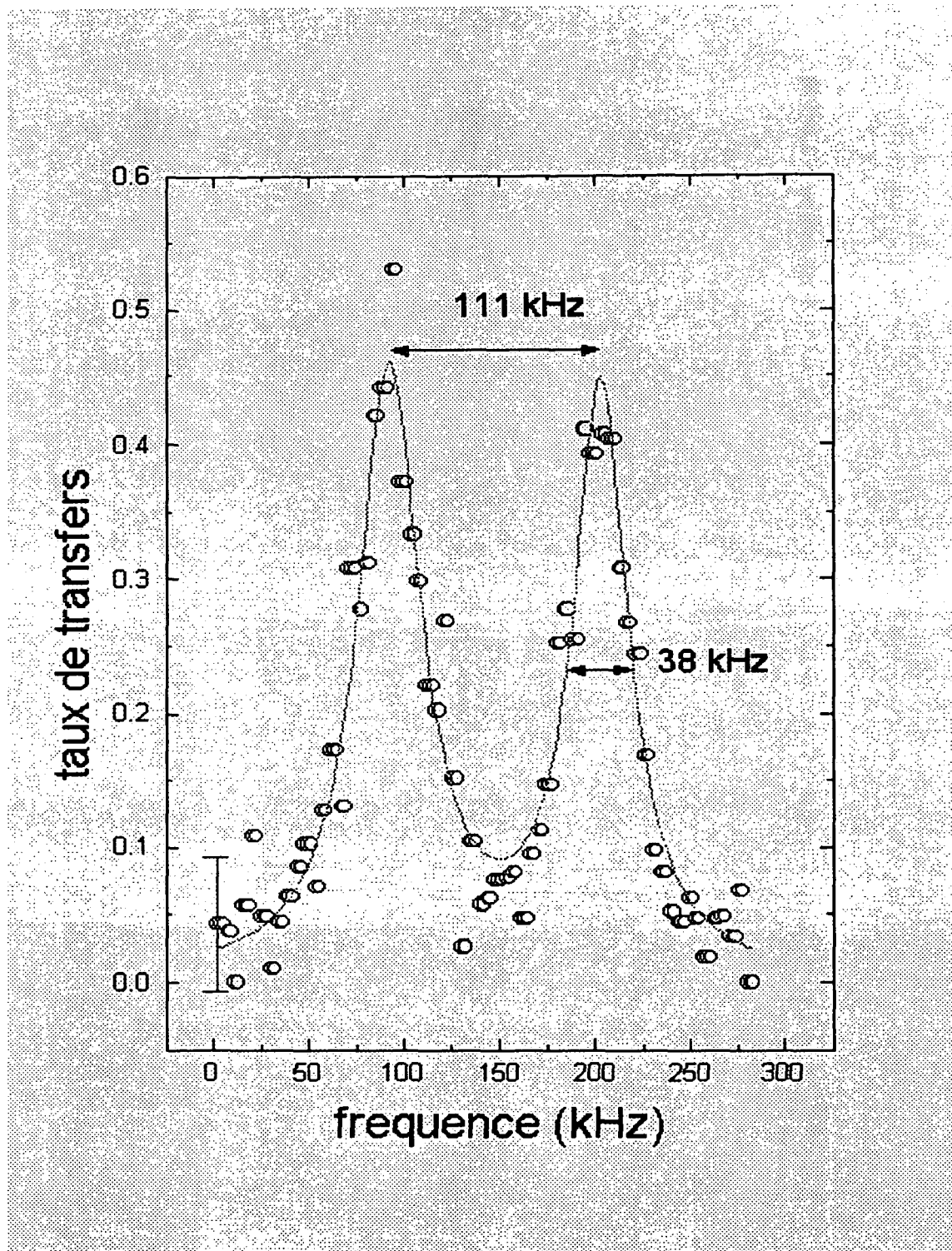


FIG. 3.1 – Le taux de transfert du niveau circulaire 51 vers le niveau circulaire 50 en fonction de la fréquence de la cavité. Le champ électrique statique vaut environ 0,36.

Une fois que l'un des modes de la cavité est accordé sur la transition atomique en présence du champ électrique statique 0.36 V/cm , nous mesurons la fréquence de la cavité et nous avons trouvé $\omega_{cav}/2\pi = 51.099054 \text{ GHz}$. La mesure de la fréquence de la cavité est refaite toutes les trois heures, et ce pour compenser la dérive de la fréquence de la cavité qui est de l'ordre de 200 Hz/heure .

3.3 La mesure du flux atomique et l'estimation de l'efficacité de détection

Nous allons montrer dans cette section comment nous avons pu calibrer le flux atomique. Cette calibration est très importante pour les expériences que nous présenterons dans ce chapitre. Car elle nous permet de connaître la valeur du flux atomique afin de le contrôler et de le maintenir à une valeur suffisamment faible pour qu'au plus un seul atome à la fois interagisse avec le champ dans la cavité. De plus, nous allons voir qu'avec un modèle très simplifié nous pouvons donner une estimation de l'efficacité de détection.

Dans cette expérience les atomes sont préparés dans le niveau 50. Ce dernier est préparé en réglant le champ de purification de façon à induire efficacement la transition à deux photons $52 \rightarrow 50$. La fréquence de ce champ vaut $\nu=49,649 \text{ GHz}$. La séquence temporelle utilisée dans cette partie pour préparer les atomes est montrée sur la figure 3.2. Le cycle de préparation est répété chaque $900 \mu\text{s}$. La cavité est couplée à une source micro-onde extérieure dont la puissance est réglée de sorte que le champ qu'elle injecte dans la cavité soit très faible.

Si le flux atomique est très élevé (délai entre deux atomes beaucoup plus petit que t_{cav}) le taux de transfert $T_{50 \rightarrow 51}$ sera très petit. Ceci est dû au fait que le champ présent dans la cavité est très petit, puisque la source extérieure n'a pas le temps de se mettre en équilibre avec la cavité et d'injecter un champ avant l'arrivée d'un autre atome.

En revanche, si le flux atomique est très faible (délai entre deux atomes plus grand que t_{cav}) le taux de transfert est donné par (cf.premier chapitre):

$$T_{50 \rightarrow 51} = \sum p(n) \sin^2(\Omega_0 \sqrt{n} t_{int}) \quad (3.1)$$

où $p(n)$ est la probabilité de trouver n photons dans le champ, Ω_0 est la fréquence de Rabi du vide et t_{int} est le temps d'interaction entre l'atome et le

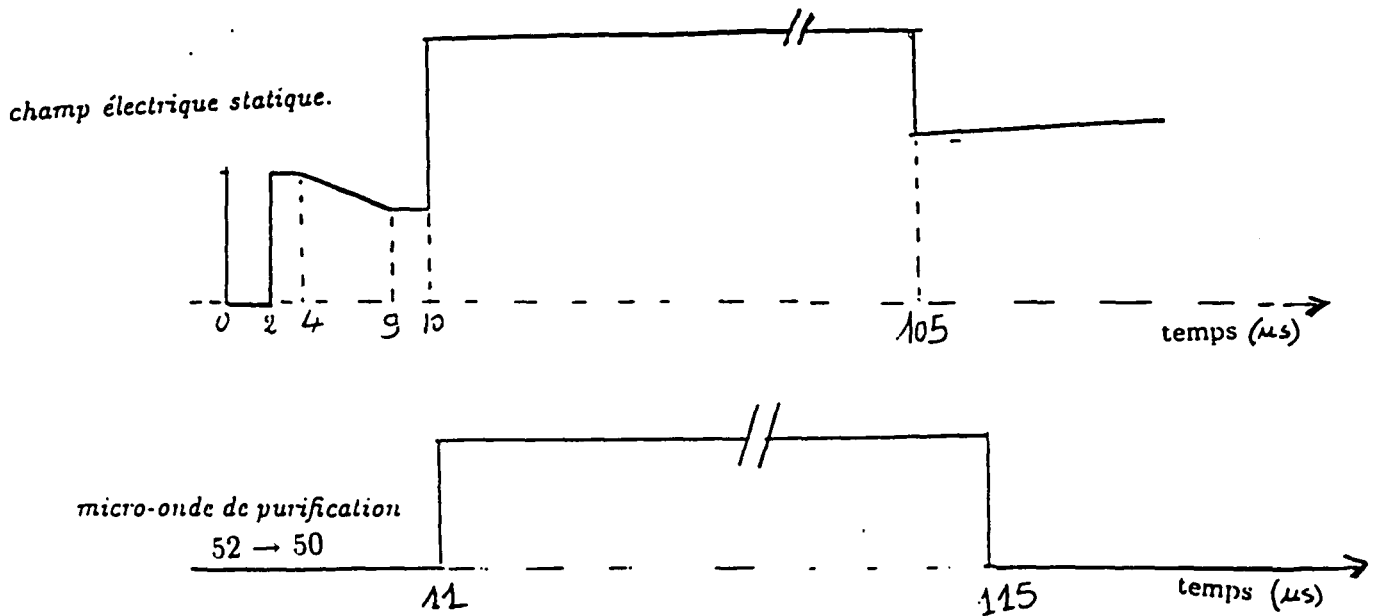


FIG. 3.2 - Séquence temporelle utilisée dans cette partie de nos expériences pour préparer les atomes dans le niveau 50.

champ. Si les atomes sont détectés sans sélection de vitesse, on doit moyennner sur toutes les valeurs du temps d'interaction. Dans ce cas: $\sin^2(\Omega_0 \sqrt{n} t_{int}) = 1/2$ si $n \neq 0$, ce qui donne l'expression suivante du taux de transfert:

$$T_{50 \rightarrow 51} = (p(1) + p(2) + \dots + p(n)) / 2 = (1 - p(0)) / 2 \quad (3.2)$$

Lorsque le champ injecté est grand (ce n'est pas le cas ici) la valeur de $p(0)$ est négligeable ce qui donne un taux de transfert égal à $1/2$.

La figure 3.3 montre le taux de transfert pour différentes valeurs de l'inverse du flux atomique. Cette courbe nous permet de déduire la gamme du flux atomique dans lequel on doit travailler. Etant donné que nous voulons travailler avec un flux atomique suffisamment faible, le taux de transfert doit être constant comme le montre l'équation 3.2. Il faut donc que la valeur du taux de transfert correspondant à la valeur du flux choisi se trouve dans la partie constante de la figure précédente.

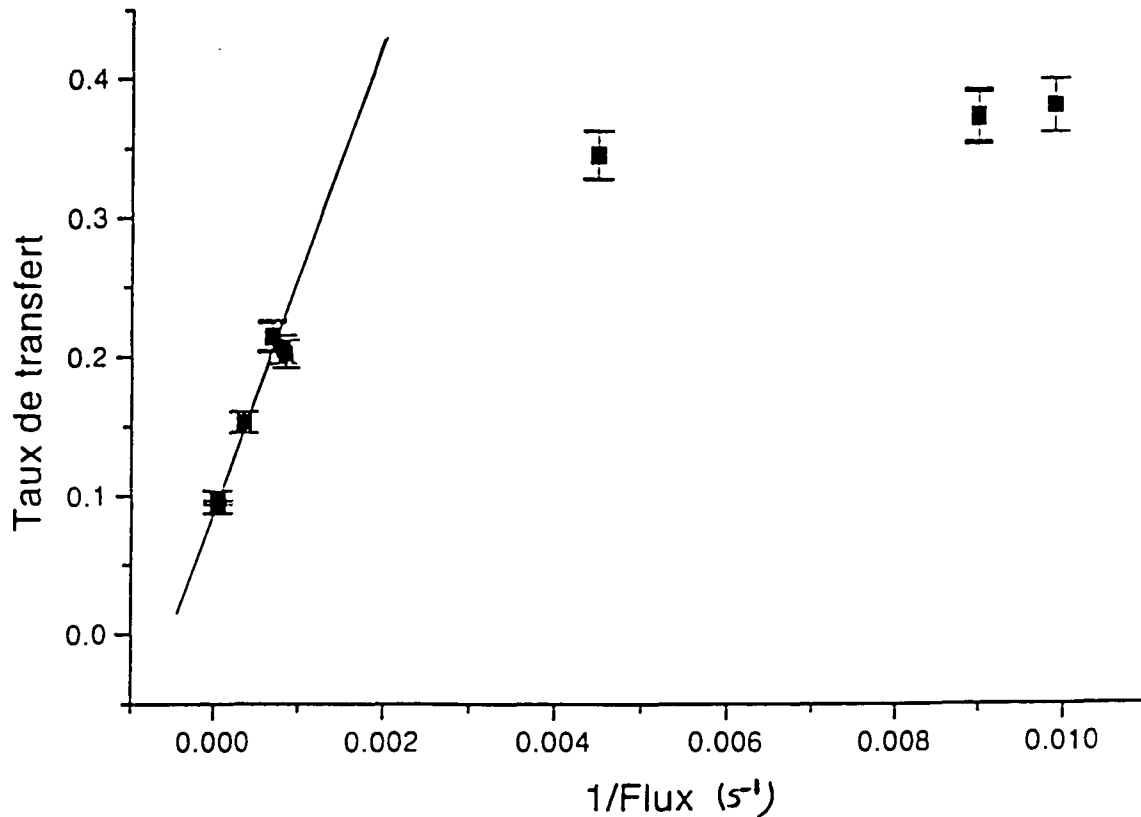


FIG. 3.3 – Le taux de transfert du niveau circulaire 50 vers le niveau circulaire 51 en fonction de l'inverse de la valeur du flux atomique. On voit bien que le taux de transfert est linéaire pour des grands flux et il est pratiquement constant pour des faibles flux.

L'estimation de l'efficacité de détection

Nous allons maintenant faire un modèle très simplifié qui nous permet de déduire une estimation de l'efficacité de détection à partir des mesures présentes sur la figure 3.3.

Nous commençons par calculer le nombre moyen de photons que la source extérieure injecte dans la cavité. Nous avons vu que lorsque le flux atomique est très petit, le taux de transfert T_{50-51} est donné par l'expression 3.2. La valeur moyenne du nombre de photons injectés dans la cavité est reliée à la probabilité $p(0)$ (propriété des états cohérents) par la relation suivante: $p(0) = e^{-\bar{n}_s}$. En se servant de cette dernière équation et de 3.2, on déduit l'expression suivante du taux de transfert:

$$2T_{50-51} = 1 - e^{-\bar{n}_s} \quad (3.3)$$

A partir de la figure 3.3, on a $T_{50 \rightarrow 51} = 0,35 \pm 0,04$. Le nombre moyen de photons dans la cavité est alors égal à $n_s = 1,2 \pm 0,3$. Notons ici que le nombre moyen de photons injectés est beaucoup plus grand que le nombre moyen de photons thermiques ($n_{the} = 0,05$) ce qui nous a permis de le négliger.

Maintenant que nous connaissons le nombre moyen de photons injectés par la source, nous allons estimer l'efficacité de détection. Pour ce, nous allons d'abord chercher la relation qui relie le taux de transfert au flux atomique, lorsque ce dernier est grand, autrement dit nous allons travailler dans la partie linéaire de la figure 3.3. D'une façon très simplifiée si on a un paquet d'atomes contenant r atomes qui traversent la cavité chaque t_{cav} , en moyenne les $2 \cdot \bar{n}_s$ premiers atomes vont vider la cavité (chacun de ces premiers atomes a une probabilité $1/2$ d'absorber un photon) et les autres atomes (en moyenne $r - 2\bar{n}_s$) sortent dans l'état circulaire 50. Donc, on déduit que le taux de transfert (à fort flux atomique) est de l'ordre de:

$$T_{50 \rightarrow 51} = \bar{n}_s / r = \bar{n}_s / (t_{cav} \cdot \Phi_{at}) \quad (3.4)$$

où Φ_{at} est le flux atomique, il est égal à r/t_{cav} . Si ϵ est la valeur de l'efficacité de détection, alors le flux atomique mesuré expérimentalement est plus petit que le flux réel. On a la relation suivante entre les deux flux: $\Phi_{at}^{ex} = \epsilon \cdot \Phi_{at}$. L'expression du taux de transfert s'écrit alors:

$$T_{50 \rightarrow 51}^{grand\ flux} = \frac{\epsilon \cdot n_s}{t_{cav} \cdot \Phi_{at}^{ex}} \quad (3.5)$$

La comparaison de la pente de cette droite en fonction de $1/\Phi_{at}^{ex}$ nous permet d'estimer l'efficacité de détection à $5\% \pm 2\%$. L'incertitude de cette mesure est due à l'incertitude dans la mesure du taux de transfert et aussi à l'incertitude dans la mesure du flux atomique.

3.4 Méthode d'acquisition des données

Nous présentons maintenant la procédure d'acquisition des données. Nous commençons d'abord par montrer comment nous mesurons la vitesse des atomes et l'estimation de l'incertitude de cette mesure, ensuite nous allons montrer comment nous déduisons le temps d'interaction à partir de la vitesse. Les atomes sont préparés par paquet dans le niveau circulaire $n=51$ avec un taux de répétition de 600 Hz. La séquence de préparation des atomes est

présentée sur la figure 3.4. Le flux atomique dans toutes les expériences que nous présenterons dans la suite est maintenu de façon à détecter environ 30 atomes par seconde. Comme nous allons le voir dans la suite, nous déduisons

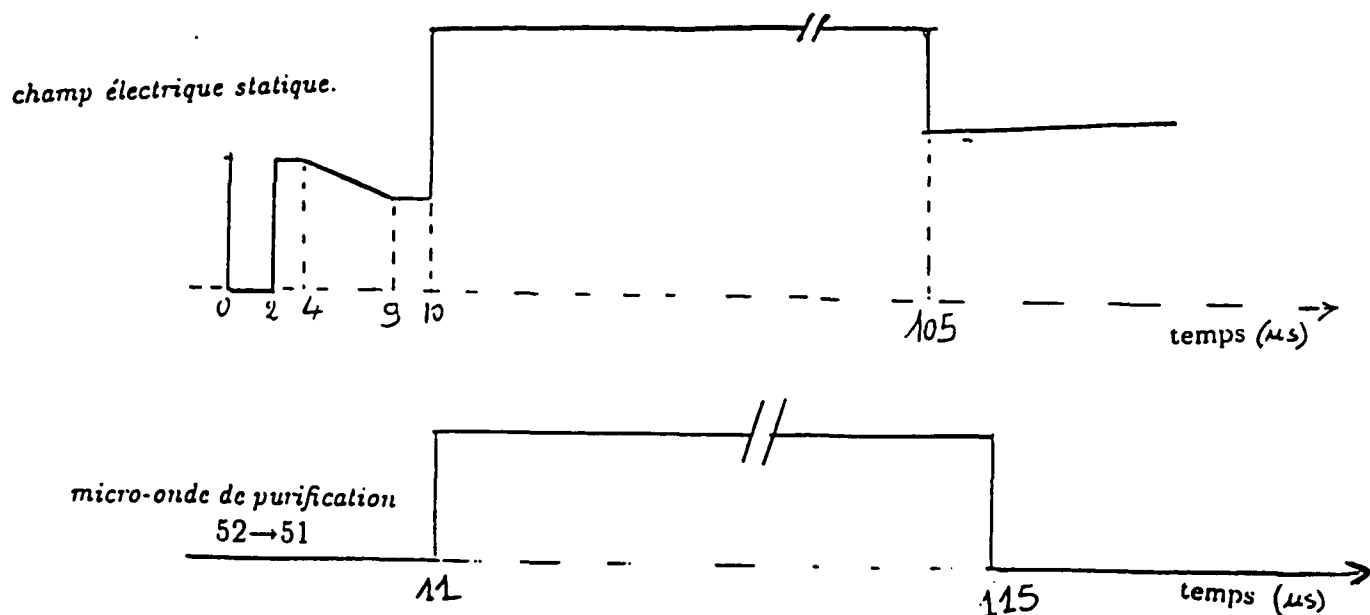


FIG. 3.4 - Schéma représentant la séquence temporelle de préparation des atomes dans le niveau circulaire $n=51$.

le temps d'interaction atome-cavité par l'intermédiaire de la connaissance de la vitesse de l'atome. La détermination de la vitesse est faite en mesurant le temps que met un atome pour parcourir la distance L qui sépare le centre de la zone de préparation des atomes (boîte à circulariser) et le détecteur D. Connaissant l'instant de préparation t_0 et l'instant t_D où l'atome arrive sur le détecteur D, on peut calculer la vitesse de l'atome en utilisant la formule:

$$v_{at} = L/(t_D - t_0) \quad (3.6)$$

L'incertitude relative sur la mesure de la vitesse de l'atome est une superposition de deux incertitudes relatives. La première incertitude relative provient de la mesure de la durée du parcours ($t_D - t_0$) et la seconde provient de la mesure de la distance L entre la boîte à circulariser et le détecteur D. L'incertitude sur la durée du parcours est due au fait que le temps initial est déterminé à $2 \mu s$ près (durée de l'excitation laser). L'incertitude sur la

distance $L = 175 \text{ mm}$ est déterminée par le diamètre de 2 mm du trou à travers lequel les électrons sont détectés. Les deux termes précédents donnent presque la même contribution. On a finalement une précision d'environ 2% sur la mesure de la vitesse.

Une fois la vitesse v_i de l'atome déterminée, on peut déduire le temps effectif d'interaction avec la cavité en utilisant la formule:

$$t_{int} = \frac{1}{g_0} \int_{-\infty}^{+\infty} g(y) \cdot dy / v_i = \sqrt{\pi} W_0 / v_i, \quad (3.7)$$

où y est la position de l'atome dans la cavité, et $g(y)$ est donné par l'expression 2.16.

Dans la distribution de Maxwell de notre jet atomique, la majorité des atomes ont des vitesses comprises entre 250 et 700 m/s. Par conséquent, à faible flux atomique la statistique des données expérimentales n'est bonne que pour les atomes dont le temps d'interaction $15 \mu s \leq t_{int} \leq 40 \mu s$ (c'est-à-dire de vitesse $250 \leq v_i \leq 700$). Cet intervalle de temps (de 15 à 40 μs) correspond à la partie centrale du signal de Rabi que nous allons présenter dans la prochaine section. Son acquisition dure environ 40 mn.

Pour améliorer la statistique des données qui correspondent aux temps d'interaction plus longs que 40 μs , on est amené à augmenter le flux atomique et à sélectionner les atomes très lents $v_i \leq 250 \text{ m/s}$. Pour éviter l'effet maser dû au grand flux atomique on applique une impulsion de champ électrique statique de valeur 5 V/cm (cf figure 3.5) qui décale la fréquence des atomes circulaires de 1 MHz par rapport à celle de la cavité et juste avant l'arrivée des atomes lents, on remet le champ à la valeur initiale de 0.36 V/cm (valeur requise pour accorder la fréquence de la cavité sur celle des atomes). Le flux des atomes qui interagissent avec la cavité est le même que celui correspondant à l'acquisition de la partie précédente. De cette façon, on obtient un très bon rapport signal sur bruit pour des vitesses comprises entre 110 et 250 m/s, c'est à dire $40 \mu s \leq t_{int} \leq 90 \mu s$. L'acquisition des données de cette partie dure environ 1 heure. L'amélioration de la statistique des données qui correspondent à des temps d'interaction courts ($0 \mu s \leq t_{int} \leq 15 \mu s$) nous a amené à sélectionner des atomes rapides. En appliquant une impulsion du champ électrique statique à l'instant t_1 (cf. figure 3.6), nous réduisons le temps d'interaction des atomes qui ont une vitesse autour de v_1 correspondant à la vitesse de l'atome qui se trouve au centre de la cavité au moment

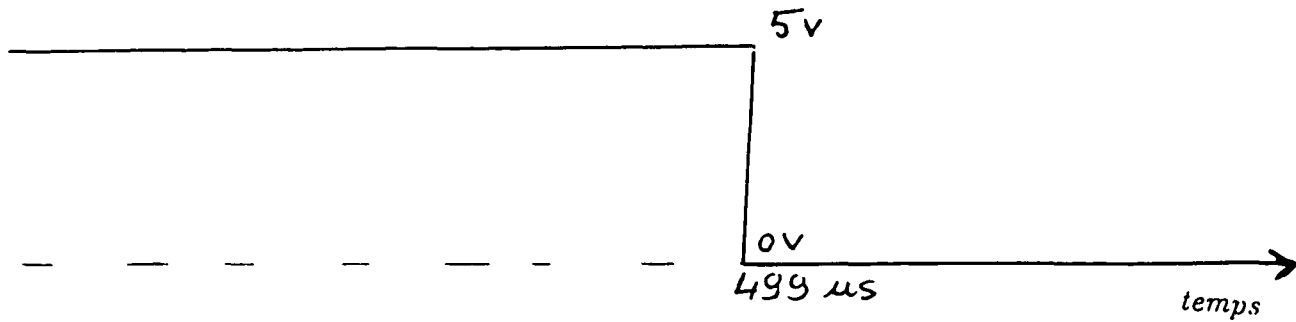


FIG. 3.5 – Schéma représentant la séquence temporelle de l'impulsion du champ électrique appliqué sur la cavité pour la rendre non résonnante avec les atomes rapides.

de l'application de l'impulsion de champ électrique (nous expliquerons plus tard la méthode de détermination de la valeur de la vitesse v_1). De plus, cette impulsion empêche les atomes lents d'interagir avec la cavité. On peut déduire le temps d'interaction effectif dans ce cas en utilisant la formule:

$$t_{int} = \frac{1}{g_0} \int_{-\infty}^{(v_i - v_1) \cdot t_1} g(y) \cdot dy / v_i. \quad (3.8)$$

où $t_1 = 170 \mu s$ est l'instant de l'application du champ électrique statique qui désaccorde les atomes et la cavité.

Nous allons maintenant expliquer comment nous déterminons la vitesse v_1 . On applique un champ électrique statique qui rend les atomes non résonnants avec la cavité tout le temps sauf durant un intervalle de temps de $\Delta t = 4 \mu s$ centré autour de t_1 , et on mesure le taux de transfert en fonction de la vitesse des atomes détectés. Le signal trouvé est présenté sur la figure 3.7. Nous ajustons le signal trouvé avec une gaussienne, ce qui nous permet de déduire la valeur de la vitesse v_1 (le choix d'un fit gaussien provient du fait que pour cette courte durée $\Delta t = 4 \mu s$ de l'interaction atome-champ, l'expression du taux de transfert a une dépendance gaussienne en fonction de la vitesse de l'atome).

L'acquisition des données de la troisième partie correspondant à la détection des atomes très rapides dure environ 1 heure.

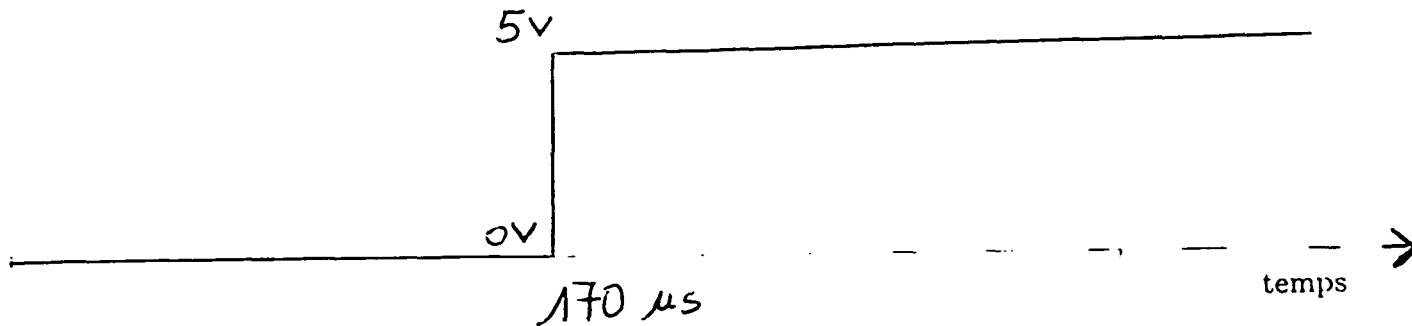


FIG. 3.6 - Schéma représentant la séquence temporelle de l'impulsion du champ électrique appliqué sur la cavité pour rendre les atomes lents non résonnants avec la cavité et aussi pour réduire le temps d'interaction des atomes dont la vitesse est autour de $v_1 = 585 \text{ m/s}$.

3.5 Oscillation de Rabi d'un atome dans une cavité vide

Dans cette expérience la source micro-onde extérieure n'est pas branchée, les guides micro-onde sont bouchés pour éviter au maximum le rayonnement thermique. Sur la figure 3.8 nous avons présenté le signal expérimental correspondant à la probabilité qu'un atome préparé dans le niveau circulaire $n=51$ soit détecté dans le niveau $n=50$ après interaction avec la cavité.

Ce signal correspond à l'oscillation de Rabi d'un atome dans une cavité vide (en présence d'un faible champ thermique $T=0,8 \text{ K}$). On voit bien que le contrôle du temps d'interaction nous permet de voir jusqu'à quatre oscillations de Rabi.

La décroissance des amplitudes de ces oscillations est due principalement à l'imperfection de la procédure de détection. Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre précédent lors de la description des condensateurs de détection, la détection du niveau 51 est contaminé par le niveau 50, de même la détection du niveau 50 est contaminé par le niveau 51. En plus, pour des temps d'interaction longs, la statistique est faible, ce qui rend la contribution du bruit au taux de comptage non négligeable. La relaxation du champ dans la cavité et les collisions avec le gaz résiduel contribuent aussi, mais d'une

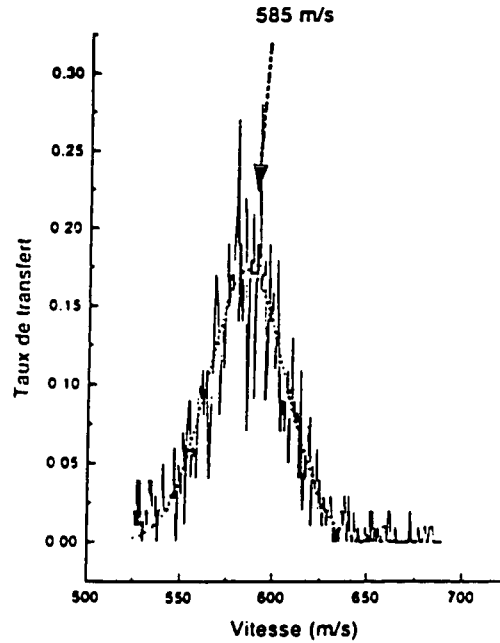


FIG. 3.7 – Le taux de transfert en fonction de la vitesse de l'atome. On applique un champ électrique qui rend les atomes non résonant avec la cavité tout le temps sauf durant un intervalle de temps de $4 \mu s$ autour de l'instant $t_1 = 170 \mu s$. On ne laisse ainsi que les atomes de vitesse proche de $v_1 = 585 m/s$ interagir avec la cavité, comme le montre ce signal..

manière faible, à la décroissance de l'amplitude du signal.

Nous avons ajusté ces données avec une superposition de sinusoïdes amorties:

$$a \left(e^{-\Gamma \cdot t} \sum_{n=0}^5 p(n) \frac{1}{2} [1 - \cos(\nu \sqrt{n+1})] \right) + b \quad (3.9)$$

où Γ est la constante de temps caractérisant la décroissance de l'amplitude des oscillations de Rabi et $p(n)$ est la distribution du nombre de photons dans la cavité, a et b sont des constantes qui permettent de tenir compte du fond du signal et qui permettent de normaliser à l'unité l'intégrale temporelle du signal. L'accord entre le signal expérimental et son fit présenté en trait continu sur la même figure est très bon.

Sur la figure 3.9 nous avons représenté la transformée de Fourier des données expérimentales. La transformée de Fourier n'est calculée qu'après avoir retiré au signal sa valeur moyenne. On élimine ainsi un pic de grande amplitude à fréquence nulle et sans signification physique. Pour s'affranchir de la discontinuité de l'amplitude du signal en $t = 0$ qui crée des bandes latérales sur chacun des pics de la transformée de Fourier nous symétrisons le signal temporel par rapport à $t = 0$ avant de calculer sa transformée de Fourier.

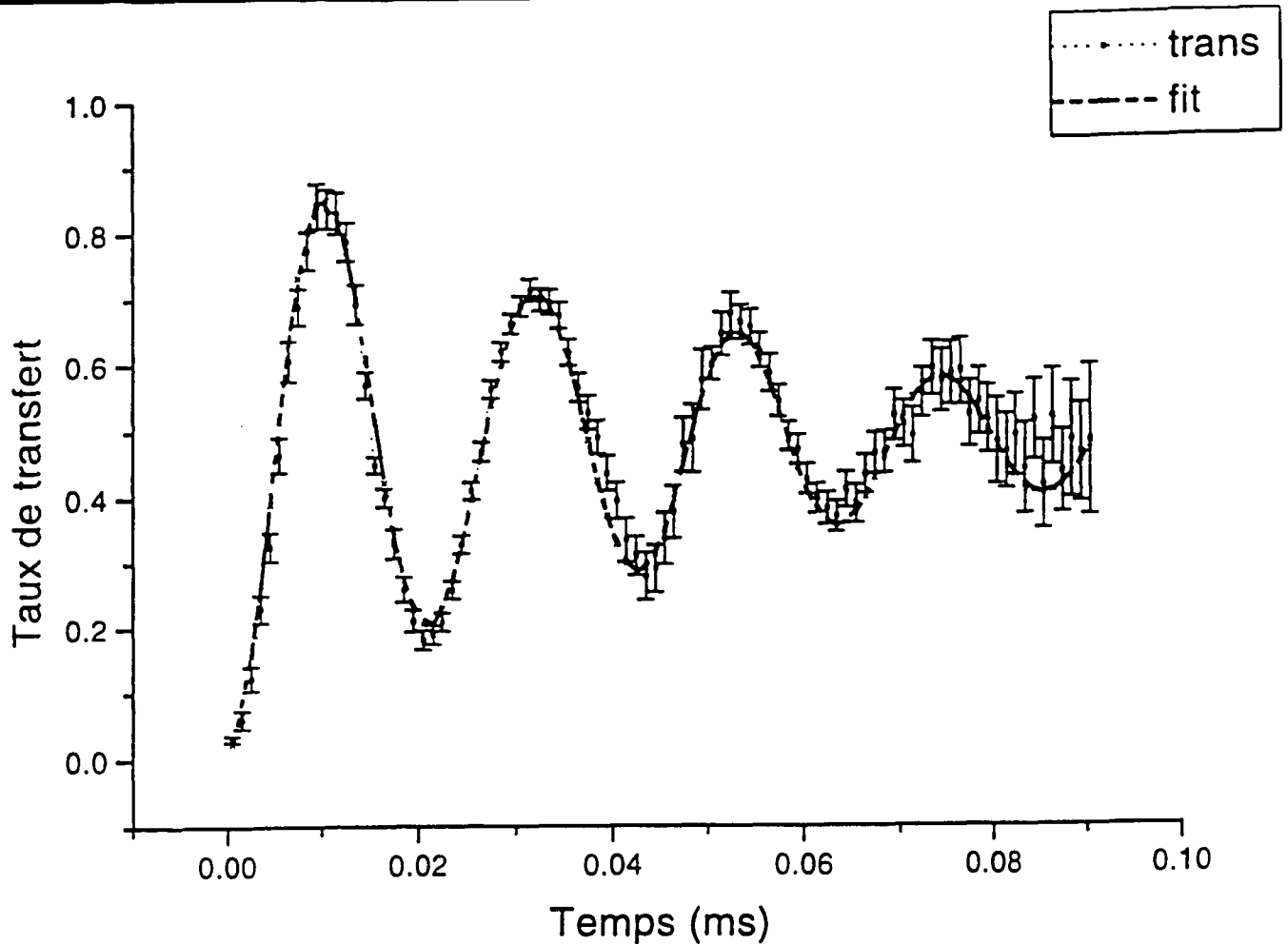


FIG. 3.8 – Le signal d'oscillation de Rabi d'un atome dans une cavité vide (pas de photons injectés) en fonction du temps d'interaction.

Un pic de fréquence $\nu = 47$ kHz est nettement observable. Il est associé à la fréquence d'échange d'énergie entre l'atome et le mode du champ. Ceci est en accord avec les prédictions théoriques qui donnent une fréquence de Rabi du vide égale à $\Omega_0/2\pi = 50$ kHz. La largeur du pic est due à la décroissance de l'amplitude des oscillations.

Les pics de basses fréquences sont dus à la modulation introduite par notre procédure d'acquisition des données qui est faite en trois étapes. Pour nous convaincre de ceci, nous avons calculé le signal suivant : $P^{ex}(t) - P^{fit}(t)$, ensuite nous avons calculé la transformée de Fourier de ce signal après symétrisation par rapport à $t = 0$. Le signal obtenu est présenté sur la figure 3.10. On voit nettement que le pic centré à la fréquence $\nu = 47$ kHz a disparu complètement, cependant les pics de basses fréquences sont toujours présents.

$$\nu = 47 \text{ kHz}$$

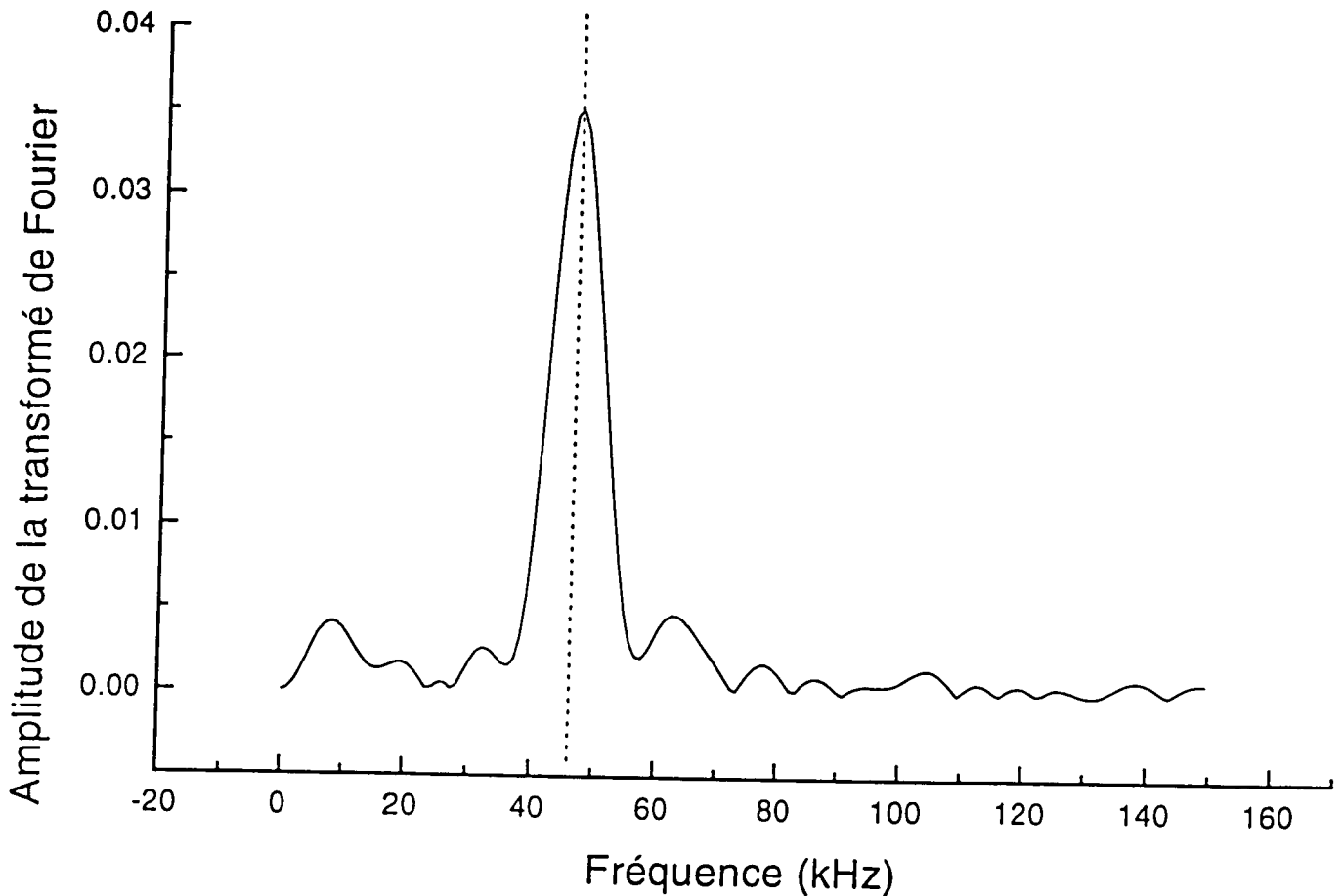


FIG. 3.9 – La transformée de Fourier du signal d'oscillation de Rabi dans le vide (en présence d'un faible champ thermique).

3.6 Oscillation de Rabi d'un atome dans un champ de quelques photons et test de la quantification du champ

Nous allons maintenant présenter les signaux de Rabi que nous avons enregistrés lorsque nous injectons dans la cavité des champs contenant quelques photons. Les signaux obtenus sont présentés sur la figure 3.11.

Comme prévu par le modèle de Jaynes-Cummings (cf. chapitre 1), les signaux ne sont pas sinusoïdaux. On voit très bien sur les signaux de (3.11 b) et c)) le premier brouillage "collapse" suivi d'une renaissance "revival" qui se brouille ensuite [58]. Notons ici, que le contraste du "revival" est petit du fait que le rapport du signal sur bruit est faible pour des temps d'interaction longs.

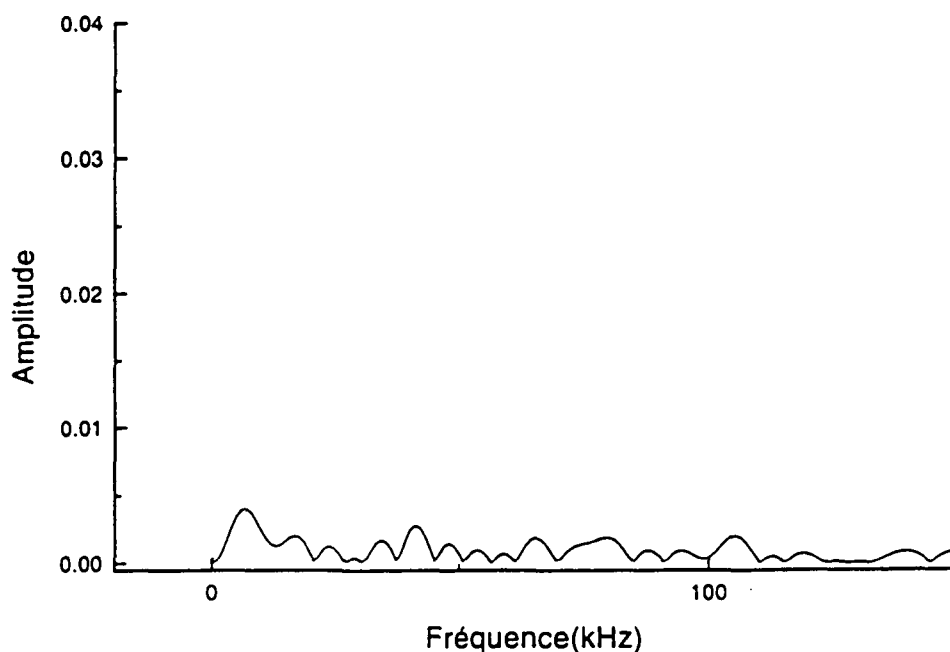


FIG. 3.10 – La transformée de Fourier du signal de différence entre le fit et le signal expérimental.

La décroissance des amplitudes des oscillations est due aux mêmes causes que celles de l'amortissement du signal de l'oscillation de Rabi dans le vide de rayonnement que nous avons déjà mentionné.

Sur la figure 3.12, nous avons représenté la transformée de Fourier des données obtenue après une symétrisation par rapport à $t = 0$ et en soustrayant la moyenne arithmétique des données. Les pics de basses fréquences sont dus aux mêmes raisons que celles que nous avons mentionnées lorsque nous avons présenté le signal de Rabi d'un atome dans une cavité vide.

On note qu'au fur et à mesure qu'on fait croître le nombre moyen de photons injectés dans la cavité, on voit l'émergence sur la transformée de Fourier des pics centrés sur les fréquences $\nu = 47$ kHz, $\nu\sqrt{2}$, $\nu\sqrt{3}$ et 2ν . La présence de ces pics met en évidence directement la quantification du champ dans la cavité. Car si le champ n'était pas quantifié le spectre serait continu.

Il importe de noter que nos expériences constituent une mesure du spectre du système atome-champ que nous avons calculé en utilisant le modèle de Jaynes-Cummings. Les séparations entre les niveaux sont données par les différents pics de la transformée de Fourier que nous avons présentés.

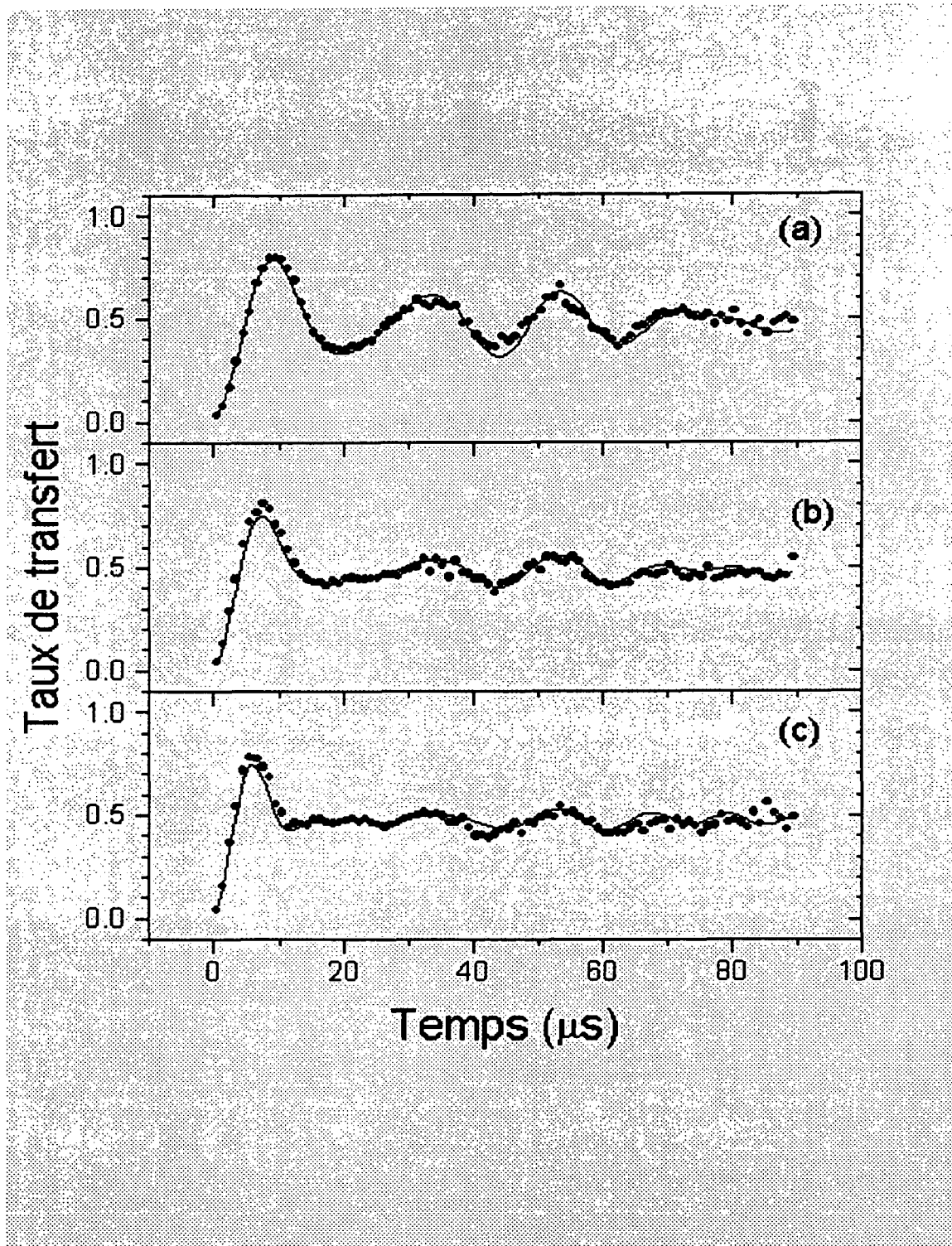


FIG. 3.11 - L'oscillation de Rabi d'un atome dans des champs cohérents de quelques photons : a) $\bar{n}=0.40(\pm 0.02)$ photons, b) $\bar{n}=0.85(\pm 0.04)$ photons, c) $\bar{n}=1.77(\pm 0.15)$ photons. Les points représentent les données expérimentales et les traits continus représentent les courbes d'ajustement.

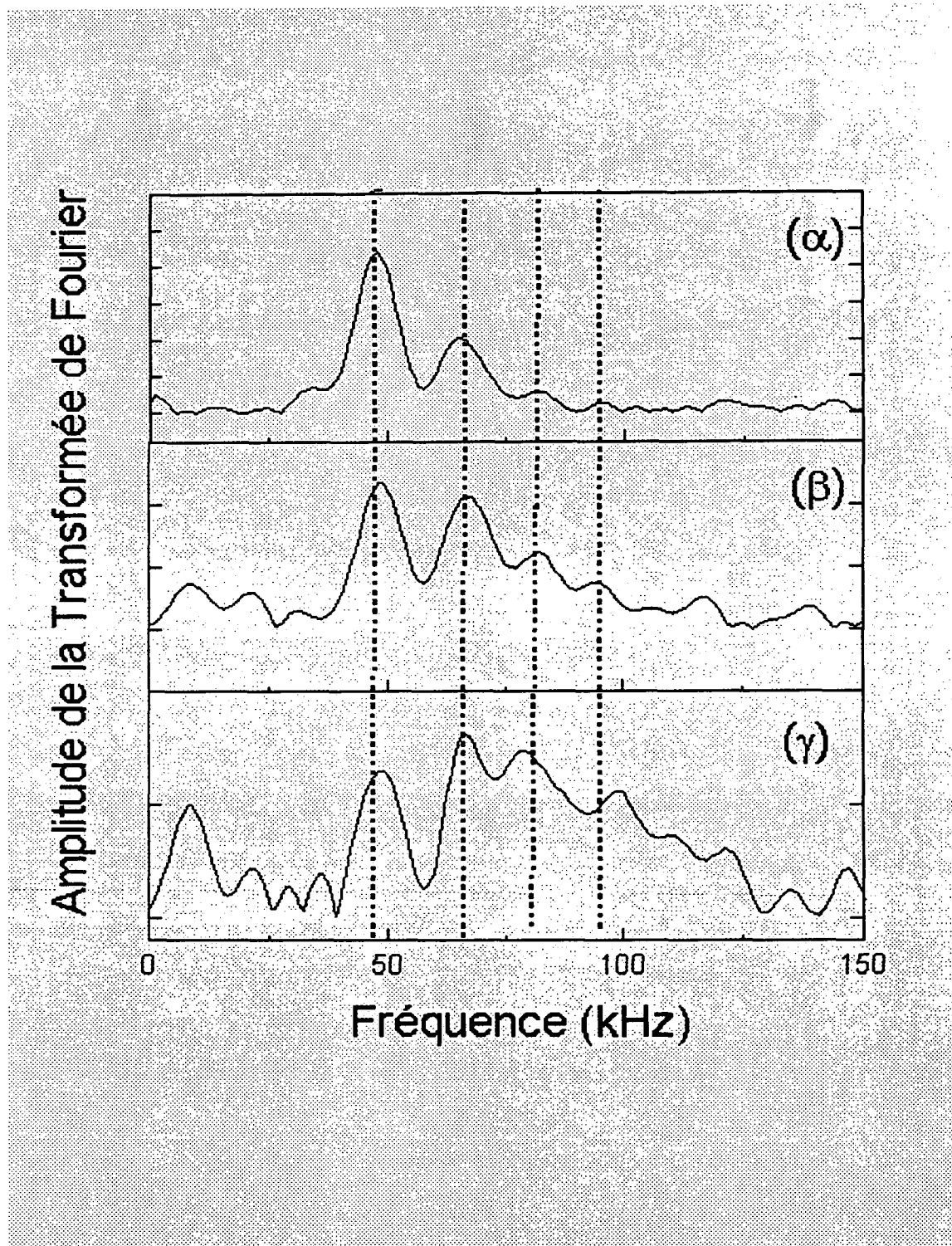


FIG. 3.12 – Les transformées de Fourier des signaux d'oscillation de Rabi lorsque nous injectons un faible champ dans la cavité. α), β) et γ) sont les transformées de Fourier des signaux de Rabi correspondant à l'injection de $0,40 \pm 0,02$, $0,85 \pm 0,04$ et $1,77 \pm 0,15$ photons respectivement.

Remarque D'autres chercheurs ont fait des expériences similaires à celles que nous avons présentées ici. Ils ont étudié l'oscillation de Rabi d'un atome de Rydberg dans un champ thermique $1,5 \leq \bar{n} \leq 3,8$ et dans un champ micromaser[75][76]. Cependant la gamme du temps d'interaction dont ils ont disposé est très limitée ce qui fait que leurs signaux ne possèdent pas une résolution suffisante pour pouvoir séparer les différents pics de Fourier.

Les oscillations de Rabi ne sont pas seulement liées à l'échange d'énergie entre un atome à deux niveaux et un champ électromagnétique. Le groupe du Professeur Wineland a réalisé une expérience permettant d'observer l'échange d'énergie entre les degrés de liberté externe et interne d'un ion piégé[25]. Lorsque le paramètre de Lamb-Dicke caractérisant le mouvement externe est petit, l'échange d'énergie peut être décrit avec le modèle de Jaynes-Cummings[77][78]. Le signal correspondant à la probabilité de détecter l'ion dans un de ces états internes présente des oscillations de Rabi identiques à celles que nous avons présentées dans ce chapitre.

3.7 Mesure de la distribution du nombre de photons dans un champ stocké dans la cavité

Dans la suite nous allons voir que nos expériences ne nous permettent pas seulement de montrer directement l'évidence de la quantification du champ, mais aussi de déduire la distribution du nombre de photons dans la cavité. Nous avons ajusté les signaux temporels avec une superposition de sinusoides amorties de fréquences $\nu\sqrt{n+1}$ (voir équation 3.9).

Les poids relatifs de ces différentes sinusoides donnent les probabilités $p(n)$ (cf.figure 3.13).

Lorsque nous n'injectons pas de photons dans la cavité, nous avons obtenu la distribution représentée sur la figure (3.13A)), elle est bien ajustée par une distribution thermique dont le nombre moyen de photons est $\bar{n} = 0.06 \pm 0.01$. Ce dernier est en très bon accord avec le nombre moyen de photon déduit à

partir de la mesure de la température de la cavité ($\bar{n} = 0.049 \pm 0,004$ photons à $T=0.80 \pm 0,02$ K).

En injectant des champs cohérents dans la cavité nous avons obtenu les distributions (3.13B), C) et D)). A partir de ces distributions, nous avons déduit les nombres moyens de photons dans les champs initiaux ($\bar{n} = 0.40 \pm 0.02$ dans B), $\bar{n} = 0.85 \pm 0.04$ dans C) et $\bar{n} = 1.77 \pm 0.15$ dans D)). Pour chaque valeur du nombre moyen de photons, nous avons tracé la distribution de Poisson correspondante (courbe en continue). On voit bien que l'accord entre les résultats expérimentaux et les distributions de Poisson est excellent. La distribution du nombre de photons peut être déduite aussi à partir de la transformée de Fourier du signal temporel. Dans ce cas, les différentes valeurs de $p(n)$ sont déduites à partir des hauteurs des différents pics de Fourier. Nous avons vérifié que l'aire totale de la transformée de Fourier est la même pour toutes les courbes (correspondant aux différentes valeur du champ injecté), comme l'exige la normalisation des poids $p(n)$ associés à la distribution du nombre de photons.

3.8 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les résultats de nos expériences concernant l'étude de l'interaction d'un atome à deux niveaux avec un champ de quelques photons stocké dans une cavité.

Les signaux expérimentaux [32] présentent des composantes de Fourier dont les fréquences sont proportionnelles à des racines carrées des entiers successifs; ceci met en évidence directement la quantification du champ dans la cavité. Les poids de ces composantes de Fourier nous ont donné la distribution du nombre de photon dans le champ initial.

De plus les dépendances non linéaires des fréquences de Rabi en fonction du nombre de photons dans le mode, nous ont permis de voir des effets non linéaires avec une puissance moyenne inférieure à 10^{-19} Watts.

Notre groupe envisage de réaliser dans le futur proche une expérience permettant de mesurer la fonction d'onde du champ stocké dans la cavité. Dans cette expérience, avant que l'atome entre dans la cavité, on lui fait subir une impulsion $\pi/2$ qui le prépare dans une superposition : $1/\sqrt{2}(|e\rangle e^{i\varphi} + |f\rangle)$. L'évolution de l'état interne de l'atome en fonction du temps d'interaction

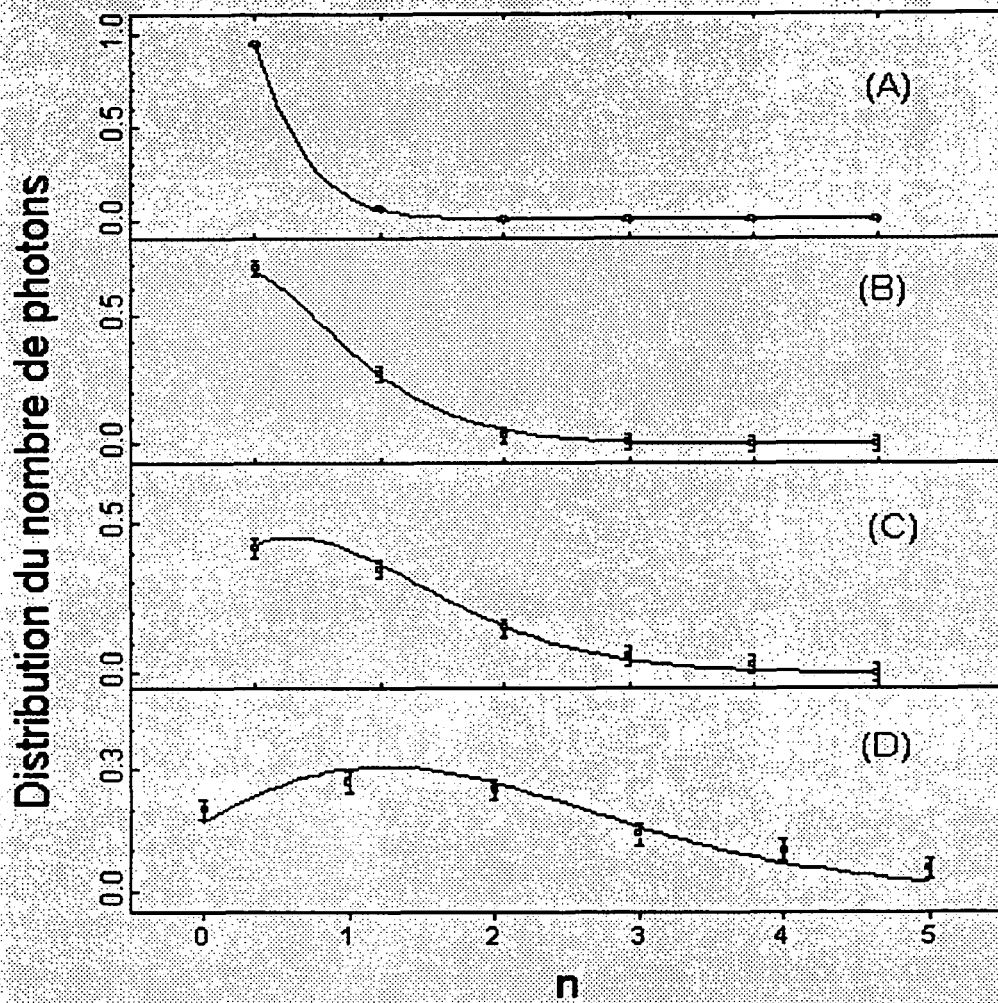


FIG. 3.13 – Les distributions du nombre de photons dans les champs initiaux déduites à partir de l'ajustement des signaux d'oscillations de Rabi. A) champ thermique à 0.8 K dont le nombre moyen de photons est 0.06 ± 0.01 . B), C) et D) champ cohérent dont les nombres moyens de photons sont (0.40 ± 0.02) , (0.85 ± 0.04) et (1.77 ± 0.15) respectivement.

avec la cavité permet de reconstruire la fonction d'onde du champ[79][80]. D'autres projets sont en cours de réalisation, comme la préparation d'un état de Fock dans la cavité ou des états de type chat de Schrödinger. Dans le prochain chapitre nous présenterons en détail un projet qui permet de réaliser un interrupteur quantique et aussi de préparer un chat de Schrödinger dans la cavité.

Chapitre 4

Interrupteur quantique et préparation d'états non classiques du champ

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que l'interaction résonnante d'un atome et d'un champ stocké dans une cavité de très grand facteur de qualité nous a permis de mettre directement en évidence la quantification du champ dans la cavité et de mesurer la distribution du nombre de photons.

Dans ce chapitre, nous allons considérer le cas où l'interaction atome-champ est non résonnante. Autrement dit, nous nous plaçons dans la situation où la fréquence du couplage atome-champ est faible devant le désaccord. Le caractère non résonnant du couplage présume qu'il n'y a pas d'échange réel d'énergie entre les deux (aucun photon n'est absorbé ou émis). Cette interaction est purement dispersive [81][27][82][13][83]. Néanmoins, elle peut déplacer les niveaux d'énergie de l'atome et du champ.

Nous allons utiliser ce déplacement des niveaux d'énergie pour démontrer qu'un atome, lors de son interaction avec la cavité, se comporte comme un interrupteur. Selon son état interne, cet atome permet à un champ extérieur d'entrer dans la cavité ou non. Par suite, nous verrons que nous pouvons préparer des états intriqués (atome-champ) semblables aux états EPR [17]. Nous pouvons aussi préparer des états non classiques du champ dans la cavité, où l'état du champ est une superposition quantique d'états mésoscopiquement différents [50] [42] [84]. Ces états correspondent à l'expérience de pensée que Schrödinger a proposée, dans laquelle une boîte contient un chat et une

source radioactive microscopique excitée. Ces deux derniers sont couplés via un dispositif électronique et une bouteille remplie de poison. Si la source se désexcite en émettant une radiation, le dispositif électronique détecte cette radiation et actionne un marteau qui casse la bouteille contenant le poison. Ce dernier se répand dans la boîte et tue le chat. En revanche, si la source reste excitée la bouteille ne sera pas cassée et le chat reste vivant. Etant donné que la source est un objet microscopique, son état après un instant t est une superposition quantique des deux états correspondants à la source excitée et à la source désexcitée. En vertu de la linéarité de l'équation de Schrödinger le couplage entre le chat et la source radioactive brouille l'état du chat. Ce dernier est préparé dans un état purement quantique, où il est à la fois vivant et mort.

Nous décrirons dans ce chapitre des projets expérimentaux qui permettent la préparation de ces états non classiques du champ dans la cavité. Nous verrons ensuite, que sous l'influence de la relaxation du champ dans la cavité, les cohérences quantiques de ces états sont rapidement détruites. L'étude de ce processus de décohérence nous donne la possibilité de comprendre comment un système quantique macroscopique devient rapidement classique.

4.1 Interaction d'un atome avec une cavité non résonnante

Les deux niveaux atomiques couplés au champ stocké dans la cavité sont $|i\rangle$ et $|e\rangle$. La fréquence de transition entre ces deux niveaux est décalée par rapport à la fréquence de la cavité (cf. fig. 4.1). On notera ω_0 la fréquence de transition $|i\rangle \rightarrow |e\rangle$, et ω_c la fréquence de la cavité. On notera aussi $\delta = \omega_c - \omega_0$ le désaccord entre ces fréquences.

Les états habillés du système atome-champ sont déjà calculés dans le premier chapitre, ils sont donnés par les équations 1.21 et 1.22.

Le désaccord δ est choisi de manière à ce qu'il soit très petit devant la fréquence de transition $|e\rangle \rightarrow |i\rangle$ et tout autre désaccord. De cette façon, $|i\rangle$ et $|e\rangle$ sont les seuls niveaux affectés par le couplage atome-cavité. Lorsque $g^2 n / \delta^2 \ll 1$ on peut se limiter au premier ordre dans le développement de

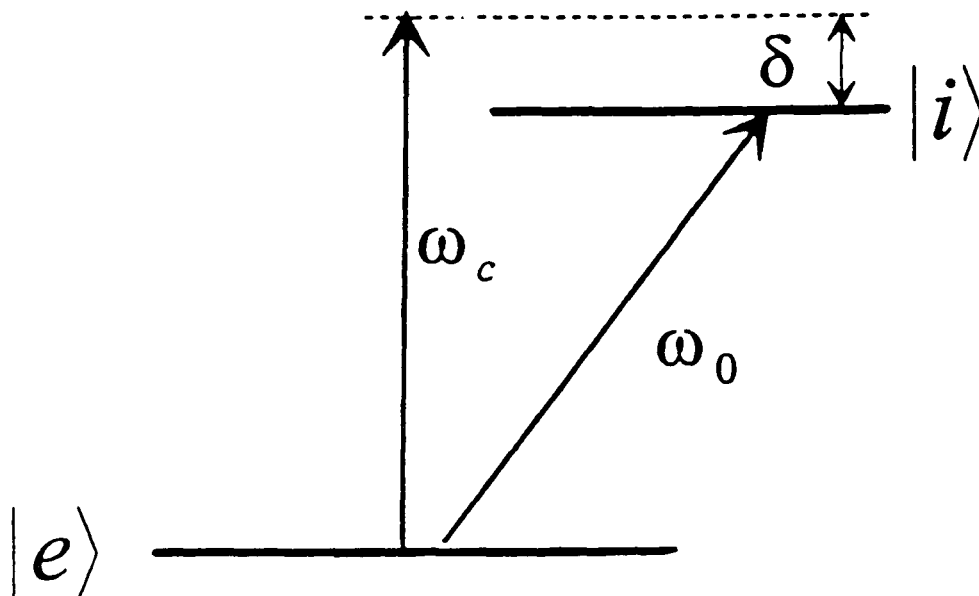


FIG. 4.1 – Le diagramme des niveaux d'énergie de l'atome couplé au champ. On voit bien que la fréquence du champ ω_c , est légèrement plus grande que la fréquence de l'atome.

l'équation 1.24 en puissances de $g\sqrt{n+1}/\delta$, on a alors:

$$E_{\pm,n} = \hbar\omega_c(n+1) + \hbar\omega_0 \pm \hbar\frac{|\delta|}{2} \pm \hbar\frac{g^2(n+1)}{|\delta|}. \quad (4.1)$$

De plus, lorsque δ est positif, le niveau $|+, n\rangle$ est très proche du niveau $|e, n+1\rangle$ alors que le niveau $|-, n\rangle$ est très proche de $|i, n\rangle$ [85]. Cette situation est inversée lorsque δ est négatif. Notons que, lorsque l'atome traverse la cavité, il n'échange aucune énergie avec elle, il ne fait que déplacer sa fréquence.

Sur la figure 4.2, nous avons représenté les déplacements des niveaux d'énergie du système atome-cavité (pour différentes valeurs de n). On voit que les déplacements des niveaux $|e, n\rangle$ et $|i, n\rangle$ sont d'autant plus grands que le nombre de photons n présents dans la cavité est grand.

Pour faire entrer un photon dans la cavité en présence d'un atome préparé dans l'état $|e\rangle$ (c'est-à-dire passer de l'état $|e, n\rangle$ à l'état $|e, n+1\rangle$), il faut que la fréquence de la source soit égale à:

$$(E_{+,n+1} - E_{+,n})/\hbar = \omega_c + \frac{g^2}{\delta}. \quad (4.2)$$

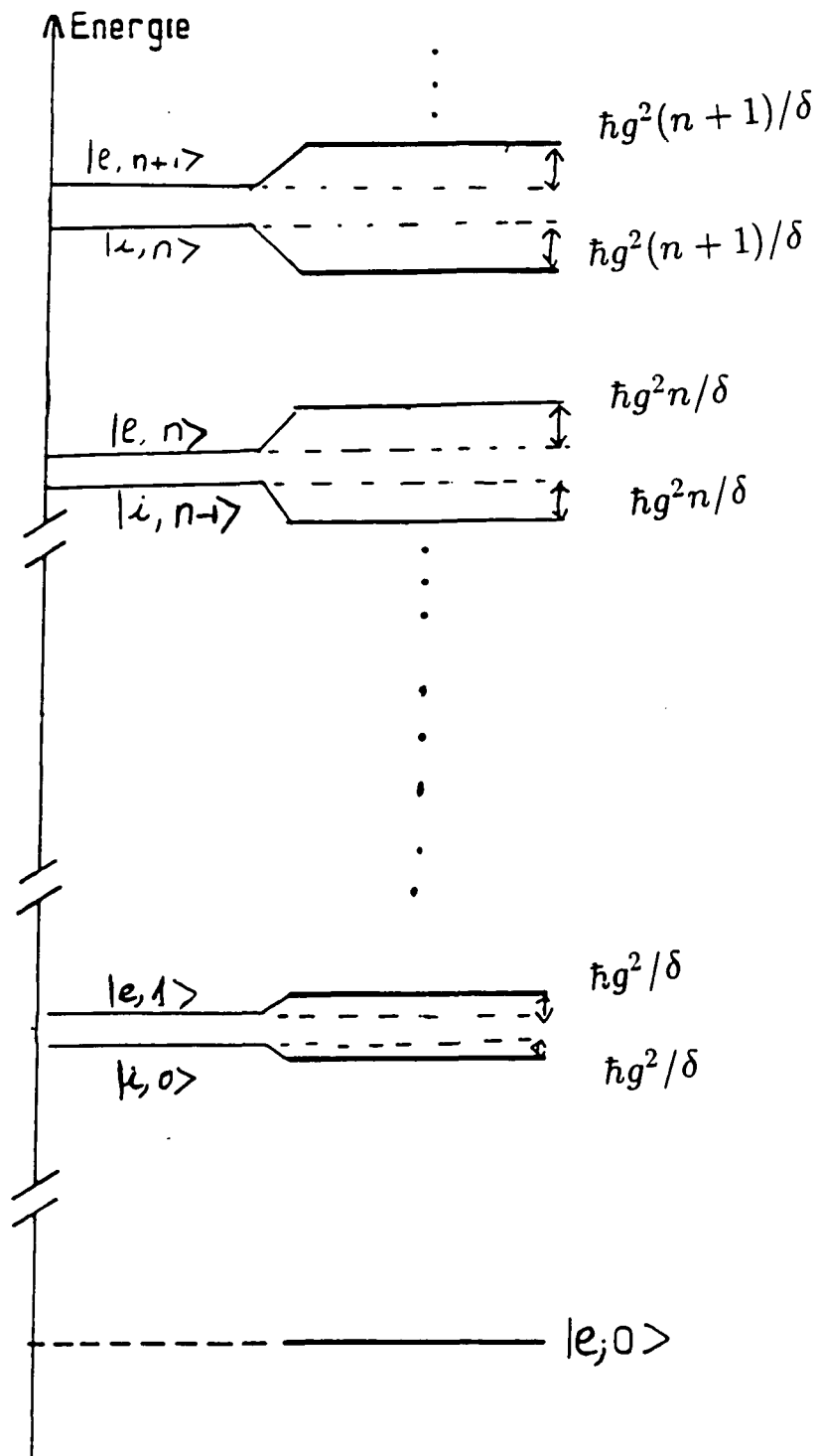


FIG. 4.2 - Les déplacements des niveaux d'énergie du système atome-champ (pour différentes valeurs du nombre de photons dans le mode du champ).

Par contre si l'atome est préparé dans l'état $|f\rangle$, pour faire entrer un photon dans la cavité il faut que la fréquence de la source soit égale à :

$$(E_{-,n+1} - E_{-,n})/\hbar = \omega_c - \frac{g^2}{\delta}. \quad (4.3)$$

Notons ici que l'atome produit un indice de réfraction microscopique qui dépend de son état interne. Il change la fréquence de la cavité et il permet à un photon d'entrer dans la cavité même si sa fréquence est différente de la fréquence de la cavité vide.

4.2 Couplage de la cavité à une source classique extérieure

Nous allons maintenant aborder le problème de l'interaction d'une source extérieure avec la cavité. Nous traiterons le champ dans la cavité d'une manière quantique, et nous allons négliger sa relaxation. En revanche, la source extérieure sera traitée classiquement.

On part du hamiltonien total du champ dans la cavité en présence d'une source classique [86]:

$$H(t) = H_c - \vec{J}(t) \cdot \vec{A} \quad (4.4)$$

où H_c est le hamiltonien du champ libre sans interaction déjà défini dans le premier chapitre. \vec{A} et $\vec{J}(t)$ sont respectivement le potentiel vecteur du champ et le courant de la source classique, donnés par:

$$\vec{J}(t) = \vec{J}_0 \cos(\omega_s t) \quad (4.5)$$

$$\vec{A} = \vec{A}_0 (a + a^\dagger) \quad (4.6)$$

où $|A_0| = |E_0|/\omega_c$ avec E_0 le champ électrique par photon déjà introduit dans le premier chapitre, et \vec{J}_0 est l'amplitude du courant de la source.

Le hamiltonien H ne conserve pas l'énergie du champ, il permet des transitions entre états de nombre de photons différents.

L'évolution de l'opérateur d'annihilation est donnée par l'équation de Heisenberg:

$$\frac{d}{dt}a(t) = -\frac{i}{\hbar}[a(t), H(t)] \quad (4.7)$$

Ce qui permet d'aboutir à l'équation différentielle suivante:

$$\frac{d}{dt}a(t) = -i\omega_c a(t) + i\frac{\vec{A}_0 \cdot \vec{J}_0}{\hbar} \cos(\omega_s t). \quad (4.8)$$

La solution de l'équation précédente est:

$$a(t) = a(t_0)e^{-i\omega_c t} + \alpha(t) \quad (4.9)$$

où:

$$\alpha(t) = \frac{i}{\hbar} \vec{A}_0 \cdot \vec{J}_0 \int_{t_0}^t e^{-i\omega_c(t-u)} \cos(\omega_s u) du. \quad (4.10)$$

où t_0 est l'instant de branchement de la source classique (c'est-à-dire que $J(t) = 0$ pour $t \leq t_0$). L'intégrale précédente donne:

$$\alpha(t) = \frac{i\vec{A}_0 \cdot \vec{J}_0}{\hbar} \frac{\sin[\Delta(t-t_0)/2]}{\Delta} e^{-i\omega_c t} e^{i\Delta(t+t_0)/2}. \quad (4.11)$$

Δ étant le désaccord entre la fréquence de la source classique et celle de la cavité ($\Delta = \omega_s - \omega_c$).

En représentation d'interaction, l'évolution de l'opérateur d'annihilation est donnée par:

$$a_I(t) = U_I^\dagger a U_I = a + \alpha(t). \quad (4.12)$$

D'après les propriétés des opérateurs d'annihilation et de création, nous avons:

$$D^\dagger(\alpha) a D(\alpha) = a + \alpha \quad (4.13)$$

où $D(\alpha)$ est l'opérateur déplacement d'un état cohérent. En combinant ces deux dernières équations, on peut déterminer l'expression de l'opérateur d'évolution du champ dans la cavité en représentation d'interaction [86]:

$$U_I(t) = D(\alpha(t)). \quad (4.14)$$

D'après l'équation précédente le couplage d'une source classique à la cavité revient à faire entrer un champ cohérent dans cette dernière.

Principe de l'interrupteur microscopique

Considérons une cavité de très grand facteur de qualité et de largeur spectrale $\kappa = \frac{\omega_c}{Q}$. On la connecte à sur une source classique dont la fréquence ω_s est choisie de sorte que $\Delta = \omega_s - \omega_c \gg \kappa$. Le nombre moyen de photons dans le champ qui entre dans la cavité est égal à (si T est la durée de la connection):

$$|\alpha(T)|^2 = \left| \frac{\vec{A}_0 \cdot \vec{J}_0 \sin[\Delta T/2]}{\hbar \Delta} \right|^2 \leq \left| \frac{\vec{A}_0 \cdot \vec{J}_0}{\hbar \Delta} \right|^2. \quad (4.15)$$

Lorsqu'un atome est présent dans la cavité, il déplacera la fréquence de cette dernière. Si l'atome est préparé dans l'état $|i\rangle$, il déplace la fréquence de la cavité de façon à augmenter le désaccord en fréquence entre la cavité et la source. Dans ce cas, le champ qui entre dans la cavité est très petit, et contient un nombre moyen de photons de l'ordre de $\left| \frac{\vec{A}_0 \cdot \vec{J}_0}{\hbar \Delta} \right|^2$. En revanche, si l'atome est préparé dans l'état $|e\rangle$, il peut rendre la cavité résonnante avec la source classique si le déplacement en fréquence g^2/δ qu'il produit est égal au désaccord Δ . L'atome laisse donc entrer dans la cavité un champ qui contient un nombre moyen de photons égal à $|\alpha_0|^2 = \left| \vec{J}_0 \cdot \vec{A}_0 t_{int} / 2\hbar \right|^2$, où t_{int} est le temps d'interaction atome-cavité.

Notons que:

$$\left| \frac{\alpha(T)}{\alpha_0} \right|^2 = 4 \left(\frac{\sin(\Delta T/2)}{\Delta t_{int}} \right)^2 \rightarrow 0, \quad (4.16)$$

si

$$\Delta t_{int} \gg 1. \quad (4.17)$$

On peut donc, négliger le champ qui entre dans la cavité si cette dernière n'est pas traversé par un atome préparé dans l'état $|e\rangle$.

L'atome joue le rôle d'un interrupteur microscopique qui contrôle une grandeur mésoscopique (champ de quelques photons) [50][42][84].

Nous allons conclure cette section en résumant les conditions de réalisation de cet interrupteur microscopique et donner les ordres de grandeur nécessaires pour sa faisabilité. Il faut que $g^2|\alpha|^2/\delta^2 \ll 1$, pour que le développement 4.1 soit valide, il faut aussi que le temps d'interaction entre l'atome et la cavité soit suffisamment long pour que la condition 4.17 soit satisfaite. En utilisant des atomes circulaires de nombre quantique $n = 50$ et

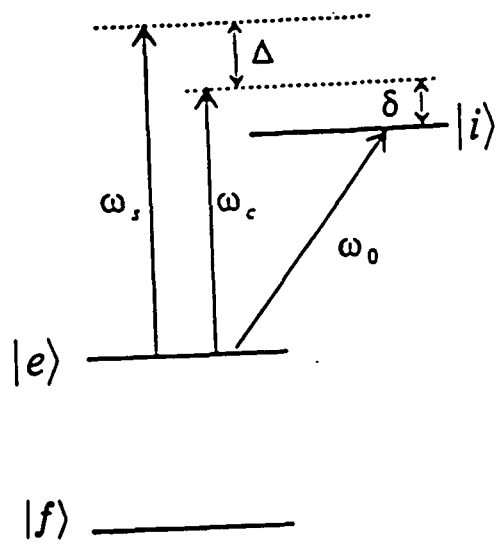
une cavité identique à celle que nous avons décrite dans le chapitre précédent, la fréquence est 51GHz , la constante de couplage entre l'atome et le champ est égale à $g/2\pi = 25\text{KHz}$, et le "Waist" de la cavité est égal à 6mm . On peut atteindre des temps d'interaction de l'ordre de 1ms , si on utilise des atomes ralentis à une vitesse 10m/s . Avec un désaccord $\delta/2\pi$ entre l'atome et la cavité de l'ordre de 250KHz , on obtient $\Delta = g^2/\delta = 2\pi \cdot 2500$ (on note que $\Delta t_{int} \approx 5\pi$). De plus si $|\alpha|^2$ est de l'ordre de 10 on a $g^2|\alpha|^2/\delta^2 \approx 1/10$. En ce qui concerne la cavité, son facteur de qualité doit être très grand pour que la condition $\Delta \gg \omega_c/Q$ soit satisfaite, et aussi pour pouvoir négliger la relaxation du champ durant l'interaction atome-champ. Ceci requiert un facteur de qualité de l'ordre de 10^{10} (la durée de vie du photon dans la cavité est de l'ordre de $t_{cav} = 30\text{ms}$).

4.3 Préparation du champ dans un état superposition quantique du vide du rayonnement et d'un champ cohérent

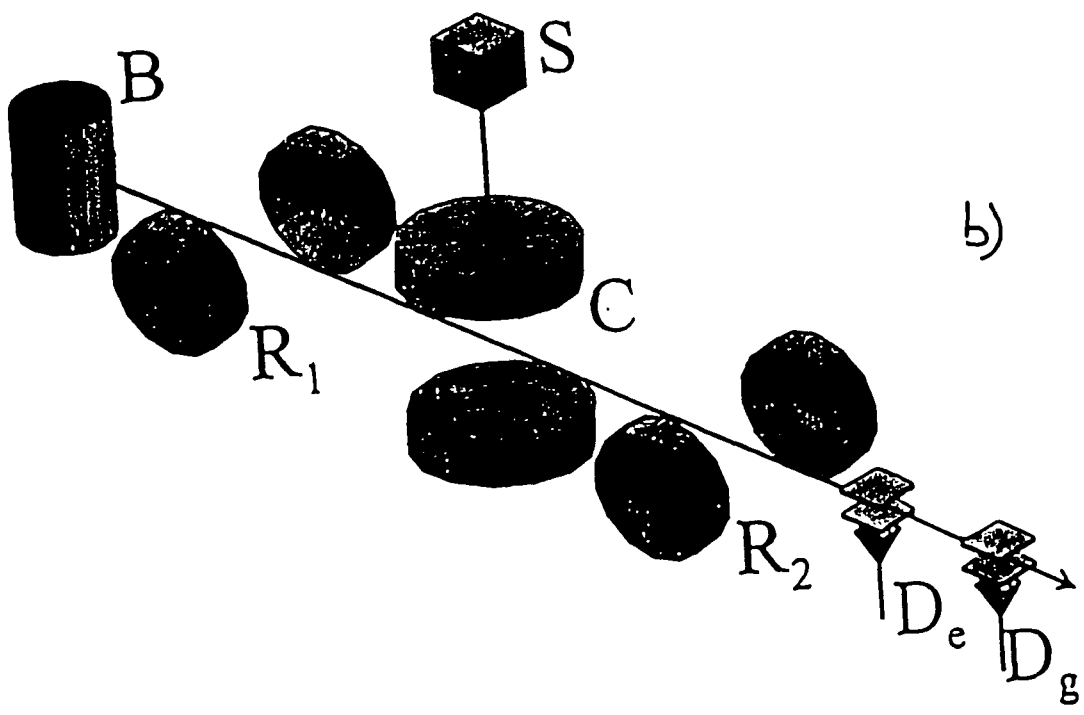
Dans la suite nous allons utiliser cet interrupteur microscopique pour préparer la cavité dans un état quantique où elle est à la fois dans un état vide du rayonnement et dans un état cohérent[50][42].

Le dispositif suggéré et le diagramme des niveaux de l'atome sont présentés sur la figure 4.3. Les atomes sont d'abord préparés dans l'état de Rydberg circulaire $|e\rangle$, puis ils interagissent successivement avec la zone R_1 , la cavité C et la zone R_2 . Ils sont ensuite détectés soit dans le condensateur D_e soit dans D_f suivant leur états internes à l'aide de la méthode d'ionisation par champ électrique. Le champ micro-onde appliqué dans les zones R_1 et R_2 est un champ classique, il est accordé sur la transition $|e\rangle \rightarrow |f\rangle$.

L'atome traverse la cavité soit dans l'état $|e\rangle$, soit dans l'état $|f\rangle$, soit dans une superposition de ces deux états, mais jamais dans l'état $|i\rangle$. Ceci nous permet d'éviter le déphasage du champ par l'atome lorsque ce dernier est dans l'état $|i\rangle$. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi de travailler avec des atomes à trois niveaux. Cependant ce choix n'est pas un ingrédient indispensable pour cette expérience. Tous les principaux résultats que nous



a)



b)

FIG. 4.3 - a) Le diagramme des niveaux de l'atome utilisé dans ce chapitre.
 b) Le dispositif expérimental qui permet la préparation du champ dans un état "chat de Schrödinger"

présenterons dans ce mémoire peuvent être retrouvés avec un calcul qui utilise des atomes à deux niveaux.

Le flux atomique doit être maintenu très faible dans cette expérience pour avoir un seul atome dans la cavité durant le temps d'interaction entre l'atome et la cavité t_{int} .

L'intensité du champ classique dans les zones R_1 et R_2 est choisie de sorte que chaque atome subisse une impulsion $\frac{\pi}{2}$, qui le met dans une superposition cohérente des deux états $|e\rangle$ et $|f\rangle$. La transformation effectuée est la suivante:

$$|e\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}[|e\rangle + |f\rangle]. \quad (4.18)$$

$$|f\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}[-|e\rangle + |f\rangle]. \quad (4.19)$$

Après la zone R_1 , l'état du système atome-cavité est:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}[|e\rangle + |f\rangle] \otimes |0\rangle. \quad (4.20)$$

où $|0\rangle$ est l'état initial de la cavité (état vide de rayonnement).

Si l'atome traverse la cavité dans l'état $|f\rangle$, il n'a aucun effet sur elle. Autrement dit la fréquence de la cavité reste désaccordée par rapport à celle de la source ($\Delta = \omega_s - \omega_c \gg \kappa$). Donc, l'atome laisse la cavité vide (interrupteur en position ouverte):

$$|f\rangle \otimes |0\rangle \rightarrow |f\rangle \otimes |0\rangle \equiv |f, 0\rangle. \quad (4.21)$$

En revanche si l'atome traverse la cavité dans l'état $|e\rangle$ il déplace la fréquence de celle-ci et permet à un champ d'entrer à l'intérieur de la cavité (interrupteur en position fermée):

$$|e\rangle \otimes |0\rangle \rightarrow |e\rangle \otimes |\alpha\rangle \equiv |e, \alpha\rangle. \quad (4.22)$$

En assemblant les deux équations précédentes, on peut écrire la fonction d'onde du système atome-cavité après interaction:

$$|\psi_{at+cav}^{(1)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|f, 0\rangle + |e, \alpha\rangle] \quad (4.23)$$

Il est important de noter que cet état est analogue aux états de corrélation non locale de type Einstein-Podolski-Rosen [17][19], où la corrélation concerne souvent des paires de spins 1/2. Ici la corrélation non locale est entre l'atome et le champ. Les deux états atomiques internes $|f\rangle$ et $|e\rangle$ sont corrélés avec les deux états de la cavité $|0\rangle$ et $|\alpha\rangle$.

Supposons que la zone R_2 soit inactivée. L'atome la traverse sans subir aucun effet puis il est détecté dans l'un des deux condensateurs D_e ou D_f . Cette mesure projette le champ qui est à l'intérieur de la cavité sur l'état $|\alpha\rangle$ (si l'atome est détecté dans l'état $|e\rangle$), ou bien sur l'état $|0\rangle$ (si l'atome est détecté dans l'état $|f\rangle$). Elle projette donc le champ sur des états quasi-classiques.

Par contre si l'on active la zone R_2 en appliquant une impulsion $\frac{\pi}{2}$ pour les atomes dans R_2 , la fonction d'onde du système atome-cavité sera:

$$|\psi_{at+cav}^{(2)}\rangle = \frac{1}{2}[|e, \alpha\rangle - |e, 0\rangle + |f, \alpha\rangle + |f, 0\rangle]. \quad (4.24)$$

Sur la figure 4.4 nous avons schématisé l'évolution du système atome-champ durant le parcours du premier atome à travers le dispositif expérimental. La mesure de l'état interne atomique projette l'état du champ sur:

$$|\psi_{cav}\rangle = \frac{1}{N_1}(|\alpha\rangle + e^{i\varphi_1}|0\rangle). \quad (4.25)$$

où φ_1 est égal à 0 ou π suivant que l'atome est détecté respectivement dans l'état $|f\rangle$ ou dans l'état $|e\rangle$. N_1 est une constante de normalisation $N_1 = \sqrt{2(1 + \cos \varphi_1 e^{-|\alpha|^2})} \approx \sqrt{2}$ pour $|\alpha|^2 \gg 1$.

La matrice densité du champ dans la cavité peut être déduite facilement en écrivant: $\rho_{cav} = |\psi_{cav}\rangle\langle\psi_{cav}|$, ce qui permet d'avoir:

$$\rho_{cav} = \frac{1}{N_1^2}(|\alpha\rangle\langle\alpha| + |0\rangle\langle 0| + e^{i\varphi_1}|0\rangle\langle\alpha| + e^{-i\varphi_1}|\alpha\rangle\langle 0|). \quad (4.26)$$

Il importe de noter que la présence des termes de cohérence [44] ($|\alpha\rangle\langle 0|$) prouve le caractère non classique de l'état de la cavité (la cavité est à la fois vide et remplie d'un champ micro-onde). Cet état est appelé "chat de Schrödinger" par analogie avec l'expérience de pensée [23] que Schrödinger a proposé.

Dans la suite, nous allons envoyer un second atome pour sonder l'état du

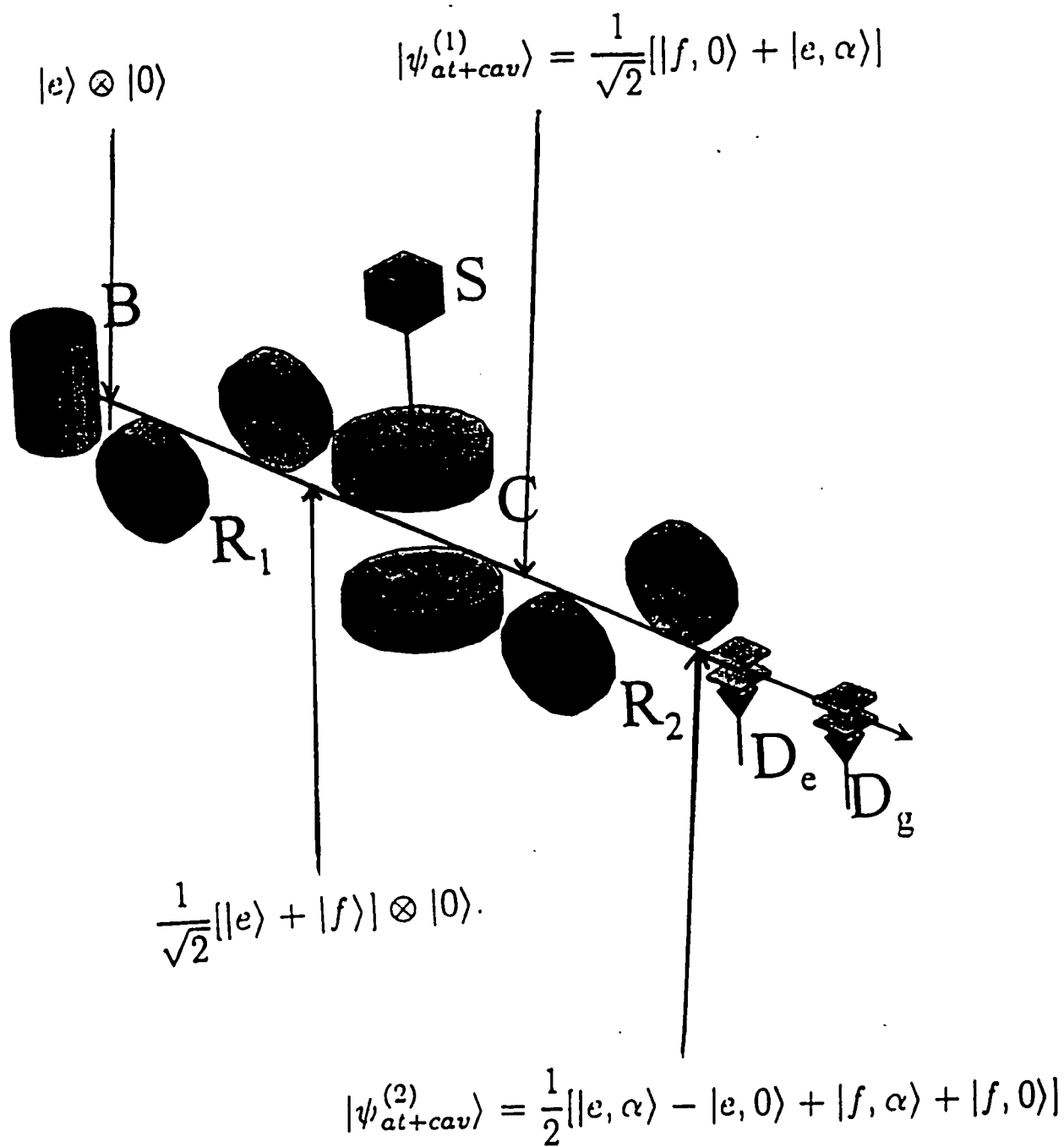


FIG. 4.4 - L'évolution du système atome-champ durant le parcours du premier atome à travers le dispositif expérimental.

champ dans la cavité. Il permet ainsi de faire une distinction entre l'état non classique précédent et l'état où le champ est dans un mélange statistique représenté par la matrice densité:

$$\rho_{cav}^{mel} = \frac{1}{2}(|\alpha\rangle\langle\alpha| + |0\rangle\langle 0|). \quad (4.27)$$

Notons que, si $|\alpha|^2 \gg 1$, on peut retrouver l'équation 4.27 à partir de 4.26 en moyennant sur toutes les valeurs de φ_1 .

4.3.1 Détection du chat de Schrödinger

L'atome sonde est préparé dans le même état que le premier atome ($|e\rangle$), et avec la même vitesse.

L'état du système atome2+cavité juste après la zone R_1 s'écrit:

$$|\psi_{at2+cav}\rangle = \frac{1}{N_1\sqrt{2}}(|e\rangle + |f\rangle) \otimes |\psi_{cav}\rangle. \quad (4.28)$$

où $|\psi_{cav}\rangle$ est donné par l'expression 4.25.

Si le second atome est dans l'état $|f\rangle$, il n'aura aucun effet sur la cavité. Par contre s'il est dans l'état $|e\rangle$, il induit deux effets. Le premier est de faire entrer dans la cavité un champ $\alpha e^{-i\Delta T}$, où T est l'intervalle de temps qui sépare les instants d'arrivée du premier et du second atome à la cavité, la phase $\Delta.T$ est due au fait que la source évolue avec une fréquence différente de celle de la cavité. Le second effet de l'atome est de produire un déphasage $\Delta.t_{int}$ sur un champ qui existerait déjà à l'intérieur de la cavité. Par conséquent l'évolution du champ est décrite par l'opérateur:

$$U_{cav} = D(\alpha e^{-i\Delta T}) e^{(-i\Delta t_{int} a^\dagger a)}. \quad (4.29)$$

Après l'interaction, la fonction d'onde du système atome-cavité s'écrit:

$$|\psi_{at2+cav}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|e\rangle \otimes U_{cav} |\psi_{cav}\rangle + |f\rangle \otimes |\psi_{cav}\rangle]. \quad (4.30)$$

Juste après l'interaction entre l'atome et la zone R_2 , l'état du système devient:

$$|\psi_{at2+cav}\rangle = \frac{1}{2} (|e\rangle \otimes [(U_{cav} - 1)|\psi_{cav}\rangle] + |f\rangle \otimes [(U_{cav} + 1)|\psi_{cav}\rangle]). \quad (4.31)$$

Si la détection du premier atome dans l'état $|d_1\rangle$ ($d_1 = e$ ou f) prépare le champ dans l'état $|\psi_{cav}\rangle$, alors la probabilité conditionnelle $P(d_1, d_2)$ de détecter le second atome dans l'état $|d_2\rangle$ ($d_2 = e$ ou f) sachant que le premier atome est détecté dans l'état $|d_1\rangle$ est égale à:

$$P(d_1, d_2) = \frac{1}{4}[2 \pm \langle \psi_{cav} | U_{cav}^\dagger | \psi_{cav} \rangle \pm \langle \psi_{cav} | U_{cav} | \psi_{cav} \rangle], \quad (4.32)$$

où les signes $+$ ou $-$ correspondent aux cas où le second atome est détecté dans l'état f ou e respectivement, et

$$U_{cav}|\psi_{cav}\rangle = \frac{1}{N_1} \left(e^{i\phi} |\alpha(e^{-i\Delta T} + e^{-i\Delta t_{int}})\rangle + e^{i\varphi_1} |\alpha e^{-i\Delta T}\rangle \right), \quad (4.33)$$

$$\phi = |\alpha|^2 \sin[\Delta(T - t_{int})]. \quad (4.34)$$

On rappelle que $N_1 = \sqrt{2(1 + e^{i\varphi_1} e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}})} \approx 1/2$ lorsque $|\alpha| \gg 1$, et φ_1 est égale à 0 ou π suivant que l'état $|d_1\rangle$ est détecté égal à $|f\rangle$ ou $|e\rangle$ respectivement.

On obtient alors:

$$P(d_1, d_2) = 1/2 \left\{ 1 \pm \frac{1}{N_1^2} \Re \left[\langle 0 | \alpha e^{-i\Delta T} \rangle + e^{i\phi} \langle \alpha | \alpha (e^{-i\Delta T} + e^{-i\Delta t_{int}}) \rangle + e^{i\phi} e^{-i\varphi_1} \langle 0 | \alpha (e^{-i\Delta T} + e^{-i\Delta t_{int}}) \rangle + e^{i\varphi_1} \langle \alpha | \alpha e^{-i\Delta T} \rangle \right] \right\}. \quad (4.35)$$

Cette expression est composée de quatre produits scalaires entre états cohérents. Lorsque $|\alpha|^2 \gg 1$, le premier produit est négligeable. De même pour le deuxième produit, qui n'est non négligeable que si $\Delta T = \pm\pi/3$ (modulo 2π) et $\Delta t_{int} = \mp\pi/3$ (modulo 2π). Dans la suite nous allons omettre ce terme qui n'a de contribution non négligeable que pour des temps d'interaction t_{int} et des délais T très rares. En utilisant la formule qui donne le produit scalaire de deux états cohérents:

$$\langle \alpha_2 | \alpha_1 \rangle = e^{-\frac{|\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2}{2}} e^{\alpha_1 \alpha_2^*}, \quad (4.36)$$

La probabilité conditionnelle $P(d_1, d_2)$ est alors égale à:

$$P(d_1, d_2) = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{4} \left(e^{-|\alpha|^2(1 + \cos[\Delta(T - t_{int})])} \cos(|\alpha|^2 \sin[\Delta(T - t_{int})] - \varphi_1) + e^{-|\alpha|^2(1 - \cos[\Delta T])} \cos(\varphi_1 + |\alpha|^2 \sin \Delta T) \right). \quad (4.37)$$

La fonction $P(d_1, d_2)$ présente deux séries de pics. Chaque pic a une largeur de l'ordre de $1/|\alpha|$ (puisque chaque pic correspond à un recouvrement entre deux états cohérents d'amplitude α). La première série est rencontrée à chaque fois que le deuxième terme de cette probabilité est maximum, c'est-à-dire quand $\Delta(T - t_{int})/\pi$ est un entier impair. La seconde série correspond aux maxima du troisième terme de la probabilité précédente et est rencontrée à chaque fois que $\Delta T/\pi$ est un entier pair.

La hauteur (ou la profondeur) de ces pics est égale à:

$$1/2(1 \pm 1/2 \cos \varphi_1). \quad (4.38)$$

Par suite, pour ces valeurs de T et t_{int} , si nous mesurons la probabilité conditionnelle $P(d_1, d_2)$ de trouver le premier et le deuxième atome dans les états d_1 et d_2 respectivement, nous trouverons: $P(e_1, e_2) = P(f_1, f_2) = 3/4$, et $P(e_1, f_2) = P(f_1, e_2) = 1/4$.

La figure 4.5 représente la probabilité conditionnelle de trouver les deux atomes dans l'état fondamental, en fonction du délai T entre eux, nous avons pris $|\alpha|^2 = 16$ et $\Delta t_{int} = 7\pi/2$.

Lorsque $\Delta t_{int}/\pi$ est un entier impair, les deux séries de pics coïncident. Pour les valeurs de T et t_{int} correspondant à ces pics, la probabilité $P(d_1, d_2)$ est égale à:

$$1/2(1 \pm \cos \varphi_1), \quad (4.39)$$

et le contraste est alors plus grand. Les extrêmes de $P(d_1, d_2)$ deviennent: $P(f_1, f_2) = P(e_1, e_2) = 1$ et $P(f_1, e_2) = P(e_1, f_2) = 0$.

La probabilité de détecter le second atome dans l'état $|e\rangle$ ou $|f\rangle$ si le champ dans la cavité était dans un état mélange statistique peut être déduite de 4.37 en prenant φ_1 comme phase aléatoire, et en moyennant sur toutes ses valeurs:

$$P(d_1, d_2)(T) = \frac{1}{2} \quad (4.40)$$

On trouve alors une probabilité constante.

Par conséquent, pour détecter l'état du champ dans la cavité et savoir s'il est dans un état "chat de Schrödinger" ou dans un état mélange statistique, il

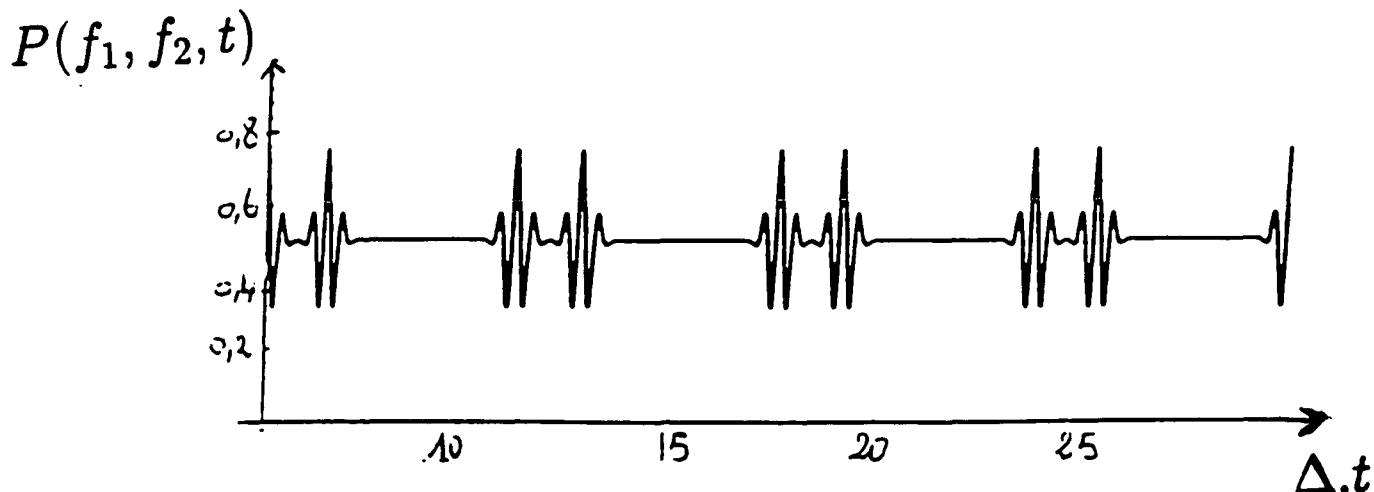


FIG. 4.5 – La probabilité conditionnelle de détecter le second atome dans l'état $|f\rangle$ sachant que le premier est détecté dans l'état $|f\rangle$. Le temps d'interaction de chaque atome est choisi tel que $\Delta t_{int} = 7\pi/2$, et $|\alpha|^2 = 16$.

suffit d'envoyer un premier atome, de vitesse sélectionnée de manière à avoir $\Delta t_{int} = 7\pi/2$, qui prépare l'état de la cavité, puis à un instant T ultérieur, on envoie un second atome de même vitesse qui sonde l'état de la cavité, et on mesure la probabilité de détecter les deux atomes dans l'état $|f\rangle$ pour différentes valeurs de T . Si les mesures expérimentales présentent des pics en fonction de T , alors le champ est dans un état "chat de Schrödinger". Par contre si les mesures expérimentales sont indépendantes de T , alors le champ est dans un état mélange statistique.

4.3.2 Etude de la décohérence du chat de Schrödinger préparé dans la cavité

Jusqu'à présent nous avons négligé la relaxation du champ dans la cavité. Nous allons maintenant la prendre en compte, et étudier son effet sur l'état

du champ. Pour cela nous allons introduire les fonctions caractéristiques symétrique C_s et normale du champ C_n [87][52]:

$$C_s(\lambda, t) = e^{-\frac{|\lambda|^2}{2}} C_n(\lambda, t) = e^{-\frac{|\lambda|^2}{2}} \text{tr}(e^{\lambda \mathbf{a}^\dagger} \rho_{cav}(t) e^{-\lambda^* \mathbf{a}}) \quad (4.41)$$

où λ est une variable complexe, et $\rho_{cav}(t)$ est la matrice densité du champ préparé par le premier atome à l'instant t .

Si nous supposons que le premier atome est détecté à l'instant $t = 0$, le champ est décrit par la matrice densité $\rho_{cav}(t = 0) = \rho_{cav}$ dont l'expression est donnée par 4.26. On a alors:

$$C_n(\lambda, t = 0) = e^{-\frac{|\lambda|^2}{2}} / N_1^2 \left(1 + e^{\lambda \alpha_0^* - \lambda^* \alpha_0} + e^{-i\varphi_1} e^{-\lambda^* \alpha_0} e^{-\frac{|\alpha_0|^2}{2}} + e^{i\varphi_1} e^{-\lambda \alpha_0^*} e^{-\frac{|\alpha_0|^2}{2}} \right). \quad (4.42)$$

Si le champ est préparé dans un état mélange statistique, les deux derniers termes de C_n sont nuls (si la phase φ_1 est aléatoire, alors C_n est une moyenne sur toutes les valeurs de φ_1). Dans la suite, nous allons étudier la relaxation du chat (préparé à l'instant $t = 0$ par le premier atome) en fonction du temps. Cette dépendance en temps provient du couplage de la cavité avec l'environnement.

On peut calculer la fonction C_n à un instant t ultérieur à partir de son expression à l'instant $t = 0$. A l'aide d'un calcul complet [87], on peut démontrer qu'il suffit de remplacer λ et λ^* par $\lambda e^{-\kappa t/2}$ et $\lambda^* e^{-\kappa t/2}$ respectivement dans l'expression de C_s à l'instant $t = 0$ pour déduire C_n à un instant ultérieur:

$$C_n(\lambda, t) = e^{-\frac{|\lambda|^2}{2}} / N_1^2 \left(1 + e^{(\lambda \alpha_0^* - \lambda^* \alpha_0) e^{-\frac{\kappa t}{2}}} + e^{-i\varphi_1} e^{-\lambda^* \alpha_0 e^{-\frac{\kappa t}{2}}} e^{-\frac{|\alpha_0|^2}{2}} + e^{i\varphi_1} e^{\lambda \alpha_0^* e^{-\frac{\kappa t}{2}}} e^{-\frac{|\alpha_0|^2}{2}} \right). \quad (4.43)$$

Pour que les deux expressions 4.41 et 4.43 soient compatibles il faut que $\rho_{cav}(T)$ soit égale à:

$$\rho_{cav}(t) = \frac{1}{N_1^2} \left(|\alpha_0 e^{-\frac{\kappa t}{2}} \rangle \langle \alpha_0 e^{-\frac{\kappa t}{2}} | + |0\rangle \langle 0| + e^{-\frac{|\alpha_0|^2}{2}} (1 - e^{-\kappa t}) (e^{i\varphi_1} |0\rangle \langle \alpha_0 e^{-\frac{\kappa t}{2}} | + e^{-i\varphi_1} |\alpha_0 e^{-\frac{\kappa t}{2}} \rangle \langle 0|) \right). \quad (4.44)$$

La distribution de Wigner du champ [87], notée $W(\alpha, t)$, est une quasiprobabilité dans l'espace des phases qui nous donne des informations sur

l'énergie et la phase du champ. Elle est définie comme étant la transformée de Fourier à deux dimensions de la fonction caractéristique symétrique du champ:

$$W(\alpha, t) = \frac{1}{\pi^2} \int C_s(\lambda, t) e^{\alpha\lambda^* - \alpha^*\lambda} d^2\lambda. \quad (4.45)$$

A partir de l'expression précédente, nous pouvons calculer la distribution de Wigner du chat de Schrödinger que nous avons préparé dans la cavité:

$$W(\alpha, t) = \frac{1}{\pi(1 + \cos \varphi_1 e^{-\frac{|\alpha_0|^2}{2}})} \left\{ e^{-2|\alpha|^2} + e^{-2|\alpha - \alpha_0 e^{-\frac{\kappa t}{2}}|^2} + e^{-|\alpha|^2} e^{-\frac{|\alpha_0|^2}{2}(1 - 2e^{-\kappa t/2})} e^{-|\alpha - \alpha_0 e^{-\frac{\kappa t}{2}}|^2} \cos \left[\varphi_1 + 2\Im(\alpha^* \alpha_0) e^{-\frac{\kappa t}{2}} \right] \right\}, \quad (4.46)$$

où $\Im(\alpha^* \alpha_0)$ est la partie imaginaire de $(\alpha^* \alpha_0)$. Les deux premiers termes de $W(\alpha, t)$ sont des gaussiennes. Ils représentent respectivement la distribution de Wigner du vide et celle du champ cohérent $\alpha_0 \cdot e^{-\frac{\kappa t}{2}}$. Le dernier terme est dû aux cohérences, c'est une signature du caractère quantique de l'état du champ.

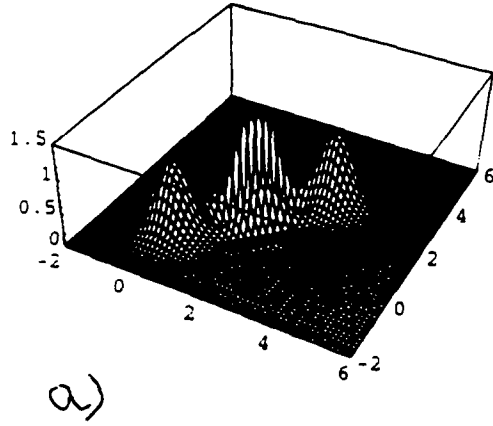
On remarque que les termes associés aux cohérences relaxent comme $e^{-|\alpha_0|^2 t / (2 t_{cav})}$ (où $t_{cav} = \frac{1}{\kappa}$ est le temps d'amortissement du photon dans la cavité).

En présence de la dissipation, le champ préparé initialement par le premier atome relaxe au bout d'un temps $2t_{cav}/|\alpha_0|^2$ vers un mélange statistique. Ce temps est appelé temps de décohérence. On note que pour $|\alpha_0|^2 \gg 1$ le temps de décohérence est beaucoup plus petit que le temps d'amortissement de l'énergie.

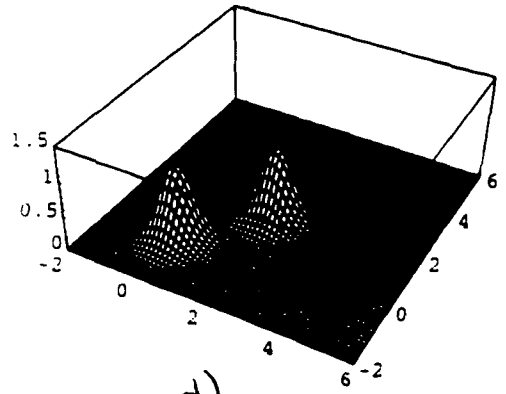
La figure 4.6 représente la distribution de Wigner du chat que nous avons préparé dans la cavité à des instants t différents. Nous avons pris $|\alpha|^2 = 16$. On note qu'après un temps de l'ordre de $t_{cav}/8$ les hauteurs des franges d'interférences (signature du caractère quantique du champ) sont fortement réduites, alors que les hauteurs des deux gaussiennes (associées à l'énergie) sont inchangées. Le champ n'est plus dans un état de chat Schrödinger, mais dans un mélange statistique.

Nous allons maintenant étudier l'effet de la relaxation sur la probabilité conditionnelle $P(d_1, d_2)$ en fonction du délai T (pour des raisons de simplicité nous allons négliger la relaxation du champ durant la traversée du dispositif expérimental par le second atome). L'expression 4.32 devient alors:

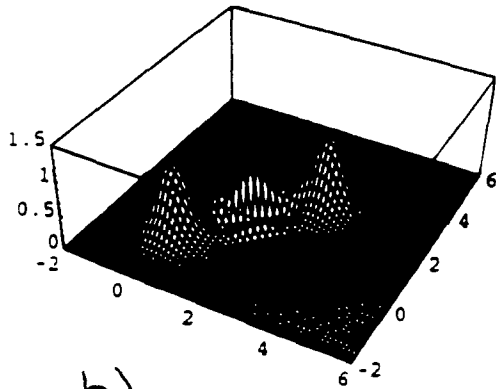
$$P(d_1, d_2) = \frac{1}{4} \left(2 \pm \text{tr} U_{cav} \rho_{cav}(T) \pm \text{tr} \rho_{cav}^\dagger(T) U_{cav}^\dagger \right), \quad (4.47)$$



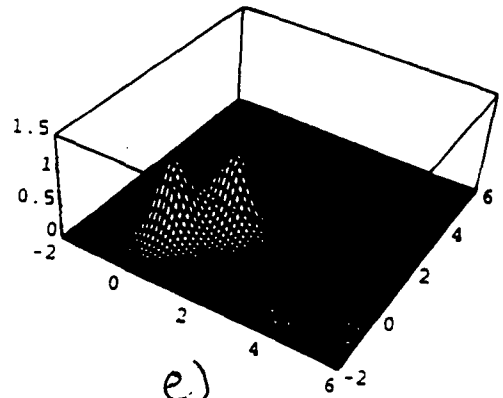
a)



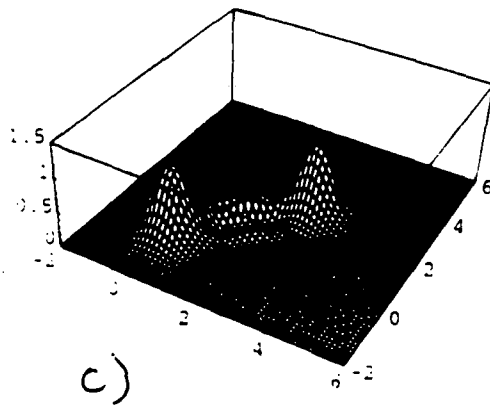
d)



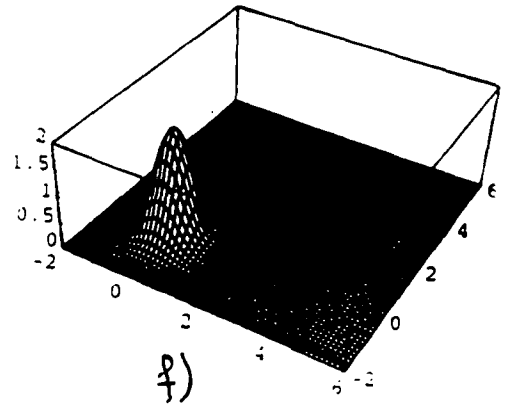
b)



e)



c)



f)

FIG. 4.6 - La distribution de Wigner du champ préparé par le premier atome à des instants t différents, avec $|\alpha|^2 = 16$. a) $t = 0$, b) $t = t_{cav}/16$, c) $t = t_{cav}/8$, d) $t = t_{cav}$, e) $t = 2t_{cav}$, f) $t = \infty$.

où $\rho_{cav}(T)$ est l'opérateur matrice densité du champ à l'instant T , son expression est donnée par l'équation 4.44.

A partir de cette expression de $p(d_1, d_2)$ et de celle de $\rho_{cav}(T)$, on peut calculer explicitement la probabilité conditionnelle $P(d_1, d_2)$ de détecter le second atome dans l'état $|d_2\rangle$ sachant que le premier est détecté dans l'état $|d_1\rangle$:

$$P(d_1, d_2) = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{4} \left(e^{-|\alpha|^2(1+e^{-\kappa T/2} \cos \Delta(T-t_{int}))} \cos(\varphi_1 - |\alpha|^2 e^{-\kappa T/2} \sin \Delta(T-t_{int})) + e^{-|\alpha|^2(1-e^{-\kappa T/2} \cos \Delta T)} \cos(\varphi_1 + |\alpha|^2 e^{-\kappa T/2} \sin \Delta T) \right), \quad (4.48)$$

avec $|\alpha|^2 \gg 1$. On note que lorsque $\kappa \rightarrow 0$ on retrouve l'équation 4.37. La probabilité $P(d_1, d_2)$ présente deux séries de maxima comme dans le cas précédent (en l'absence de la relaxation). L'une des deux séries correspond au cas où $\Delta T/\pi$ est un entier pair et l'autre correspond au cas où $\Delta(T-t_{int})/\pi$ est un entier impair. Pour ces deux cas on a :

$$P(d_1, d_2) = 1/2(1 \pm 1/2 e^{|\alpha|^2(e^{-\kappa T/2}-1)} \cos \varphi_1). \quad (4.49)$$

Si, en plus, $\Delta t_{int}/\pi$ est un entier impair, on obtient:

$$P(d_1, d_2) = 1/2(1 \pm e^{|\alpha|^2(e^{-\kappa T/2}-1)} \cos \varphi_1) \quad (4.50)$$

On voit bien que le contraste est réduit d'un facteur:

$$e^{|\alpha|^2(e^{-\kappa T/2}-1)} \approx e^{-|\alpha|^2 \kappa T/2}, \quad (4.51)$$

avec $\kappa T \ll 1$. Le contraste est d'autant plus petit que le nombre moyen de photons $|\alpha|^2$ est grand.

La figure 4.7 représente la probabilité $P(f, f, T)$ de détecter les deux atomes dans l'état $|f\rangle$, dans le cas où $\Delta t_{int} = 7\pi/2$. $P(f, f, T)$ présente des pics d'amplitude décroissante en fonction T . On vérifie bien que, si T est plus grand que le temps de décohérence, le second atome trouve le champ dans un mélange statistique. Alors la probabilité de le détecter dans l'état $|f\rangle$ vaut $1/2$, quel que soit le délai T .

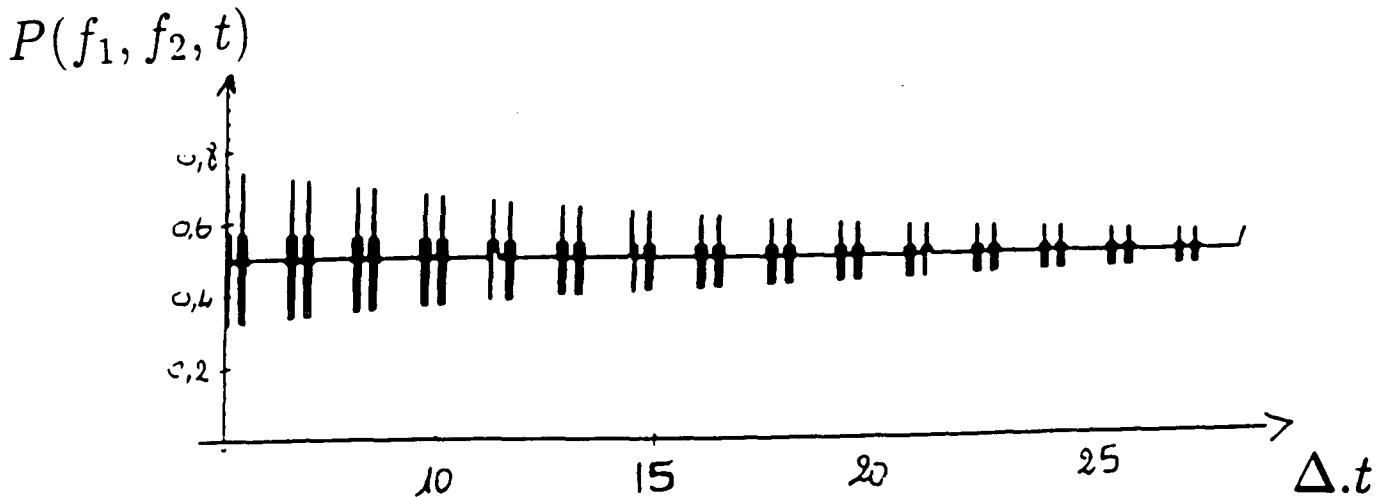


FIG. 4.7 - La probabilité de détecter le premier et le second atome dans l'état $|f\rangle$ en fonction du délai T en prenant en compte la relaxation du champ. Nous avons pris $|\alpha|^2 = 16$, $\Delta t_{int} = 7\pi/2$ et $\Delta/\kappa = 450$.

Effet de la dispersion des vitesses:

Dans une expérience réaliste la vitesse du second atome est légèrement différente de la vitesse du premier, et cela est dû à l'imperfection de la sélection des vitesses. Nous allons étudier l'effet de cette dispersion des vitesses sur le contraste de la probabilité $P(d_1, d_2)$.

On suppose que le premier atome prépare le champ dans l'état donné par l'expression 4.25. On néglige l'effet de la dispersion des vitesses sur l'interaction des atomes avec les zones R_1 et R_2 . Autrement dit, les atomes subissent dans ces deux zones une impulsion idéale $\frac{\pi}{2}$. On peut avoir cette situation si le champ classique qui est dans les zones R_1 et R_2 n'est appliqué que pendant un certain temps t_r (t_r est choisi de façon à faire subir aux atomes une impulsion $\pi/2$). Ainsi, le temps d'interaction entre l'atome et les zones R_1 et R_2 est indépendant de la vitesse de l'atome.

En revanche, le temps d'interaction du second atome avec la cavité n'est

pas le même que celui du premier. Sachant que l'amplitude du champ α' que fait entrer le second atome dans la cavité, s'il est dans l'état $|e\rangle$, est proportionnelle à son temps d'interaction t'_{int} avec cette dernière, on a :

$$\alpha' = \frac{t'_{int}}{t_{int}}\alpha = \frac{v}{v'}\alpha = r.\alpha \quad (4.52)$$

où v et v' sont les vitesses du premier et du second atome respectivement, et α est l'amplitude du champ que fait entrer le premier atome dans la cavité. De plus, le déphasage que le second atome induit sur un champ déjà existant dans la cavité est modifié. Il vaut :

$$e^{-i\Delta t'_{int}a^\dagger a} = e^{-ir\Delta t_{int}a^\dagger a}. \quad (4.53)$$

On peut alors écrire l'opérateur d'évolution de l'état de la cavité si le second atome est dans l'état $|e\rangle$:

$$U'_{cav} = D(r\alpha e^{-i\Delta.T})e^{-ir\Delta t_{int}a^\dagger a} \quad (4.54)$$

Pour avoir la probabilité conditionnelle $P(d_1, d_2)$, il suffit de remplacer U_{cav} par U'_{cav} dans 4.32 pour obtenir:

$$P(d_1, d_2) = \frac{1}{4}[2 \pm \langle \psi_{cav} | U_{cav}'' | \psi_{cav} \rangle \pm \langle \psi_{cav} | U'_{cav} | \psi_{cav} \rangle] \quad (4.55)$$

Un calcul explicite, similaire à ceux déjà présentés dans les sections précédentes, nous donne un facteur de réduction du contraste de la probabilité $P(d_1, d_2)$ égal à:

$$e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}(r-1)^2} \quad (4.56)$$

Le contraste est non négligeable tant que $|\alpha|^2(r-1)^2/2$ est inférieur à 1. Sachant que $r = v/v'$, on peut conclure que les pics ou les creux de la fonction $P(d_1, d_2)$ sont observables si $|v' - v|/v \leq \sqrt{2}/|\alpha|$. Une dispersion de vitesse de l'ordre de 1%, et un champ de l'ordre de $|\alpha|^2 = 16$, donne un facteur de réduction égal à 0.999.

4.4 Préparation d'un état non local du champ

Un autre état plus intrigant peut être préparé dans la cavité en associant deux interrupteurs quantiques similaires à celui décrit précédemment

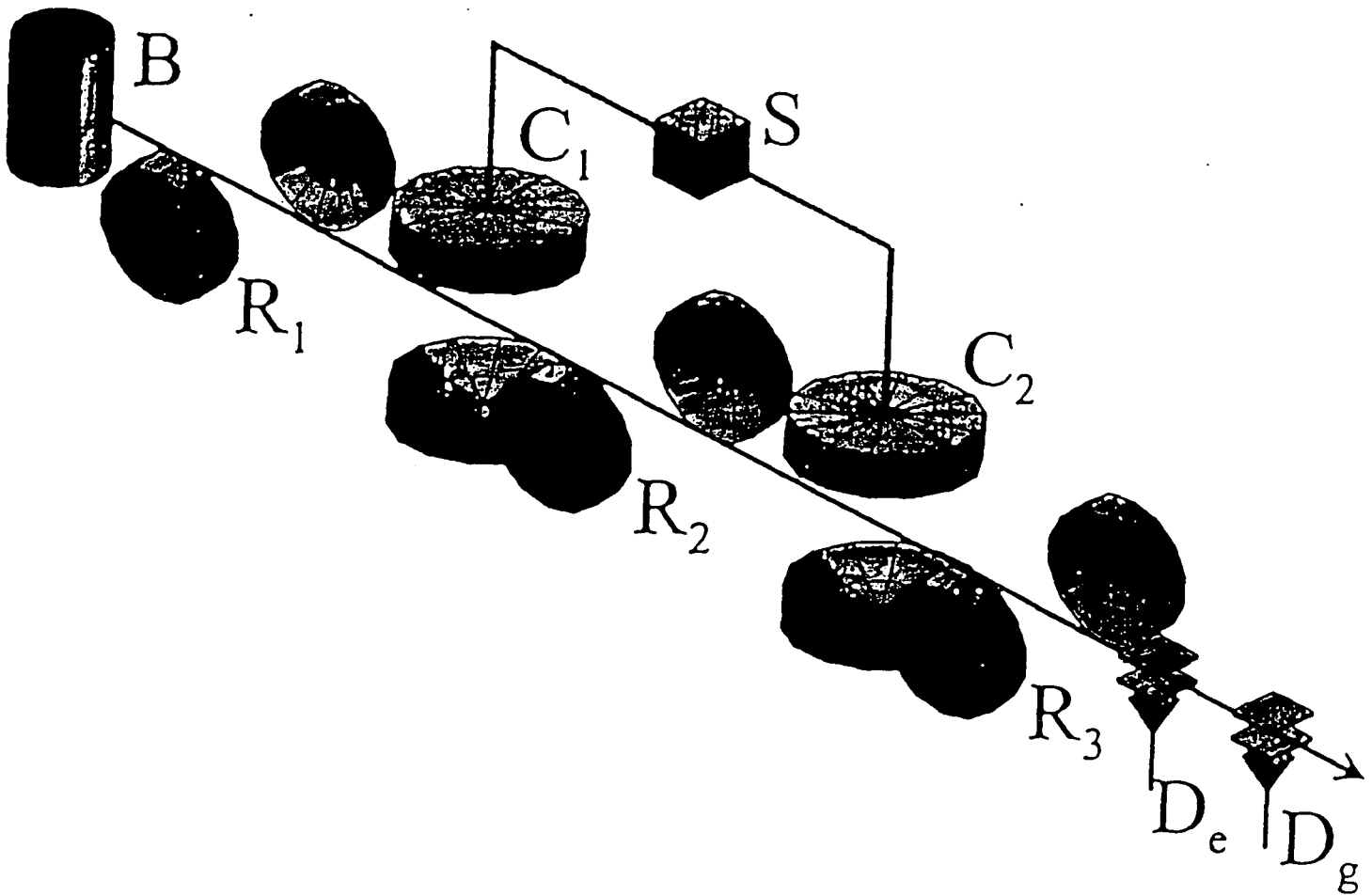


FIG. 4.8 - Le dispositif expérimental qui peut servir à la préparation d'un champ non local. Les deux cavités sont couplées à la même source micro-onde. Un atome préparé dans une superposition cohérente de ces deux états internes $|e\rangle$ et $|f\rangle$ dans la zone R_1 traverse la première cavité, puis la seconde zone R_2 où il subit une impulsion π . Ensuite il traverse la seconde cavité puis la zone R_3 où il subit une autre impulsion $\pi/2$. Finalement l'atome est détecté dans l'un des deux détecteurs D_e ou D_f .

(cf.figure 4.8).

L'atome initialement préparé dans l'état $|e\rangle$ subit une impulsion $\pi/2$ dans la zone R_1 puis interagit avec la première cavité C_1 . Il subit ensuite une impulsion π entre la cavité C_1 et la cavité C_2 qui effectue la transformation suivante:

$$|e\rangle \rightarrow |f\rangle \quad (4.57)$$

$$|f\rangle \rightarrow -|e\rangle \quad (4.58)$$

Après interaction avec la cavité C_2 , l'atome traverse la zone R_3 où il subit une seconde impulsion $\frac{\pi}{2}$.

Juste après la zone R_1 , l'état du système atome-cavité1-cavité2 est:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|e\rangle + |f\rangle) \otimes |0, 0\rangle. \quad (4.59)$$

Après la traversée de la première cavité, l'état du système devient:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|e\rangle \otimes |\alpha, 0\rangle + |f\rangle \otimes |0, 0\rangle) \quad (4.60)$$

après l'impulsion π que subit l'atome dans R_2 l'état du système devient:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|f\rangle \otimes |\alpha, 0\rangle - |e\rangle \otimes |0, 0\rangle) \quad (4.61)$$

Après la cavité C_2 :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|f\rangle \otimes |\alpha, 0\rangle - |e\rangle \otimes |0, \alpha e^{i\phi_d}\rangle) \quad (4.62)$$

où ϕ_d est la phase qui s'accumule entre la cavité et la source classique, $\phi_d = \Delta t_1$ où t_1 est le temps que met un atome pour aller de la première cavité à la seconde. Dans la suite, nous supposons que cette phase est compensée, et cela grâce à un déphaseur D inséré sur la partie du guide d'onde qui est connecté à la seconde cavité.

Après cette compensation de la phase, l'état du système (atome+cavité1+cavité2) est :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|f\rangle \otimes |\alpha, 0\rangle - |e\rangle \otimes |0, \alpha\rangle) \quad (4.63)$$

Après la zone R_3 , l'état du système devient:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{2} \{ (|\alpha, 0\rangle - |0, \alpha\rangle) \otimes |f\rangle - (|\alpha, 0\rangle + |0, \alpha\rangle) \otimes |e\rangle \} \quad (4.64)$$

La figure 4.9 schématise l'évolution du système atome-champ lors du parcours du premier atome à travers le dispositif expérimental.

La détection de l'atome dans l'état $|d_1\rangle$ ($d_1 = e$ ou f) projette le champ sur l'état:

$$|\psi_{cav}\rangle = \frac{1}{N_2} (|\alpha, 0\rangle + e^{i\varphi_2} |0, \alpha\rangle) \quad (4.65)$$

où φ_2 est égal à 0 ou π suivant que l'atome est détecté dans l'état $|e\rangle$ ou $|f\rangle$ respectivement. N_2 est un facteur de normalisation :

$$N_2 = \sqrt{2(1 + \cos \varphi_2 e^{-|\alpha|^2})} \quad (4.66)$$

On note que l'état du champ représenté par l'expression 4.65 est une superposition quantique d'états qui diffèrent par la localisation du champ. Un tel état est similaire aux états [23] [88] dits "chats de Schrödinger" déjà introduits. De plus, l'état du champ dans les deux cavités manifeste une propriété importante de la mécanique quantique qui est la non-localité [17].

Les corrélations non-locales ont été déjà étudiées et observées expérimentalement [89, 21, 22, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 96, 97, 98]. Cependant, jusqu'à présent ces corrélations ne concernaient que des paires individuelles de particules. Dans cet expérience, en revanche, la non-localité concerne l'état d'un champ macroscopique, qui une fois localisé, peut être décrit en termes d'amplitude et de phase classiques.

Cet état peut être relié avec la théorie de la mesure en mécanique quantique [44], où l'état du champ dans les deux cavités est considéré comme une aiguille qui mesure l'état interne de l'atome lorsqu'il traverse le dispositif expérimental.

On voit bien que si l'atome arrive à la première cavité dans l'état $|e\rangle$, au lieu de l'état superposition $\frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle + |f\rangle)$, après la traversée de la seconde cavité l'état du champ sera $|\alpha, 0\rangle$, alors que si l'atome est arrivé à la première cavité dans l'état $|f\rangle$ l'état du champ sera $|0, \alpha\rangle$. L'état du champ dans les deux cavités peut donc être utilisé comme une aiguille qui indique l'état interne de l'atome lors de son arrivée à la première cavité. Pour $|\alpha|^2 \gg 1$, le système précédent se comporte comme un appareil macroscopique qui mesure l'état

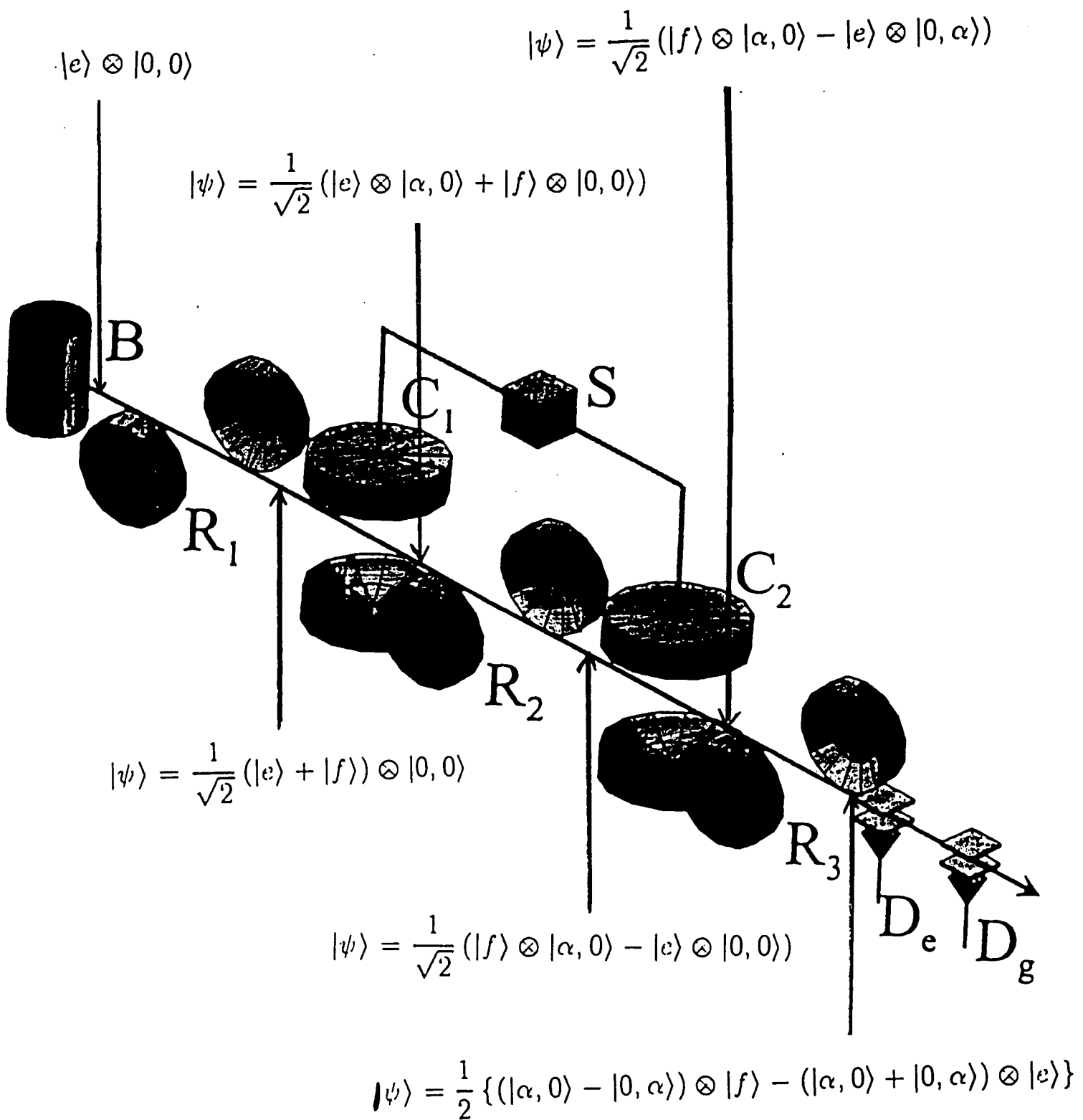


FIG. 4.9 - L'évolution du système atome-champ durant le parcours du premier atome le long du dispositif expérimental.

d'un système microscopique (atome à deux niveaux).

Lorsque l'atome arrive à cet appareil dans une superposition cohérente des états $|e\rangle$ et $|f\rangle$, il se couple avec l'appareil pour donner un état corrélé dont l'expression est 4.64. Cet appareil de mesure est corrélé avec l'atome, et la détection de l'atome dans un de ces états internes projette [99] l'aiguille de l'appareil de mesure sur un état purement quantique, qui est une superposition cohérente de deux positions classiques de l'aiguille. De telles corrélations entre un appareil de mesure macroscopique et un système microscopique n'ont pas été observées jusqu'à présent. Zureck a étudié en détail ce problème de mesure [99], et il a suggéré d'attribuer la difficulté d'observer un appareil de mesure dans la situation non classique précédente (qui est de type "chat de Schrödinger") au processus de relaxation, qui provient du couplage de l'appareil de mesure avec son environnement [49][45].

Dans la suite, nous allons étudier ces états non classiques et leur processus de relaxation, et décrire une expérience qui nous permettrait de les détecter.

4.4.1 La détection des cohérences de l'état non local

Comme dans l'expérience de l'interrupteur quantique, nous envoyons un second atome qui sonde l'état du champ dans la cavité. Le caractère non classique du champ devrait se manifester sur le signal correspondant à la probabilité de détecter le second atome dans un des ses états interne.

Le second atome est préparé dans le même état que le premier, il a la même vitesse et nous l'envoyons à travers le dispositif expérimental un temps T après le premier atome. Le second atome lui aussi agit comme un interrupteur quantique: s'il est dans la position fermée ($|e\rangle$), il ajoute un champ d'amplitude $\alpha e^{-i\Delta T}$, où ΔT est une phase due au fait que la cavité et la source classique évoluent durant le temps T avec des fréquences différentes. En même temps, l'atome déphase un champ déjà présent dans la cavité d'un facteur $e^{-i\Delta t_{int}}$, où t_{int} est le temps d'interaction avec la cavité. Si l'atome est dans l'état $|f\rangle$ ce qui correspond à une position ouverte de l'interrupteur, l'atome traverse la cavité sans induire aucun changement à son état. Après que le second atome ait traversé le dispositif expérimental, les deux cavités contiennent chacune soit le vide de rayonnement $|0\rangle$ soit l'un des trois champ: $|\alpha\rangle, |\alpha e^{-i\Delta T}\rangle$ ou $|\alpha(e^{-i\Delta T} + e^{-i\Delta t_{int}})\rangle$.

Il est facile alors de calculer la probabilité de détecter le second atome dans

l'état $|d_2\rangle$ ($d_2 = e$ ou f) sachant que le premier est détecté dans l'état $|d_1\rangle$:

$$P(d_1, d_2) = \frac{1}{2} \{1 \pm \Re e [tr(U_{cav1} \rho_{champ}(t=0) U_{cav2}^*)]\} \quad (4.67)$$

où U_{cav1} et U_{cav2} sont les opérateurs d'évolution de la première et de la deuxième cavité respectivement si le second atome les traverse dans l'état $|e\rangle$:

$$U_{cav1} = D_1(\alpha e^{-i\Delta T}) e^{-i\Delta t_{int} a_1^\dagger a_1} \quad (4.68)$$

et

$$U_{cav2} = D_2(\alpha e^{-i\Delta T}) e^{-i\Delta t_{int} a_2^\dagger a_2} \quad (4.69)$$

En remplaçant ρ_{champ} par son expression on obtient:

$$P(d_1, d_2) = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{4} \cos \varphi_2 \left\{ e^{-2|\alpha|^2(1-\cos \Delta T)} + e^{-2|\alpha|^2(1-\cos[\Delta(T-t_{int})])} \right\}. \quad (4.70)$$

Les deux derniers termes de la fonction $P(d_1, d_2)$ sont associés aux cohérences. C'est leur présence qui prouve le caractère non classique du champ. En revanche, le premier terme ($1/2$) est associé au cas où le champ est préparé dans un mélange statistique. En effet, si la phase φ_2 est aléatoire la probabilité $P(d_1, d_2)$ s'obtient en moyennant sur toutes les valeurs de φ_2 , ce qui donne $P(d_1, d_2) = 1/2$.

La fonction $P(d_1, d_2)$ présente des pics à chaque fois que $\Delta T/\pi$ est égal à un nombre entier pair, ou $\Delta(T - t_{int})/\pi$ est un nombre entier impair. De plus, si $\Delta t_{int}/\pi$ est un nombre entier impair alors les deux séries précédentes de pics coïncident et on obtient:

$$P(d_1, d_2) = \frac{1}{2}(1 \pm \cos \varphi_2) \quad (4.71)$$

Autrement dit, dans ce cas particulier la probabilité conditionnelle de détecter les deux atomes dans le même état est nulle (rappelons que φ_2 est égale à 0 ou à π selon que le premier atome est détecté dans l'état $|e\rangle$ ou $|f\rangle$ respectivement, et les signes + et - dans la probabilité $P(d_1, d_2)$ correspondent aux cas où le second atome est détecté dans les états $|f\rangle$ et $|e\rangle$ respectivement). Nous avons tracé sur la figure 4.10, la probabilité conditionnelle de trouver les deux atomes dans l'état $|e\rangle$ $P(e, e)$. Nous avons pris $\Delta t_{int} = 7\pi/2$ et $|\alpha|^2 = 16$. On voit bien que la fonction $P(e, e)$ oscille entre $1/2$ et $3/4$.

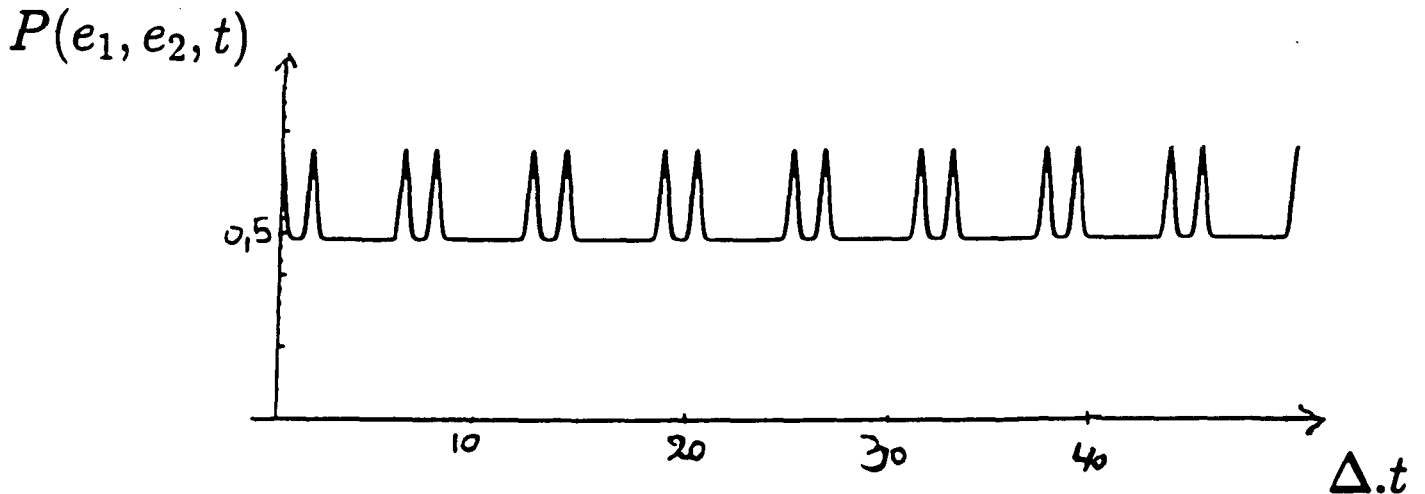


FIG. 4.10 - La probabilité conditionnelle de détecter le second atome dans l'état $|e\rangle$ sachant que le premier est détecté dans l'état $|e\rangle$. Le temps d'interaction avec la cavité de chaque atome est choisi tel que $\Delta t_{int} = 7\pi/2$, et $|\alpha|^2 = 16$. On voit bien que la probabilité $p(e, e)$ oscille entre $1/2$ et $3/4$.

4.4.2 Etude de la relaxation de l'état non local du champ

Nous allons maintenant tenir compte de la relaxation et étudier son effet sur l'évolution de l'état du champ. Nous supposons que le premier atome est détecté à l'instant $t = 0$. Juste après la détection de cet atome, la matrice densité du champ a pour expression:

$$\rho_{champ}(t = 0) = \frac{1}{N_2^2} \left(|\alpha, 0\rangle\langle\alpha, 0| + |0, \alpha\rangle\langle 0, \alpha| + e^{i\varphi_2} |\alpha, 0\rangle\langle 0, \alpha| + e^{i\varphi_2} |0, \alpha\rangle\langle\alpha, 0| \right). \quad (4.72)$$

La présence des termes croisés $|0, \alpha\rangle\langle\alpha, 0|$ et $|\alpha, 0\rangle\langle 0, \alpha|$ témoignent du caractère non classique du champ. Nous allons calculer le temps de survie de ces termes. Pour cela nous introduisons la fonction caractéristique à deux

champs définie par:

$$C_n(\lambda_1, \lambda_2, t) = \text{tr} \left(e^{\lambda_1 a_1^\dagger} e^{\lambda_2 a_2^\dagger} \rho_{\text{champ}}(t) e^{-\lambda_1^* a_1} e^{-\lambda_2^* a_2} \right). \quad (4.73)$$

où a_1 et a_2 sont les opérateurs d'annihilation d'un photon dans la première et la deuxième cavité respectivement.

À partir de cette expression et de celle de $\rho_{\text{champ}}(t = 0)$ on peut calculer explicitement la fonction caractéristique C_n du champ à l'instant $t = 0$:

$$C_n(\lambda_1, \lambda_2, t = 0) = \frac{1}{N_2^2} \left\{ e^{\lambda_1 \alpha^* - \lambda_1^* \alpha} + e^{\lambda_2 \alpha^* - \lambda_2^* \alpha} + e^{-|\alpha|^2} \left[e^{i\varphi_2} e^{\lambda_1 \alpha^* - \lambda_2^* \alpha} + e^{-i\varphi_2} e^{\lambda_1 \alpha^* - \lambda_1^* \alpha} \right] \right\}. \quad (4.74)$$

Les deux premiers termes de cette expression représentent les fonctions caractéristiques des champs localisés dans la première cavité et dans la deuxième cavité respectivement. En revanche, les deux derniers termes n'ont pas d'analogues classiques, ce sont des termes de cohérences. Un calcul détaillé [87] que nous n'allons pas reproduire ici, permet de démontrer que:

$$C_n(\lambda_1, \lambda_2, t) = C_n(\lambda_1 e^{-\frac{\kappa t}{2}}, \lambda_2 e^{-\frac{\kappa t}{2}}, t = 0) \quad (4.75)$$

Autrement dit, pour calculer $C_n(\lambda_1, \lambda_2, t \neq 0)$ il suffit de remplacer λ_1 par $\lambda_1 e^{-\frac{\kappa t}{2}}$ et λ_2 par $\lambda_2 e^{-\frac{\kappa t}{2}}$ dans l'expression de $C_n(\lambda_1, \lambda_2, t = 0)$ [87]. Nous obtenons alors:

$$C_n(\lambda_1, \lambda_2, t) = \frac{1}{N_2^2} \left\{ e^{(\lambda_1 \alpha^* - \lambda_1^* \alpha) e^{-\frac{\kappa t}{2}}} + e^{(\lambda_2 \alpha^* - \lambda_2^* \alpha) e^{-\frac{\kappa t}{2}}} + e^{-|\alpha|^2} \left[e^{i\varphi_2} e^{(\lambda_1 \alpha^* - \lambda_2^* \alpha) e^{-\frac{\kappa t}{2}}} + e^{-i\varphi_2} e^{(\lambda_1 \alpha^* - \lambda_1^* \alpha) e^{-\frac{\kappa t}{2}}} \right] \right\}. \quad (4.76)$$

Cette expression de la fonction caractéristique nous permet de déduire la matrice densité du champ pour $t \neq 0$:

$$\rho_{\text{champ}}(t) = \frac{1}{N_2^2} \left\{ |\alpha e^{-\frac{\kappa t}{2}}, 0\rangle \langle \alpha e^{-\frac{\kappa t}{2}}, 0| + |0, \alpha e^{-\frac{\kappa t}{2}}\rangle \langle 0, \alpha e^{-\frac{\kappa t}{2}}| + e^{-|\alpha|^2(1-e^{-\kappa t})} \left(e^{i\varphi_2} |\alpha e^{-\frac{\kappa t}{2}}, 0\rangle \langle 0, \alpha e^{-\frac{\kappa t}{2}}| + e^{-i\varphi_2} |0, \alpha e^{-\frac{\kappa t}{2}}\rangle \langle \alpha e^{-\frac{\kappa t}{2}}, 0| \right) \right\}. \quad (4.77)$$

Cette expression contient tous les ingrédients essentiels pour comprendre le processus de décohérence. En effet, on voit bien que pour $\kappa t \ll 1$ (c'est-à-dire

$t \ll t_{cav}$) les poids des deux derniers termes (termes de cohérences) relaxent comme $e^{-|\alpha|^2 \kappa t}$, ce qui donne un temps de décohérence égal à:

$$T_{decoh} = \frac{1}{\kappa |\alpha|^2} = \frac{t_{cav}}{|\alpha|^2} \quad (4.78)$$

Le temps de décohérence est d'autant plus petit que le nombre moyen de photons que contient le champ est grand. Notons que, le temps de décohérence dans ce cas est deux fois plus petit que dans le cas d'une expérience avec une seule cavité.

4.4.3 Effet de la relaxation sur la probabilité $P(d_1, d_2)$

Dans l'évaluation précédente de la probabilité conditionnelle $P(d_1, d_2)$ nous avons négligé la relaxation. Cependant, durant le temps T (durée qui sépare les temps d'envoi du premier et du second atome à travers le dispositif expérimental), le champ acquiert une évolution incohérente à cause de la dissipation. Ce qui fait que le second atome n'interagit pas avec un champ décrit par la matrice densité ρ_{champ} donnée par l'expression 4.72, mais avec un champ décrit par la matrice densité $\rho_{champ}(t = T)$ donnée par l'expression 4.77. Pour obtenir l'expression de $P(d_1, d_2)$, en tenant compte de la relaxation, il suffit de remplacer la matrice densité du champ $\rho_{champ}(t = 0)$ dans l'expression 4.67 par la matrice densité $\rho_{champ}(T)$, on a alors:

$$P(d_1, d_2) = \frac{1}{2} \{ 1 \pm \Re e [tr(U_{cav1} \rho_{champ}(t) U_{cav2}^*)] \}, \quad (4.79)$$

ce qui donne:

$$P(d_1, d_2) = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{4} \cos \varphi_2 \left\{ e^{-2|\alpha|^2(1-e^{-\frac{\kappa T}{2}} \cos \Delta \cdot T)} + e^{-2|\alpha|^2(1-e^{-\frac{\kappa T}{2}} \cos[\Delta \cdot (T-t_{int})])} \right\}. \quad (4.80)$$

Pour aboutir à cette expression, nous avons pris $|\alpha|^2 \gg 1$. Lorsque, $\kappa \rightarrow 0$, on retrouve l'équation 4.70. Cette probabilité présente des pics ou des creux, dont les positions sont identiques à la position des pics de 4.70. On note aussi, que maintenant les pics ou les creux ont des amplitudes qui décroissent comme $e^{-|\alpha|^2 \kappa T}$ lorsque $\kappa T \ll 1$.

Nous avons tracé sur la figure 4.11 la courbe $P(e, e, T)$ représentant la probabilité conditionnelle de détecter le second atome dans l'état $|e\rangle$ sachant que le

premier est détecté dans l'état $|e\rangle$. Nous avons pris $|\alpha|^2 = 16$, $\Delta \cdot t_{int} = 7\pi/2$ et $\Delta/\kappa = 450$. Comme nous le prévoyons, pour T grand devant le temps de décohérence qui est de l'ordre de $t_{cav}/16$, l'état du champ sera presque un mélange statistique, donc $P(e, e, T) \rightarrow 1/2$.

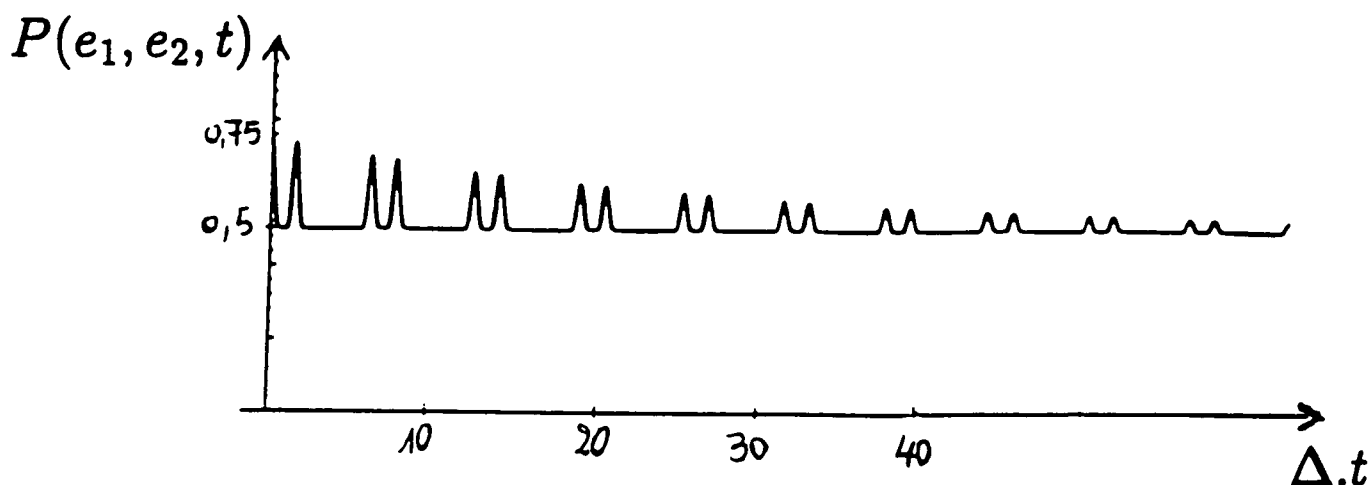


FIG. 4.11 – La probabilité de détecter les deux atomes dans l'état $|e\rangle$ en présence de la relaxation. La décroissance des pics traduit la décohérence rapide de l'état non local du champ vers un état mélange statistique où le champ est localisé sur l'une des deux cavités.

4.4.4 Effet de la dispersion des vitesses sur la probabilité $P(d_1, d_2)$

Nous allons supposer que la vitesse du second atome est légèrement différente de celle du premier, et nous allons calculer l'effet de cet écart sur la probabilité $P(d_1, d_2)$. Nous allons faire les mêmes hypothèses que celles faites dans le cas d'une expérience à une seule cavité, c'est-à-dire: les deux atomes subissent des impulsions idéales dans les zones R_1, R_2 et R_3 . A cause de la

dispersion des vitesses la compensation de phase que fait D n'est plus complète. L'état du champ préparé par le premier atome n'est plus celui donné par 4.65, mais il est donné par:

$$|\psi_{champ}\rangle = \frac{1}{N_2} \left(|\alpha, 0\rangle + e^{i\varphi_2} |0, \alpha e^{i\eta_1}\rangle \right) \quad (4.81)$$

où η_1 est le résidu de la compensation de phase. L'évolution du champ si le second atome est préparé dans l'état $|e\rangle$ est modifiée du fait que la vitesse du second atome n'est pas identique à la vitesse du premier. Les opérateurs U_{cav1} et U_{cav2} d'évolution du champ dans les deux cavités sont donnés par:

$$U_{cav1} = D_1(r\alpha e^{-i\Delta.T})e^{-ir\Delta.t_{int}a_1^\dagger a_1} \quad (4.82)$$

et

$$U_{cav2} = D_2(r\alpha e^{-i\Delta.T}e^{i\eta_2})e^{-ir\Delta.t_{int}a_2^\dagger a_2} \quad (4.83)$$

où r est le rapport entre la vitesse du premier atome et du second. η_2 et le résidu de la compensation de phase que nous effectuons avec le déphaseur D lors du passage du second atome. On déduit donc l'expression suivante:

$$U_{cav1}|\psi_{champ}\rangle = \frac{1}{N_2} \left(e^{i\varphi_2} |r\alpha e^{-i\Delta.T}, \alpha e^{i\eta_1}\rangle + e^{i\psi_1} |\alpha(e^{-ir\Delta t_{int}} + r e^{-i\Delta T}), 0\rangle \right). \quad (4.84)$$

où $\psi_1 = r|\alpha|^2 \sin \Delta(T - r t_{int})$.

On a aussi:

$$U_{cav2}|\psi_{champ}\rangle = \frac{1}{N_2} \left(|\alpha, r\alpha e^{-i\Delta.T}e^{i\eta_2}\rangle + e^{i\varphi_2} e^{i\psi_2} |0, \alpha(e^{-ir\Delta t_{int}}e^{i\eta_1} + r e^{-i\Delta T}e^{i\eta_2})\rangle \right), \quad (4.85)$$

où $\psi_2 = r|\alpha|^2 \sin[\eta_2 - \eta_1 + \Delta(T - r t_{int})]$, $\eta_2 - \eta_1 = \Delta(L/v_2 - L/v_1)$, L est la distance entre les deux cavités et v_1 et v_2 sont les vitesses du premier et du second atome respectivement. En partant de l'équation suivante:

$$P(d_1, d_2) = \frac{1}{2} \{ 1 \pm \Re [tr(U_{cav1}|\psi_{champ}\rangle \langle \psi_{champ}|U_{cav2}^*)] \} \quad (4.86)$$

on peut calculer explicitement la probabilité $P(d_1, d_2)$ de trouver le premier et le second atome dans les états d_1 et d_2 respectivement (on rappelle que $d_1 = e$ ou f et $d_2 = e$ ou f). A cause de la dispersion des vitesses, le contraste de cette probabilité est réduit d'un facteur:

$$e^{-|\alpha|^2(1-r)^2} e^{-r|\alpha|^2[1-\cos(\eta_2-\eta_1)]}. \quad (4.87)$$

Pour que le contraste soit non négligeable, il faut que les deux conditions suivantes soient satisfaites en même temps:

$$|\alpha|^2(1 - r)^2 \approx |\alpha|^2((v_1 - v_2)/v_1)^2 \ll 1, \quad (4.88)$$

$$|\alpha|^2(1 - \cos(\eta_2 - \eta_1)) \approx |\alpha|^2/2(\Delta L/v_1)^2((v_2 - v_1)/v_1)^2 \ll 1. \quad (4.89)$$

De plus on sait que $\Delta \gg 1/t_{int}$ (condition de réalisation de l'interrupteur), donc nécessairement Δ est très grand devant v_1/L . Ceci nous permet de déduire que la condition 4.88 est satisfaite si la condition 4.89 est satisfaite. La condition d'obtention d'un contraste non négligeable exige une sélection de vitesse telle que $(v_1 - v_2)/v_1 \leq 1/|\alpha|$. On note que pour un champ $|\alpha|^2 = 16$ et une sélection de vitesse de l'ordre de 1% le facteur de réduction du contraste vaut 0.996.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l'interaction non résonante d'un atome à deux niveaux avec un seul mode du champ. Nous avons vu que l'atome se comporte comme un interrupteur microscopique qui contrôle un système mésoscopique qui est le champ [50]. De plus, nous avons vu que cet interrupteur peut être préparé dans une superposition de ces deux états (ouvert et fermé).

Ensuite nous avons utilisé cet interrupteur pour préparer le champ dans des états non classiques. Dans la première expérience le champ est à la fois dans un état cohérent et dans le vide de rayonnement. Dans la seconde le champ est une superposition cohérente de deux champs mésoscopiques stockés dans deux cavités différentes. Nous avons vu que ces états non classiques relaxent vers des mélanges statistiques d'autant plus vite que les nombres de photons qu'ils contiennent sont grands.

La réalisation expérimentale de ce projet est en cours. Elle nécessite un effort technologique de très haut niveau. Ceci est dû au fait que le système doit être bien isolé de son environnement, pour pouvoir observer les cohérences.

Conclusion générale

Nous avons exposé dans ce mémoire des expériences qui nous ont permis d'étudier le couplage cohérent entre un atome à deux niveaux et un champ électromagnétique stocké dans une cavité de très grand facteur de qualité dans le régime résonnant. L'atome et le champ échangent d'une manière réversible un quantum d'énergie. La fréquence de cet échange d'énergie dépend de l'état du champ. Si ce dernier est dans un état de nombre de photons bien défini, cette fréquence est unique et est proportionnelle à la racine carrée du nombre de photons que contient le champ. Le signal de Rabi correspondant à la probabilité de trouver un atome dans un de ces états internes oscille de manière sinusoïdale. En revanche, si le champ est dans un état dont le nombre de photons possède une dispersion autour de sa valeur moyenne, l'échange d'énergie entre le champ et l'atome se fait avec plusieurs fréquences, associées aux différents états du nombre de photons dans le champ. Le signal de Rabi dans ce cas est une superposition de toutes les composantes de Fourier associées à ces fréquences. De plus, comme le prédit le modèle de Jaynes-Cummings le signal expérimental présente des oscillations qui se brouillent au bout d'un certain temps, puis elles se régénèrent après un certain temps, et ainsi de suite.

La transformée de Fourier du signal expérimental présente des pics à des fréquences $\nu\sqrt{n}$, avec n entier. Ceci constitue une évidence directe de la quantification du champ dans la cavité. De plus, notre expérience nous a permis de mesurer la distribution du nombre de photons dans le champ injecté dans la cavité, et aussi de mesurer le nombre moyen de photons avec une très bonne précision, montrant ainsi la très grande sensibilité des atomes de Rydberg circulaires au champ millimétrique.

Les niveaux atomiques utilisés sont des circulaires dont la procédure de préparation a été élaborée spécialement pour ces expériences par notre groupe.

La stabilité de ces atomes a exigé d'utiliser une cavité ouverte. Comme nous l'avons montré dans le deuxième chapitre, nous avons élaboré des techniques qui nous ont permis de réaliser une cavité micro-onde ouverte de très grand facteur de qualité malgré les difficultés que posent la géométrie ouverte. Il a été montré dans ce mémoire que ces techniques sont actuellement maîtrisées. Le montage expérimental possède tous les ingrédients nécessaires pour étudier des effets non résonnants de l'interaction atome-champ. Vu de la cavité, l'effet de cette interaction est de déplacer la fréquence de la cavité. Nous avons vu dans le dernier chapitre, qu'un atome lors de son interaction avec la cavité, se comporte comme un interrupteur microscopique qui selon son état interne (e ou f) permet à un champ extérieur d'entrer ou non dans la cavité. Lorsque l'atome traverse la cavité dans une superposition de ses deux états internes, il agit sur la cavité comme un interrupteur quantique, qui est à la fois ouvert et fermé. Après interaction avec la cavité, l'atome prépare le champ dans une superposition d'un état cohérent et du vide de rayonnement. Cet état est non classique et est de type "chat de Schrödinger".

En faisant passer cet interrupteur quantique successivement dans deux cavités identiques couplées à une source classique, et en appliquant à l'atome une impulsion qui échange ces états internes lorsqu'il est entre les deux cavités, on peut préparer le champ dans un état qui est une superposition cohérente de deux champs localisés dans deux cavités différentes. Cet état est non local: il est de type EPR.

Les cohérences quantiques de ces types d'états sont rapidement détruites par le couplage avec l'environnement (relaxation du champ dans la cavité). Le temps de survie des cohérences de ces états est d'autant plus grand que le champ est bien isolé de son environnement. Pour une cavité de facteur de qualité donné le couplage d'un champ avec l'environnement est d'autant plus petit que le champ est petit, on doit donc travailler avec des petits champs pour avoir le temps de sonder ces cohérences avec un second atome.

L'étude de cette décohérence permettrait de comprendre pourquoi la superposition cohérente, caractéristique des systèmes microscopiques, n'est jamais observée dans le monde macroscopique.

Outre ce que nous avons exposé dans ce mémoire, d'autres expériences peuvent être réalisées avec le même montage expérimental. Le principe de ces expériences est légèrement différent de celui des expériences liées à l'interrupteur quantique. Un champ dans une cavité déphase la fonction d'onde

d'un atome, d'une quantité proportionnelle au nombre de photons que contient le champ. La mesure de ce déphasage permet de déduire le nombre de photons dans le mode du champ. Comme l'atome n'échange aucune énergie avec le champ, la mesure du nombre de photons se fait sans les détruire (mesure "QND"). De plus, dans une telle configuration, un atome déphase de manière différente l'état du champ suivant son état interne. D'une manière similaire aux expériences liées à l'interrupteur quantique, la combinaison de la cavité avec les deux zones de Ramsey permet la préparation d'un état de type "chat de Schrödinger", où l'état du champ est une superposition cohérente de deux états semiclassiques de phases différentes. Durant la rédaction de ce mémoire nous avons pu réaliser des expériences qui nous ont permis d'observer la décohérence d'un tel état non classique. Ces expériences feront l'objet de la thèse de J. Dreyer [100].

On peut aussi préparer des états corrélés à plusieurs atomes. Par exemple; un état dans lequel un ensemble de plusieurs atomes se trouve dans une superposition cohérente d'un état correspondant à tous les atomes excités et d'un autre état où tous les atomes sont dans l'état fondamental. De tels états sont de type GHZ.

Ces expériences nous donnent la possibilité d'approfondir notre compréhension de la mécanique quantique, et en particulier, elles nous permettent de vérifier certaines prédictions des postulats de la théorie de la mesure. L'étude du processus de décohérence en fonction du nombre de photons que contient le champ nous permettra d'explorer la frontière qui existe entre le monde classique et le monde quantique.

Bibliographie

- [1] Steven Chu. *Laser Trapping of Neutral Particles*. Scientific American., **266**, 48, (1992).
- [2] Steven Chu. *Laser Manipulation of Atoms and Particles*. Science., **253**, 861, (1991).
- [3] R. Blümel, J.M.Chen, E.Peik, W.Quint, W.Schleich, Y.R.Shen, et H.Walther. *Phase Transitions of Stored Laser-Cooled Ions*. Nature., **334**, 309, (1988).
- [4] W.M.Itano, J.C. Bergquist, et D.J.Wineland. *Laser Spectroscopy Of trapped Atomic Ions*. Science., **237**, 612, (1987).
- [5] W.D.Phillips, P.L.Gould, et P.D.Lett. *Cooling, Stopping, and trapping atoms*. Science., **239**, 877, (1988).
- [6] C.Cohen-Tannoudji et W.D. Phillips. *New Mechanisme for Laser Cooling*. Physics Today., **43**, 33, (1990).
- [7] W.M. Itano et Norman. F. Ramsey. *Accurate Measurement of Time*. Scientific American., **269**, 46, (1993).
- [8] C.Monroe, D.M.Meekhof, B.E.King, et D.J.Wineland. *A "Schrödinger cat" Superposition State of an Atom*. Science, **272**, 1131, (1996).
- [9] C. Cohen-Tannoudji. Atomic motion in laser light. Dans J. Dalibard, J.M. Raimond, et J. Zinn-Justin, éditeurs, *Fundamental Systems in Quantum Optics, Les Houches Summer School, Session LIII*, page 1. North Holland, Amsterdam, (1992).

- [10] S. Haroche et J.-M. Raimond. *Cavity Quantum Electrodynamics*. Scientific American, , 54, April 1993.
- [11] S. Haroche et D. Kleppner. *Cavity Quantum Electrodynamics*. Phys. Today, , 24, January 1989.
- [12] J.-M. Raimond et S. Haroche. Atoms in cavities. Dans C. Weisbuch et E. Burnstein, éditeurs, *Confined Electrons and Photons*, page 383. Plenum Press, New York, (1995).
- [13] S. Haroche et J.-M. Raimond. Manipulation of non-classical field states in a cavity by atom interferometry. Dans P. Berman, éditeur, *Advances in Atomic and Molecular Physics, supplement 2*, page 123. Academic Press, New York, (1994).
- [14] N. Bohr. Nature., **121**, 580, (1928).
- [15] N. Bohr. Phys.Rev., **48**, 696, (1935).
- [16] W. Heisenberg. Z. Phys., **43**, 172, (1927).
- [17] A. Einstein, B. Podolski, et N. Rosen. *Can Quantum Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?* Phys. Rev., **47**, 777, (1935).
- [18] D. Bohm. *Quantum Theory*. prentice-Hall, (1951).
- [19] J.S. Bell. *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge, (1987).
- [20] J.D. Franson. *Bell inequality for position and time*. Phys.Rev.Lett., **62**, 2205, (1989).
- [21] D.M. Greenberger, M.A. Horne, et A. Zeilinger. *Bell's theorem without inequalities*. Am. J. of Physics, **58**, 1131, (1990).
- [22] N.D. Mermin. *Extreme Entanglement in a Superposition of Macroscopically Distinct States*. Phys. Rev. Lett., **65**, 1838, (1990).
- [23] E. Schrödinger. *Die Gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik*. Naturwissenschaften, **23**, 807,823,844, (1935).

- [24] S.R. Jefferts, C. Monroe, E.W. Bell, et D.J. Wineland. *Phys. Rev. A.*, **51**, 3112, (1995).
- [25] D.M. Meekhof, C. Monroe, B.E. King, W.M. Itano, et D.J. Wineland. *Generation of Non Classical Motional States of a Trapped Ion*. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1796, (1996).
- [26] S. Haroche. *Cavity quantum optics*. *Physics World*, **4**, 33, (1991).
- [27] S. Haroche. Cavity quantum electrodynamics. Dans J. Dalibard, J.-M. Raimond, et J. Zinn-Justin, éditeurs, *Fundamental Systems in Quantum Optics, Les Houches Summer School, Session LIII*, page 767. North Holland, Amsterdam, (1992).
- [28] S. Haroche, J.-M. Raimond, et M. Brune. Manipulation of quantum fields in a cavity by atomic interferometry. Dans *Quantum Interferometry*. World Scientific, Singapore, (1993).
- [29] S. Haroche. *Measuring Photons Non Destructively*. *Europhys. News*, **24**, 51, (1993).
- [30] S. Haroche, M. Brune, J.-M. Raimond, et L. Davidovich. Mesoscopic quantum coherences in cavity QED. Dans F. Ehlotzky, éditeur, *Fundamentals of Quantum Optics III*, page 223. Springer Verlag, Berlin, (1993).
- [31] S. Haroche, M. Brune, et J.-M. Raimond. Atomic motion in the field of a few photons stored in a high Q cavity and matter-wave interferometry. Dans H. Walther et al., éditeur, *Atomic Physics 13*. World Scientific, Singapore, (1993).
- [32] 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).
- [33] G. Wentzel. *Z. Physik.*, **40**, 574, (1926).
- [34] M.O. Scully et M. Sargent III. *Phys. Today*, **25**, 38, (1972).
- [35] L. Mandel. *Progress in Optics*, **XIII**, 27, (1976).

- [36] W.H. Richardson, S. Machida, et Y. Yamamoto. *Squeezed Photon-Number Noise and Sub-Poissonian Electrical Partition Noise in a Semi-Conductor Laser*. Phys. Rev. Lett., **66**, 2867, (1991).
- [37] S. Machida et Y. Yamamoto. *Observation of Sub-Poissonian Photoelectron Statistics in a Negative Feedback Semiconductor Diode Laser*. Opt. Comm., **57**, 290, (1986).
- [38] P.Grangier, A.Aspect, et G.Roger. *Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences*. Europhys.Lett., **1**, 173, (1986).
- [39] J.F. Roch, J.P. Poizat, et P. Grangier. *Sub-Shot-Noise Manipulation of Light Using Semiconductor Emitters and Recievers*. Phys. Rev. Lett., **71**, 2006, (1993).
- [40] G. Rempe, M.O. Scully, et H. Walther. *The One-Atom Maser and the Generation of Non Classical Lighr*. Physica Scripta, **T34**, 5, (1991).
- [41] Claude Cohen-Tannoudji. *Cours de physique atomique et mol'éculaire au collège de France*. , (1979).
- [42] L. Davidovich, M. Brune, J.-M. Raimond, et S. Haroche. *Mesoscopic Quantum Coherences in Cavity QED: Preparation and Decoherence Monitoring Schemes*. Phys. Rev., **A53**, 1295, (February 1996).
- [43] J.-M. Raimond, M. Brune, S. Haroche, F. Schmidt-Kaler, L. Davidovich, et N. Zagury. Measuring and manipulating quantum fields in a cavity by atom interferometry. Dans D.J. Wineland, C.E. Wieman, et S.J. Smith, éditeurs, *Atomic Physics*, volume 14, page x297. AIP Press, New York, (1995).
- [44] W. Zurek. *Decoherence and the Transition from Quantum to Classical*. Phys. Today, , 36, October 1991.
- [45] W.H. Zurek. *Pointer basis of quantum apparatus :Into what mixture does the wave packet collapse?* Phys. Rev., **D24**, 1516, (1981).
- [46] G.J. Milburn et C.A. Holmes. Phys. Rev. Lett., **56**, 2237, (1986).

- [47] E. Joos et H.D. Zeh. *Z. Phys.*, **B59**, 223, (1985).
- [48] Claude Cohen-Tannoudji. *Cours de physique atomique et moléculaire au collège de France.* , (1989).
- [49] W.H. Zurek. *Environment-induced superselection rules.* *Phys. Rev.*, **D26**, 1862, (1982).
- [50] L. Davidovich, A. Maali, M. Brune, J.-M. Raimond, et S. Haroche. *Quantum Switches and Non-Local Microwave Fields.* *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2360, (1993).
- [51] E.T. Jaynes et F.W. Cummings. *Comparison of quantum and semi-classical radiation theories with application to the beam Maser.* *Proc. IEEE*, **51**, 89, (1963).
- [52] W.H. Louisell. *Quantum Statistical Properties of Radiation.* Wiley, New York, (1973).
- [53] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, et G. Grynberg. *Photons and Atoms.* Wiley, New York, (1992).
- [54] F. Bernardot, P. Nussenzeig, M. Brune, J.-M. Raimond, et S. Haroche. *Vacuum Rabi Splitting Observed on a Microscopic Atomic Sample in a Microwave Cavity.* *Europhys. Lett.*, **17**, 33, (1992).
- [55] 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).
- [56] R.J. Glauber. *The quantum theory of optical coherence.* *Phys. Rev.*, **130**, 2529, (1963).
- [57] R.J. Glauber. Optical coherence and photon statistics. Dans C. de Witt, A. Blandin, et C. Cohen-Tannoudji, éditeurs, *Quantum Optics and Electronics, Les Houches Summer School.* Gordon and Breach, London, (1965).
- [58] J.H. Eberly, N.B. Narozhny, et J.J. Sanchez-Mondragon. *Periodic Spontaneous Collapse and Revival in a Simple Quantum Model.* *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 1323, (1980).

- [59] P.L. Knight et P.M. Radmore. *Quantum origine of dephasing and revivals in the coherent-state Jaynes-Cummings model*. Phys. Rev., **A26**, 676, (1982).
- [60] S. Haroche. Rydberg atoms and radiation in a resonant cavity. Dans G. Grynberg et R. Stora, éditeurs, *New Trends in Atomic Physics, Les Houches Summer School Session XXXVIII*, page 347. North Holland, Amsterdam, (1984).
- [61] M.Zimmerman, M.Littman, M. Kash, et D.Kleppner. Phys. Rev., , 2251, (1979).
- [62] R. Freeman et D. Kleppner. Phys. Rev., **A14**, 1614, (1976).
- [63] P. Nussenzveig, F. Bernardot, M. Brune, J. Hare, J.-M. Raimond, S. Haroche, et W. Gawlik. *Preparation of High Principal Quantum Number Circular States of Rubidium*. Phys. Rev., **A48**, 3991, (1993).
- [64] F. Bernardot. *Tèse de Doctorat*. Université Paris 6, , (1994).
- [65] J. Liang. *Tèse de Doctorat*. Université Paris 6, , (1986).
- [66] P. Nussenzveig. *Tèse de Doctorat*. Université Paris 6, , (1994).
- [67] H.Kogelnik et T.Li. *Laser Beams and resonators*. Proc.IEEE., **54**, 1312, (1966).
- [68] J.R.Lalanne, A.Ducasse, et S.Kielich. *Interaction Laser Molecule*. Polytechnica, (1994).
- [69] W.Winkler, R.Schilling, K.Danzmann, J.Mizuno, et K.A.Strain. *Light scattering described in the mode picture*. Applied Optics, , (1984).
- [70] S.Isagawa. J.Appl.Phys., **51**, 4460, (1984).
- [71] R.Bonin et R.W.R th. Particle Accelerators., **40**, 59, (1992).
- [72] H.Dipers, O.Schmidt, H.Martens, et F.S.Sun. Phys.Lett., **37**, (1971).
- [73] H.E.Bennett et J.O.Porteus. J.Opt.Soc.Am., **51**, 123, (1961).

- [74] A.L.Cullen F.R.S et P.K.Yu. *Complex source-point Theories of the electromagnetic open resonator*. Proc.R.Soc., , 155, (1979).
- [75] G. Rempe, H. Walther, et N. Klein. *Observation of Quantum Collapse and Revival in a One-Atom Maser*. Phys. Rev. Lett., **58**, 353, (1987).
- [76] G. Rempe et H. Walther. xxxxx. Dans Y. Prior, A. Ben-Reuven, et N. Rosenblum, éditeurs, *Methods of Laser Spectroscopy*, page 11. Plenum Press, New York, (1986).
- [77] J.I.Cirac, A.S.Parkins, R.Blatt, et P.Zoller. Phys.Rev.Lett., **70**, 556, (1993).
- [78] J.I.Cirac, R.Blatt, A.S.Parkins, et P.Zoller. Phys.Rev.Lett., **70**, 762, (1993).
- [79] P.J. Bardroff, E. Mayr, et W.P. Schleich. *Quantum State Endoscopy: Measurement of the Quantum State in a Cavity*. Phys. Rev., **A51**, 4963, (1995).
- [80] P.J. Bardroff, E. Mayr, W.P. Schleich, P. Domokos, M. Brune, J.-M. Raimond, et S. Haroche. *Simulation of Quantum State Endoscopy*. Phys. Rev., **A**, To be published, (1996).
- [81] M. Brune, S. Haroche, V. Lefèvre, J.-M. Raimond, et N. Zagury. *Quantum Non-Demolition Measurements of Small Photon Numbers by Rydberg Atoms Phase Sensitive Detection*. Phys. Rev. Lett., **65**, 976, (1990).
- [82] M. Brune, S. Haroche, J.-M. Raimond, L. Davidovich, et N. Zagury. *Manipulation of Photons in a Cavity by Dispersive Atom-Field Coupling: Quantum Non Demolition Measurements and Generation of Schrödinger Cat States*. Phys. Rev., **A45**, 5193, (1992).
- [83] M. Brune, P. Nussenzveig, F. Schmidt-Kaler, F. Bernardot, A. Maali, J.-M. Raimond, et S. Haroche. *From Lamb Shifts to Light Shifts: Vacuum and Subphoton Cavity fields Measured by Atomic Phase Sensitive Detection*. Phys. Rev. Lett, **72**, 3339, (1994).
- [84] J. Jacobson, G. Björk, I. Chuang, et Y. Yamamoto. *Photonic de Broglie Waves*. Phys. Rev. Lett., **74**, 4835, (1995).

- [85] S. Haroche et J.-M. Raimond. Radiative properties of Rydberg states in resonant cavities. Dans D.R. Bates et B. Bederson, éditeurs, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, volume XX, page 347. Academic Press, New York, (1985).
- [86] P.A.Martin et F.Rothen. *Problèmes N-Corps et Champs Quantiques*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, (1990).
- [87] J. Perina. *Quantum Statistics of Linear and non Linear Optical Phenomena*. Reidel, Dordrecht, (1984).
- [88] A.J. Leggett, S. Chakravarty, A.T. Dorsey, M.P.A. Fisher, A. Garg, et W. Zwerger. *Dynamics of the Dissipative Two-state System*. Rev. Mod. Phys., **59**, 1, (1987).
- [89] J.S. Bell. *On the Einstein Podolsky Rosen Paradox*. Physics, **1**, 195, (1964).
- [90] A. Aspect, J. Dalibard, et G. Roger. *Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers*. Phys. Rev. Lett., **49**, 1804, (1982).
- [91] A.Aspect, P.Grangier, et G.Roger. *Experimental Realisation of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities*. Phys.Rev.Lett., **49**, 91, (1982).
- [92] Z.Y.Ou, X.Y.Zou, L.J.Wang, et L.Mandel. *Observation of nonlocal interference in separated photon channels*. Phys.Rev.Lett., **65**, 321, (1990).
- [93] P.G.Kwiat, W.A. Veraka, C.K. Hong, H. Nathel, et R.Y. Chiao. *Observation of nonlocal two-photon interference in a dual-beam Michelson interferometer*. Phys.Rev.A., **41**, 2910, (1990).
- [94] D.C. Burnham et D.L Weinberg. *Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs*. Phys.Rev.Lett., **25**, 84, (1970).
- [95] C.A. Kocher et E.D. Commins. *Polarisation correlation of photons emitted in an atomic cascade*. Phys.Rev.Lett., **18**, 575, (1967).

- [96] J.F.Clauser et M.A.Horne. *Experimental consequences of objective local theories*. Phys.Rev.D., **10**, 526, (1974).
- [97] M.Zukowski, A.Zeillinger, M.A. Horne, et A.K. Ekert. “ *Event-Ready-Detectors*” *Bell Experiment via Entanglement Swapping*. Phys.Rev.Lett., **71**, 4287, (1993).
- [98] S.J. Freedman et J.S. Clauser. *Experimental test of local hidden-variable theories*. Phys. Rev. Lett., **28**, 938, (1972).
- [99] J.A. Wheeler et W.H. Zurek, éditeurs. Princeton, (1983). Princeton University Press.
- [100] J. Dreyer. *Tèse de Doctorat*. Université Paris 6, , (1997).

OSCILLATIONS DE RABI QUANTIQUES :TEST DIRECT DE LA QUANTIFICATION DU CHAMP

Résumé: Un atome de Rydberg circulaire et un champ électromagnétique stocké dans une cavité supraconductrice de très grand facteur de qualité constituent un système simple, bien isolé de son environnement et permettant d'étudier l'interaction rayonnement-matière.

Dans ce mémoire nous présentons une expérience réalisée dans une situation où l'atome et le champ sont en résonance. Le signal de Rabi correspondant à l'évolution de la population atomique présente des composantes de Fourier dont les fréquences sont proportionnelles aux racines carrées des entiers successifs ; ceci met directement en évidence la quantification du champ dans la cavité. Nous montrons également que l'analyse des signaux permet de remonter aux propriétés statistiques du champ.

Enfin, en analysant l'interaction non résonante de l'atome avec la cavité, nous montrons que dans un futur proche, il sera possible de préparer des superpositions quantiques d'états du champ présentant des différences mésoscopiques. Ces états sont de type "chat de Schrödinger". L'étude de la décohérence de ces états en fonction du nombre de photons que contient le champ permet d'explorer la frontière qui existe entre le monde quantique et le monde classique.

Mots-clefs: Atome à deux niveaux, Atomes de Rydberg, Cavité supraconductrice, Oscillation de Rabi, Interrupteur quantique, Chat de Schrödinger, Décohérence.

Abstract : Circular Rydberg atom and electromagnetic field stored in superconducting cavity constitute a simple system, isolated from the environment and allow us to study the interaction between the matter and the radiation.

This work presents an experiment in a resonant regime. The Rabi signal corresponding to the evolution of the atomic populations presents Fourier components at frequencies proportional to square root of successive integers; it's a direct evidence of field quantization in a cavity. We also demonstrate that the analysis of the signal gives the distribution of the photons number in the field stored in the cavity.

This states are called "Schrödinger cat states". The study of the decoherence of this state versus the photons contained in this fields will allow us to explore the boundary between the classical and the quantum world.

Key Words: Two-level atom, Circular Rydberg atom, Superconducting cavity, Rabi oscillations. Quantum switch, Schrödinger cat states, Decoherence.