



HAL
open science

VERS LE PIEGEAGE D'ATOMES DE RYDBERG CIRCULAIRES

Philippe Hyafil

► **To cite this version:**

Philippe Hyafil. VERS LE PIEGEAGE D'ATOMES DE RYDBERG CIRCULAIRES. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT : . tel-00012092

HAL Id: tel-00012092

<https://theses.hal.science/tel-00012092>

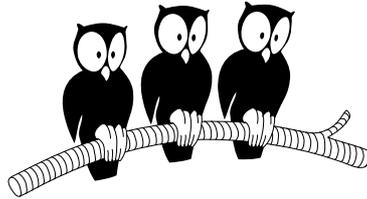
Submitted on 6 Apr 2006

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 VI
spécialité : Physique Quantique

présentée par
Philippe HYAFIL

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

Sujet de la thèse :
VERS LE PIEGEAGE D'ATOMES DE RYDBERG
CIRCULAIRES

Soutenue le 18 avril 2005 devant le jury composé de :

M. M. BRUNE	Directeur de thèse
Pr. C. FABRE	
M. D. ESTEVE	
Pr. F. SCHMIDT-KALER	Rapporteur
M. C. WESTBROOK	Rapporteur

Remerciements

Le travail de recherche qui constitue l'objet de ce manuscrit a été effectué au Laboratoire Kastler-Brossel. Je remercie ses directeurs successifs, Elisabeth Giacobino et Franck Laloë, qui m'y ont accueilli.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Michel Brune qui a dirigé cette thèse. Ses qualités pédagogiques dont j'ai bénéficié notamment à l'école Polytechnique sont en partie responsables de mon choix de laboratoire. Son extrême rigueur intellectuelle l'a maintes fois conduit à mettre le doigt sur des difficultés tant théoriques que techniques. Mais, loin de se contenter du rôle d'annonceur de mauvaises nouvelles, il conserve en toute circonstance son enthousiasme face à l'obstacle et n'a de cesse de proposer des solutions. Cette attitude me semble être la clef de la réussite dans le domaine de la recherche.

Serge Haroche et Jean-Michel Raimond dirigent le groupe d'*électrodynamique des systèmes simples* au sein duquel j'ai travaillé. J'ai beaucoup apprécié leurs qualités d'enseignant au cours des différents séminaires et cours auxquels j'ai assisté. Je leur suis très reconnaissant de placer les questions les plus fondamentales de la mécanique quantique au centre des préoccupations du groupe en les abordant avec un mélange séduisant de sérieux, de décontraction et d'humour.

Gilles Nogues a encadré cette thèse au quotidien. Je lui dois une grande partie des connaissances et des savoir-faire acquis au laboratoires. Je le remercie tant pour cet enseignement que pour les multiples discussions sortant du cadre de la physique que nous avons eues.

J'ai collaboré au cours de cette thèse avec le groupe Quantronics du CEA Saclay. Je souhaite remercier en particulier Daniel Estève qui m'a accueilli chaleureusement dans son laboratoire et m'a initié aux joies de la nano-fabrication. Une grande partie des résultats présentés dans cette thèse ont été rendus possibles par les discussions et le travail réalisés avec les membres de son équipe. Merci donc à Denis Vion, Cristian Urbina, Hughes Pothier, Philippe Joyez, Pief Orfila et Abdelhanin Aassime pour les multiples avis et conseils, la bonne humeur et les gateaux.

J'ai également bénéficié de l'expertise de Jean-Paul Maneval et François-René Ladan sur les couches minces supraconductrices. Je tiens à les en remercier.

Je remercie Chris Westbrook et Ferdinand Schmidt-Kaler pour leur lecture très soignée de ce manuscrit en tant que rapporteurs. Merci également à Claude Fabre d'avoir présidé le jury.

Les résultats présentés ici, et plus encore les fausses pistes qui n'y figurent pas, sont

le fruit d'un travail de groupe. Mon principal comparse dans cette petite aventure a été John "Jack" Mozley. Parler de flegme et d'humour quand il est question d'un citoyen britannique peut sembler convenu, toutefois ces qualités me semblent les plus appropriés à décrire Jack. Je souhaite le remercier d'avoir su les conserver dans notre travail quotidien en dépit des quelques contretemps qui ont agrémenté notre périple. J'espère qu'après avoir été un partenaire idéal de recherche, il demeurera un ami en dépit de la distance. Je tiens également à remercier Aurélien Perrin, Julien Tailleur, Vivien Lecomte, Razvan Gurau et Ehun Joung qui ont réalisé des stages avec nous. Je souhaite bonne chance à Angie Quary, Thomas Nirrengarten et Cédric Roux qui ont repris le flambeau.

J'ai eu plaisir à côtoyer des étudiants travaillant dans les autres équipes du groupe. Je tiens à remercier en particulier Tristan Meunier avec qui j'ai partagé de très bon moments, aussi bien au laboratoire qu'en dehors et notamment sur les terrains de basket-ball. Merci également à Paolo Maioli dont la bonne humeur constante a souvent introduit un peu de soleil italien dans la grisaille parisienne. Merci à Sébastien Gleyzes qui, pour paraphraser Paolo, travaille dur à concrétiser les rêves de montage à deux cavités. Mes amitiés à Sébastien Steiner, Stéfano Osnaghi et Benoît Darquié avec qui le laboratoire aura surtout été un lieu de rencontre.

Merci à Xavier Brockmann, Patrice Bertet, Arno Rauschenbeutel et Stefahn Kuhr qui travaillent ou ont travaillé dans le groupe et m'ont aidé à un moment ou un autre. Merci à Romain Long dont certains dessins illustrent ce manuscrit.

Les couloirs du département fourmillent d'étudiants dont les préoccupations n'ont heureusement aucun rapport avec les fondements de la mécanique Quantique et la plomberie. Mes compliments à Julien Husson qui aura sans doute besoin d'un peu plus qu'une vie pour mener à bien tout ce qu'il entreprend. J'espère avoir longtemps le plaisir d'en rire avec lui. Mes amitiés à Salima Rafai, Julie Drappier, Julien Gabelli, Gwendal Fève, Olaf Duemmer, Sabine Stock que je ne manquerai pas de revoir ici ou ailleurs.

Le quotidien des différentes équipes de recherche est grandement facilité par le travail des services techniques et administratifs du laboratoire et du département. Je tiens à remercier en premier lieu Jean-François Point et Didier Courtiade sans qui le département s'effondrerait sans doute en quelques jours. Merci également à Jack Olejnick dont la patience a été mise à rude épreuve par les multiples changements de plans de notre cryostat. Son aide continue d'être extrêmement précieuse au groupe. Merci aux mécaniciens des ateliers, Jean-Claude Paindorge, Stefano Lun-Kwong-Leon, Yvon Cabirou, Michel Quidu, Rémi Fert pour leur disponibilité et les multiples conseils prodigués. Merci à Olivier Andrieu et Willy Danay qui ont au moins autant travaillé pour produire de l'Hélium liquide que nous pour parvenir à l'utiliser. Merci à Lionel Pérennes et Patrick Giron pour l'électronique et le bonjour quotidien. Merci à Robert Dalais, Franck Bouche-reau, Jean-Marc Jusseau et Philippe Rousseau du service électrique pour leur réactivité. Merci à Zaïre Dissi, Xavier Monin et Francis Hulin-Hubard pour leur lumières avisées sur l'informatique. Merci à Bruno Fabre pour l'excellent accueil au magasin matière. Merci aux secrétaires du laboratoire et du département, Linda Krikorian, Régine André, Zohra Oyassoun, Geneviève Piard, Corinne Palescandolo et Vera Da Costa pour leur compétence et leur bonne humeur en dépit du code des marchés publics et autres réjouissances.

Mes derniers remerciements vont à ma famille et à mes amis grâce auxquels le monde

ne s'est jamais arrêté aux portes du laboratoire.

Paris, Septembre 2005

Table des matières

Table des matières	i
Introduction	1
1 Des atomes de Rydberg circulaires piégés	9
1.1 Manipuler des atomes de Rydberg circulaires	9
1.1.1 Propriétés	9
1.1.2 Préparation	13
1.1.3 L'expérience en jet atomique	16
1.1.3.a Description	17
1.1.3.b Une collision atomique assistée par la cavité	19
1.1.4 Le cahier des charges	27
1.2 Des atomes de Rydberg circulaires à la demande	29
1.2.1 Le blocage dipolaire	29
1.2.2 Micro-piégeage d'atomes dans le niveau fondamental	32
1.2.2.a Atomes en champ magnétique	33
1.2.2.b Pièges magnétiques "classiques"	34
1.2.2.c Micropièges magnétiques	37
1.2.3 Utilisation pour une expérience d'excitation d'atomes de Rydberg .	45
1.2.4 Chargement d'un piège magnétique cryogénique	50
2 Un nouveau dispositif experimental	55
2.1 Le cryostat	55
2.1.1 Description	55
2.1.2 Contacts supraconducteurs	60
2.1.3 Performances	64
2.2 La source externe d'atomes lents	65

2.2.1	Dispositif	66
2.2.2	Caractéristiques du jet	72
2.3	Le piège magnéto-optique miroir cryogénique	79
2.3.1	Simulations	79
2.3.2	Dispositif	85
3	Manipuler les atomes de Rydberg circulaires	89
3.1	Inhibition de l'émission spontanée	89
3.1.1	Principe	89
3.1.2	Limitations expérimentales	92
3.2	Le piégeage	96
3.2.1	Un piège électrique dynamique	96
3.2.2	Géométries d'électrodes	98
3.2.2.a	Piège "hexapolaire"	98
3.2.2.b	Piège A	99
3.2.2.c	Piège B	103
3.2.3	Simulations	105
3.3	Le maintien des cohérences atomiques	110
3.3.1	Une transition élargie par le mouvement	111
3.3.2	La technique d'habillage micro-onde	112
3.3.3	Des échos atomiques	121
3.4	Des atomes de Rydberg piégés en interaction	125
3.4.1	Spectroscopie	125
3.4.2	Collisions assistées	128
4	Comptage d'électrons : un détecteur supraconducteur	133
4.1	Aspects théoriques	133
4.1.1	Principe de fonctionnement	133
4.1.2	Cas des électrons	134
4.1.3	Modèle simple pour la détectivité	135
4.2	Dispositif expérimental	138
4.2.1	Echantillons	138
4.2.2	Montage cryogénique et source d'électrons	140
4.2.3	Circuits de polarisation	140
4.2.3.a	Echantillon 1	141

4.2.3.b	Echantillon 2	142
4.3	Signaux de détection	143
4.3.1	Courants critiques	143
4.3.2	Mesures dynamiques de courants critiques	145
4.3.3	Premiers signaux	147
4.3.4	Comptage d'électrons	149
4.4	Un dispositif à améliorer	152
4.4.1	Le problème du bruit	152
4.4.2	Une meilleure source d'électrons	153
4.4.3	Développements futurs	154
A	Piéger magnétiquement un atome de Ryberg circulaire	157
A.1	Configuration d'électrodes	157
A.2	Ordres de grandeur	157
A.3	Construction de la configuration	158
A.4	Cohérence atomique	162
B	Notations	165
C	Pression de radiation	167
	Bibliographie	169

Table des figures

1	Oscillation de Rabi du vide.	3
1.1	Trois niveaux de Rydberg circulaires $ e\rangle$, $ g\rangle$ et $ i\rangle$	10
1.2	Diagramme d'énergie Stark des niveaux de Rydberg $n=50$ et $n=51$	12
1.3	Excitation des états de Rydberg circulaires	15
1.4	Détection par ionisation	17
1.5	Schéma général de l'expérience en jet atomique	18
1.6	Collision de deux atomes de Rydberg	22
1.7	Oscillation de Rabi entre deux atomes de Rydberg circulaires.	23
1.8	Oscillation de Rabi entre deux atomes (signal expérimental)	25
1.9	Principe de l'effet de blocage dipolaire.	29
1.10	Interaction dipôle-dipôle : processus d'absorption-émission	31
1.11	Moment magnétique précessant autour du champ \mathbf{B}	33
1.12	Levée de dégénérescence Zeeman des sous-niveaux $ F = 1\rangle$ et $ F = 2\rangle$ du fondamental $5S_{1/2}$ du ^{87}Rb	34
1.13	Bobines en configuration anti-Helmholtz.	35
1.14	Barres de Ioffe.	36
1.15	Obtention d'un piège de Ioffe-Pritchard 3D au moyen de barres de Ioffe et de bobines " Pinch ".	36
1.16	Superposition du champ d'un conducteur linéaire et d'un champ homogène perpendiculaire	38
1.17	Champs magnétiques d'un fil infiniment fin et d'un fil large.	40
1.18	Champ créé par un croisement de conducteurs.	42
1.19	Piège de Ioffe-Pritchard en "H".	42
1.20	Piège de Ioffe-Pritchard en "Z"	43
1.21	Piège quadrupolaire en "H"	43
1.22	Piège quadrupolaire en U	44
1.23	Electrodes de "circularisation".	46

1.24	Confinement transverse au moyen d'un conducteur et d'une paire de bobines.	47
1.25	Confinement transverse au moyen de trois conducteurs.	48
1.26	Principe du convoyeur à atomes	49
1.27	Schéma de la configuration de conducteurs pour le convoyeur.	49
1.28	Principe du PMO-miroir	50
1.29	Variante du PMO-miroir	51
1.30	Séquence expérimentale projetée.	53
2.1	Plan d'ensemble du montage expérimental.	56
2.2	Plan du cryogénérateur.	58
2.3	Montage des tubes imbriqués.	59
2.4	La "pièce à soufflet".	59
2.5	La cellule expérimentale.	60
2.6	Soudure à l'arc entre deux fils Niomax.	62
2.7	Contacts supraconducteurs sur la puce et son support.	63
2.8	Cartographie des soudures.	65
2.9	Schéma de principe de la source d'atomes lents.	66
2.10	Montage ultra-vide de la source d'atomes lents.	67
2.11	Structure Zeeman des niveaux $5^2S_{1/2}$ et $5^2P_{3/2}$ du ^{87}Rb .	68
2.12	Montage optique des faisceaux pièges.	69
2.13	Montage optique du faisceau repompeur.	70
2.14	Spectre d'absorption saturée : structure hyperfine et crossover du ^{87}Rb .	70
2.15	Montage optique du faisceau sonde	71
2.16	Image du jet atomique.	73
2.17	Séquence expérimentale pour la mesure de la distribution de vitesse.	75
2.18	Distribution de vitesse du jet atomique.	76
2.19	Variation du flux atomique avec la puissance laser transverse.	77
2.20	Variation du jet atomique avec la puissance du laser vertical.	78
2.21	Divergence du jet atomique.	79
2.22	Système d'axe et notation pour les simulations de repiégeage.	80
2.23	Géométrie de la <i>bobine du quadrupôle</i> .	81
2.24	Refroidissement dans la direction x .	84
2.25	repompage	85
2.26	piegeageP45	86

2.27	Multiplexeur fibré	86
3.1	Géométrie pour l'inhibition de l'émission spontanée.	90
3.2	Technique des images.	91
3.3	Taux d'émission spontanée d'un dipôle entre deux miroirs parfaits parallèles.	92
3.4	Paramètres altérant l'inhibition de l'émission spontanée.	94
3.5	Schéma de niveaux pour l'absorption de photons π du corps noir.	95
3.6	Energie potentielle en point de selle.	97
3.7	Géométrie d'électrodes pour un piège hexapolaire.	99
3.8	Géométrie du piège A.	100
3.9	Calcul du paramètre η	102
3.10	Géométrie du piège B	104
3.11	Trajectoire typique dans le piège A.	107
3.12	Evolution du taux de piégeage en fonction de la pulsation du champ "hexapolaire".	107
3.13	Trajectoire non piégée dans le piège A.	108
3.14	Variation de l'inclinaison de l'orbite avec la position dans le piège ?.	109
3.15	Variation de la fréquence de transition avec le champ électrique.	111
3.16	Schéma de niveaux pour la technique "d'habillage" micro-onde.	113
3.17	Technique d'habillage micro-onde.	115
3.18	Principe de l'interférométrie de Ramsey.	117
3.19	Evolution du contraste des franges de Ramsey en fonction du temps en présence de la micro-onde d'habillage.	120
3.20	Distribution de phases accumulées après 500 ms	121
3.21	Evolution de la phase d'une cohérence atomique en fonction du temps en présence de la micro-onde d'habillage.	122
3.22	Accumulation de la phase dans le piège électrique.	123
3.23	La technique d'écho atomique.	124
3.24	Variation du déplacement en pulsation avec la distance entre les miroirs.	126
3.25	Variation du déplacement en pulsation avec la distance à l'un des miroirs.	127
3.26	Calcul du "patch effect".	127
3.27	Guide d'ondes coplanaire et cavité.	129
3.28	Lignes de champ électrique quasi-statique d'une ligne de transmission coplanaire.	129
4.1	Principe du détecteur à film supraconducteur	134

4.2	Influence de la position de l'impact de l'électron.	136
4.3	Variation de l'efficacité de détection en fonction du courant imposé.	137
4.4	Fabrication des échantillons pour la détection.	138
4.5	Images en microscopie électronique des échantillons pour la détection d'élec- trons uniques.	139
4.6	Petit cryostat pour les tests de détection d'électrons uniques.	140
4.7	Circuit de polarisation de l'échantillon 1.	141
4.8	Circuit de polarisation de l'échantillon 2.	142
4.9	Filtre passe-bas "à poudre".	143
4.10	Mesure du courant critique de l'échantillon 2.	143
4.11	Mesure du courant critique de l'échantillon 1.	144
4.12	Variation du courant de transition de l'échantillon 1 en fonction de la vitesse de rampe.	146
4.13	Mesure de courant critique dynamique à l'oscilloscope.	147
4.14	Signaux bruts de détection d'électrons uniques.	148
4.15	Signaux de détection d'électrons uniques moyennés.	148
4.16	Variation du taux de comptage en fonction du courant de "bias".	150
4.17	Variation du taux de comptage en fonction du courant de "bias" pour différents flux électroniques.	151
4.18	Variation du taux de comptage en fonction du courant de "bias".	151
4.19	Fluctuations de la source d'électrons.	154
A.1	Configuration à une paire de conducteurs parallèles.	159
A.2	Configuration à deux paires de conducteurs parallèles.	160

Introduction

Le problème des systèmes simples

"... we never experiment with just one electron or atom or (small) molecule. In thought experiments we sometimes assume we do ; this invariably entails ridiculous consequences." C'est par ces mots que Erwin Schrödinger tentait en 1952 de contourner les paradoxes soulevés par les expériences de pensées proposées par les fondateurs de la Mécanique Quantique pour mieux l'appréhender [1]. Quelques cinquante ans plus tard, la manipulation de particules uniques, si elle n'est pas monnaie courante, est néanmoins une réalité dans de nombreux laboratoires. Des équipes de physiciens utilisant des systèmes divers s'évertuent à faire mentir, respectueusement, Schrödinger en réalisant des systèmes proches des fameuses "Gedanken Experiment".

Les expériences de photons uniques polarisés ont, il y a une trentaine d'année, ouvert la voie de la manipulation de systèmes simples. L'observation de la violation des inégalités de Bell apportèrent alors une première contribution expérimentale a un débat jusqu'alors dominé par des considérations strictement théoriques [2],[3]. Les outils utilisés dans ces expériences, lames d'ondes et éléments polarisants principalement, sont assez simples. C'est en fait la détection et la préparation de photons uniques qui constituent les plus grandes difficultés de ce domaine d'investigation. Ainsi, s'il est relativement aisé de produire des paires de photons intriqués la préparation d'autres états est nettement plus ardue. Toutefois, la perspective d'une application commerciale à la cryptographie quantique pousse aujourd'hui de nombreux laboratoires à développer des sources et des détecteurs toujours plus performants [4],[5].

Les équipes de R. Blatt à Innsbruck et de D. Wineland à Boulder se sont spécialisées dans la manipulation d'ions piégés [6]. Un petit nombre d'ions est confiné dans un piège de Paul dans le régime de Lamb-Dicke. Grâce à une technique de "refroidissement par bandes latérales" ces atomes peuvent être conduits jusqu'au niveau fondamental de vibration du piège avec une pureté pouvant atteindre 99,9 % [7]. Ce système jouit en outre d'une très grande efficacité de détection de l'état interne des ions ce qui a permis de violer les inégalités de Bell sans "detection loophole" [8]. D'autres problématiques fondamentales de la Mécanique Quantique ont également été illustrée à travers l'observation de l'effet Zénon [9] ou encore la préparation d'un état du type "chat de Schrödinger" [10]. Les expériences utilisant des ions piégés sont aujourd'hui essentiellement limitées par la difficulté à travailler avec un grand nombre d'ions.

Les atomes neutres constituent un autre outil de choix pour l'étude de systèmes simples. On peut aujourd'hui distinguer deux branches principales de ce domaine qui se recourent

parfois. L'électrodynamique quantique en cavité d'une part vise à faire interagir un petit nombre d'atomes avec les photons d'un résonateur dans le domaine optique ou micro-onde [11]. Dans le domaine optique, un gros effort expérimental est notamment fourni pour produire des photons uniques via l'émission contrôlée d'un atome piégé dans une cavité [12]. L'interaction avec la cavité peut aussi être mise à profit pour réaliser un confinement indépendant de l'état atomique [13]. Dans le domaine micro-onde, l'utilisation d'atomes excités dans des états de Rydberg circulaire et d'une cavité supraconductrice permet d'atteindre un régime dans lequel l'interaction atome-champ domine toutes les causes de dissipation. L'autre grand domaine d'application des atomes neutres est né avec la possibilité de produire un condensat de Bose-Einstein et de le soumettre à des potentiels plus complexes que le simple puits harmonique. L'équipe de I. Bloch à Mainz irradie ainsi son condensat avec des faisceaux lasers contrapropageants suivant les 3 dimensions, créant ainsi un réseau ordonné de pièges séparés par des barrières de potentiel dont la hauteur est réglable via l'intensité des lasers. Dans une certaine gamme de paramètres ce système permet l'observation d'un état dans lequel chaque puits du réseau est occupé par 1 atome exactement [14]. Le contrôle de l'interaction entre sites voisins grâce à l'intensité des faisceaux créant le réseau a également permis de créer et de manipuler de l'intrication quantique à l'échelle de tout le réseau [15].

Maintenant qu'il est acquis qu'il y a une pertinence expérimentale à discuter de systèmes aussi simples, il s'agit, en les utilisant, d'illustrer les principes de la Mécanique Quantique afin, sinon de la comprendre, de se familiariser avec son fonctionnement pour le moins surprenant. La naissance d'une nouvelle discipline visant le traitement [16] et la transmission [17] de l'information quantique fournit de surcroît une stimulation notable pour mettre en œuvre des systèmes dont tous les degrés de liberté sont contrôlés. On observe aujourd'hui une convergence de plusieurs branches de la physique vers ce but commun : chaque nouveau système exhibant un comportement quantique est présenté comme une réalisation du Qubit, l'équivalent quantique du bit d'information. Les exemples se multiplient notamment en physique des solides. Le parti pris de ces systèmes est, partant d'objets constitués d'une multitude d'atomes (électrodes, jonctions...), de parvenir à restreindre l'espace des états à un petit nombre de dimensions. Il s'agit là "d'ingénierie quantique" : l'expérimentateur conçoit un système simple à partir d'éléments a priori complexes. L'intégration d'une multitude de ces "atomes artificiels" devrait bénéficier de la maîtrise des technologies de fabrication propres à la micro-électronique.

Ainsi les circuits supraconducteurs à base de jonctions Josephson ont connu ces dernières années un développement spectaculaire. Le point commun de ces "Qubits", qu'ils soient "en flux", "en charge" ou encore mixtes, est de tirer parti de l'inductance non linéaire d'un élément Josephson pour modifier le spectre énergétique d'un circuit oscillant. On parvient ainsi à sortir du cadre des niveaux équidistants propres à l'oscillateur harmonique et donc, de fait, à isoler deux états pour la logique quantique. Il existe plusieurs stratégies conduisant à des circuits quantiques et des circuits de mesures différents [18], [19], [20] qui permettent aujourd'hui de disposer d'un système à deux niveaux dont l'état peut être contrôlé. Le défi consiste à présent à comprendre les sources de la décohérence observée, puis à coupler plusieurs de ces circuits.

Atomes de Rydberg circulaires et cavité supraconductrice : un système simple

C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail du groupe d'Electrodynamique des Systèmes Simples de l'Ecole Normale Supérieure. L'équipe s'est spécialisée dans l'étude de l'interaction entre un petit nombre d'atomes, le plus souvent un seul, avec le champ micro-onde confiné dans une cavité supraconductrice. Les atomes de ^{85}Rb utilisés sont préparés dans des états de Rydberg circulaires caractérisés par leur long temps de vie (~ 30 ms) et leur grand dipôle électrique (~ 1700 u.a.). La combinaison du fort couplage des atomes au champ micro-onde et de la longueur des temps de vie de l'atome et des photons de la cavité conduit au régime de couplage fort. Cette situation est décrite théoriquement par le modèle de Jaynes-Cummings [21] qui prévoit notamment l'échange cohérent et réversible d'énergie entre un atome excité et un mode résonant du champ, même si la cavité est initialement vide. Le signal caractéristique de cet échange, l'oscillation de Rabi du vide, a été observé au laboratoire en 1996 [22]. La figure 1 donne l'évolution de la probabilité $P(e)$ de détecter un atome dans l'état excité $|e\rangle$ en fonction du temps d'interaction avec la cavité. On peut distinguer sur ce signal oscillant différents temps d'interaction remarquables :

- Au bout d'un quart d'oscillation (impulsion $\pi/2$), l'état du système atome champ est une superposition cohérente à poids égaux du type $1/\sqrt{2}(|e, 0\rangle - i|g, 1\rangle)$. Cet état est maximalement intriqué.
- Après une demie oscillation (impulsion π), le champ et l'atome ont échangé de manière cohérente un quantum d'énergie. On peut grâce à cette valeur particulière du temps d'interaction "copier" l'état de l'atome sur le champ.
- Le cycle d'oscillation complet (impulsion 2π) reconstitue l'état de départ à une phase près. Cette propriété semblable à celle des spins 1/2 est à l'origine de la possibilité d'opérer la détection non destructive d'un photon unique stocké dans la cavité [23].

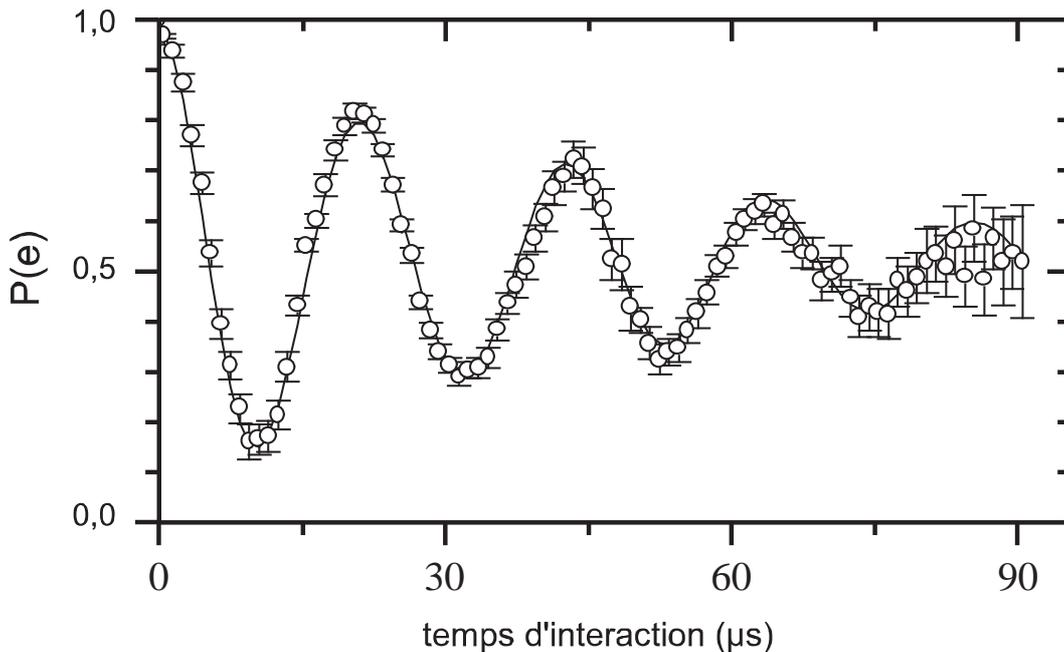


FIG. 1 – Oscillation de Rabi du vide.

L'étude de cette même oscillation, mais dans un champ de quelques photons cette fois, a mis en évidence la quantification du champ électromagnétique confiné dans le résonateur. Le signal s'interprète en effet comme résultant de la somme d'amplitudes d'oscillation dans des nombres de photons entiers. Des expériences récentes ont par ailleurs démontré que dans le cas d'un faible nombre de photons, le caractère discret des fréquences en présence produit un effondrement puis des résurgences du contraste du signal [24].

Le groupe s'est également intéressé au problème de la décohérence d'une superposition quantique de deux états "macroscopiquement" différents du champ. Une interaction dispersive entre l'atome et les photons de la cavité permet de créer une superposition de deux états cohérents du champ de phase différente. La référence [25] démontre expérimentalement que la cohérence quantique d'un tel "chat de Schrödinger" est perdue d'autant plus vite que les deux états superposés sont "éloignés". Cette notion de distance entre deux états explique qualitativement pourquoi nous n'observons jamais de "chats de Schrödinger" macroscopiques : les superpositions quantiques d'états trop différents perdent leur cohérence sur des échelles de temps extrêmement courtes. L'interaction avec l'environnement réalise une projection de l'état, c'est-à-dire une mesure, sur l'un des deux états de la superposition. Il convient de garder à l'esprit que la notion d'objet macroscopique discutée ici, n'a de sens que dans le cadre d'une interaction avec un environnement donné. Un système isolé peut survivre dans une superposition quantique aussi "grande" soit elle. Dans le cas de ce dispositif expérimental, c'est la possibilité qu'un photon soit absorbé ou diffusé hors du mode de la cavité qui limite la persistance dans le temps des cohérences du champ.

La problématique de la complémentarité chère à N. Bohr [26] a été abordée dans une expérience à la frontière des mondes classique et quantique [27]. Dans une expérience d'interférométrie de Ramsey, 2 impulsions $\pi/2$ de Rabi séparent et recombinaient deux "chemins énergétiques" distincts. L'évolution libre entre les deux impulsions introduit une phase entre les deux voies de l'interféromètre. On observe finalement un motif d'interférence sur la probabilité de détection de l'atome dans l'état excité $|e\rangle$. Les champs micro-onde qui réalisent les impulsions $\pi/2$ sont le plus souvent des champs "classiques" constitués d'un grand nombre de photons. Si l'on diminue l'amplitude du champ responsable de la première impulsion on observe une réduction du contraste des franges de Ramsey. On passe en fait d'une situation où le changement d'une unité du nombre de photon ne change quasiment rien à l'état du champ (cas du champ macroscopique) à une situation où le champ est très perturbé (cas du champ microscopique). Dans cette dernière situation, une information sur l'état de l'atome à l'issue de l'impulsion $\pi/2$, est enregistrée dans l'état du champ. Il y a donc disparition du motif d'interférence. Dans le cas du champ macroscopique, l'état du champ ayant perdu un photon est indiscernable de l'état initial. Cet état de fait garantit la possibilité d'observer des interférences. Dans cet expérience en particulier, la limite des mondes quantique et classique se situe autour d'une dizaine de photons.

Parmi les autres résultats marquants obtenus récemment on peut citer la mesure quantique non destructive de l'état du champ dans la cavité [23], la réalisation d'une porte logique quantique mettant à profit l'oscillation de Rabi quantique [28], la "fabrication" d'un état intriqué à 3 particules de type GHZ [29] ou encore la mesure directe de la fonction de Wigner d'un état de Fock à un photon [30].

Vers la maîtrise de tous les degrés de liberté d'un système simple

Je l'ai souligné plus haut, le contrôle de tous les degrés de liberté d'un système quantique individuel est une cible commune à de multiples groupes d'expérimentateur dans le monde. Quel que soit le système cela suppose de :

- Restreindre l'espace des états accessibles. L'information quantique se concentre sur la réalisation de systèmes à deux états de base. On peut néanmoins envisager des sous-espaces plus grands dès lors qu'on est capable d'y maintenir le système.
- Pouvoir préparer le système de façon fiable dans un état choisi du sous-espace. On souhaite ensuite être capable de faire évoluer cet état vers l'ensemble des états du sous-espace.
- Disposer de temps de vie et de cohérence longs devant l'échelle de temps des phénomènes à observer. On veut être en mesure de "voir la Mécanique Quantique fonctionner". Il faut pour cela maîtriser la décohérence des systèmes individuels. Il s'agit de se placer dans une situation dans laquelle l'évolution de chaque système simple est dominée par son interaction avec chacun des autres, pas par l'influence de l'environnement.
- Être en mesure de faire interagir le système avec d'autres objets. Il faut donc identifier les couplages potentiels du système avec "le reste du monde".
- Être capable de mesurer le système dans une base donnée du sous-espace précédemment défini. Cette mesure doit idéalement être projective au sens quantique du terme, fiable, rapide et ne pas introduire de canal supplémentaire pour la décohérence.

Dans le cas des atomes de Rydberg circulaires qui constituent l'objet de notre étude, certains de ces points méritent d'être améliorés. Le premier est sans doute le problème du contrôle des degrés de liberté externes de l'atome. Jusqu'ici les atomes utilisés proviennent d'un jet atomique. Ils sont donc en vol libre tout au long de l'expérience. Il serait souhaitable de contrôler plus finement leur mouvement afin notamment de les coupler de façon plus reproductible à un autre système quel qu'il soit. Les atomes de Rydberg circulaires interagissent en effet de manière prépondérante via leur dipôle électrique. Ils sont donc très sensibles aux variations spatiales de champ électrique. Les phases de préparation d'un état spécifique seraient également améliorées si l'on maîtrisait mieux la position et la vitesse des atomes. La statistique du nombre d'atomes préparés dans le niveau de Rydberg visé constitue également un aspect perfectible du dispositif. Le processus d'excitation produit une distribution poissonnienne du nombre d'atomes. Disposer d'une source déterministe d'atomes uniques permettrait d'exploiter au maximum les possibilités du dispositif.

Ces considérations nous ont conduits à envisager une nouvelle approche de la manipulation des atomes de Rydberg circulaires. Il s'agira tout d'abord de les piéger au voisinage d'une puce micro-fabriquée intégrant les outils de confinement, de préparation et de détection des atomes. Il sera ensuite possible de les faire interagir :

- deux à deux par couplage dipôle-dipôle.
- individuellement avec différents types de surfaces (métalliques, isolantes, supraconductrices...).
- avec une cavité adaptée à la géométrie retenue.
- avec des objets "mésoscopique" micro-fabriqués à la surface de la puce.

Ce nouveau type d'expériences doit notamment nous permettre de prolonger la durée de vie des atomes par le mécanisme d'inhibition de l'émission spontanée : la proximité

de surfaces métalliques restreint les modes du champ électromagnétique via lesquels un atome de Rydberg peut se désexciter. Il existe notamment des situations où l'émission d'un photon spontané est interdite. La prise en compte de limitations pratiques inévitables permet de prédire un gain appréciable, de l'ordre de deux ordres de grandeur, du temps de vie. Compte tenu du temps de vie déjà conséquent des atomes de Rydberg circulaires que nous utilisons (30 ms), nous envisageons d'entrer ainsi dans la gamme de la seconde.

On peut imaginer plusieurs options si l'on souhaite piéger des atomes de Rydberg circulaires. Nous avons choisi d'explorer la voie du confinement par un champ électrique en tirant profit de la très grande polarisabilité électrique des états atomiques considérés. Je propose dans ce mémoire des arrangements d'électrodes gravées sur deux substrats plans parallèles qui doivent permettre le piégeage des atomes avec des tensions de l'ordre du Volt. Comme souvent pour les systèmes quantiques, l'existence d'un grand couplage résulte en une extrême sensibilité à l'environnement et donc en une source potentielle de décohérence. Si l'on s'intéresse à la survie d'une cohérence quantique entre deux niveaux de Rydberg circulaires $|g\rangle$ et $|e\rangle$, il est évident que la différence de leurs polarisabilités entraînera l'accumulation d'une phase dépendante de la trajectoire suivie par l'atome. Si cette dernière change d'une reproduction d'une expérience à la suivante on observera une décohérence motionnelle. Pour réduire la dispersion de phase acquise au cours du mouvement, nous avons conçu une méthode pour rendre les polarisabilités de $|g\rangle$ et $|e\rangle$ approximativement égales au voisinage d'un champ électrique déterminé. Cette technique consiste à "mélanger" $|g\rangle$ avec un niveau annexe $|i\rangle$ de polarisabilité supérieure grâce à une micro-onde habillant la transition $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$. L'utilisation conjointe de ce procédé et de techniques d'échos atomiques inspirées des séquences de refocalisation de la RMN [31] permet selon nos simulations numériques d'accéder à des temps de cohérence dans la gamme de la seconde.

Avant de songer utiliser des atomes de Rydberg circulaires piégés, il faut se pencher sur la question de leur préparation. Les techniques d'excitation de ces états atomiques particuliers à partir du niveau fondamental ont été développées dans le groupe il y a une dizaine d'années sur un jet atomique [32]. Dans le contexte de notre nouvelle expérience nous pouvons envisager d'exciter des atomes initialement piégés. Cette situation nous offre l'opportunité de parvenir à exciter un atome unique via le mécanisme de "blocage dipolaire". Dans un nuage suffisamment dense, l'interaction dipôle/dipôle entre atomes de Rydberg provoque un déplacement énergétique du niveau à deux atomes excités par rapport à la situation sans interaction. Si un tel nuage est éclairé par une onde résonante avec la transition vers le niveau de Rydberg visé, cette même onde sera désaccordée pour l'excitation d'un second atome. On peut ainsi espérer préparer un atome de Rydberg circulaire unique.

Le domaine potentiel d'utilisation d'atomes de Rydberg circulaires uniques piégés et cohérents est très vaste. Le très grand dipôle électrique de ces niveaux en fait des sondes très sensibles du champ électrique micro-onde ou statique. On peut donc imaginer fabriquer une sorte de microscope à atome de Rydberg dans lequel la phase acquise par un atome déplacé au voisinage d'une surface fournirait une information sur celle-ci. On peut également explorer la possibilité de coupler ou de détecter des atomes de Rydberg circulaires grâce à des cavités microfabriquées en surface. Les lignes de transmission coplanaires développées par Rob Schoelkopf à Yale apparaissent comme des candidates idéales

à cet égard [33]. Le fort confinement du champ électrique par la structure transverse du guide d'onde permet en effet d'accéder à des volumes de mode très faibles, synonymes de grand couplage avec un dipôle. Dans le même esprit, le piégeage des atomes de Rydberg circulaire rend envisageable leur couplage avec des systèmes mésoscopiques tels que des Qubits supraconducteurs.

Outre les possibilités d'expériences mettant en jeu des atomes de Rydberg circulaires, nous envisageons de tirer profit de notre dispositif pour étudier des atomes froids dans leur niveau fondamental électronique et confiné dans un environnement froid. Cette situation constituerait un changement drastique de voisinage pour un nuage d'atomes froids "habitué" à évoluer dans des conditions de températures ambiantes. On prévoit notamment que le gel du bruit de courant dans les conducteurs de piégeage conduira à des temps de vie et de cohérences plus longs pour un condensat de Bose-Einstein [34]. En effet, les fluctuations de champ magnétique engendrées par le bruit de courant peuvent induire des transitions vers des états non piégés ou encore déphaser de manière incohérente une superposition quantique de sous-niveaux piégés. Les conducteurs de piégeage que nous comptons utiliser seront supraconducteurs, ce qui devrait mener à des fluctuations différentes du cas des conducteurs ohmiques. On peut ainsi imaginer qu'il sera possible de détecter un "vortex" supraconducteur grâce à un nuage atomique.

Organisation du mémoire

Le premier chapitre est consacré dans un premier temps à la description des outils utilisés à ce jour par le groupe d'Electrodynamique des Systèmes Simples. Je reviens sur le dispositif en jet atomique qui a permis la réalisation des expériences entrevues plus haut. Je décris notamment un processus d'intrication de deux atomes par une collision contrôlée dans la cavité observé par le groupe récemment [35]. L'analyse de l'expérience me permet de dégager les forces et les faiblesses du système. Dans une seconde partie j'exploite cette connaissance pour proposer un nouveau montage expérimental. Je montre notamment comment des techniques de piégeage atomique doivent permettre de maîtriser la préparation d'un atome de Rydberg circulaire unique à la demande.

Le second chapitre décrit l'avancée du travail expérimental visant à terme la production et le confinement d'un atome de Rydberg circulaire unique. Je présente tout d'abord le fonctionnement d'un nouveau cryostat, les basses températures étant indispensables à la stabilité des états atomiques qui nous intéressent. Je rapporte ensuite les résultats obtenus dans la production d'un faisceau d'atomes lents qui constituera notre source d'atomes pour les expériences à venir. Je décris finalement des simulations numériques qui doivent nous guider pour la recapture de ces atomes à l'intérieur du cryostat.

Le troisième chapitre passe en revue les situations physiques que nous comptons explorer une fois le montage opérationnel. J'explique comment le temps de vie d'un atome de Rydberg circulaire peut être accru en inhibant son émission spontanée grâce à deux miroirs plans parallèles. Je démontre ensuite la possibilité d'adapter une technique de piégeage électrique dynamique au cas des atomes de Rydberg circulaires. J'insiste en particulier sur le fait que ce confinement peut être rendu cohérent, au sens de la cohérence quantique entre niveaux internes, grâce à une méthode d'habillage de l'atome par des

photons micro-ondes. Je conclus ce chapitre en proposant des expériences réalisables dans notre système avec des atomes de Rydberg circulaires uniques piégés.

Le chapitre quatre est dévolu à l'étude d'un nouveau type de détecteur d'électrons uniques susceptible de remplacer les multiplicateurs d'électrons utilisés par le groupe pour discriminer l'énergie des atomes de Rydberg. Je rappelle tout d'abord le fonctionnement de ces capteurs basé sur la transition vers la phase résistive d'un film supraconducteur mince. Les premiers signaux de détection sont présentés ainsi qu'une tentative pour modéliser les variations des taux de comptage enregistrés. Je conclus cette partie en soulignant les imperfections de notre montage et en proposant des modifications à apporter pour mesurer l'efficacité de détection intrinsèque de ces capteurs.

En appendice A, j'évoque la possibilité de recourir à un piégeage magnétique pour confiner les atomes de Rydberg circulaires. L'aspect cohérence quantique est également abordé. L'appendice B est consacré au calcul de la pression de radiation subie par un atome irradié par plusieurs faisceaux lasers. L'appendice C constitue un rappel des notations utilisées dans le mémoire.

Chapitre 1

Des atomes de Rydberg circulaires piégés

1.1 Manipuler des atomes de Rydberg circulaires

Depuis une quinzaine d'années, le groupe d'Electrodynamique des Systèmes Simples a acquis une expertise dans la préparation et la manipulation d'atomes de Rubidium 85 excités dans une classe d'états quantiques regroupés sous la dénomination "états de Rydberg circulaires". Ces efforts théoriques et expérimentaux ont pris corps sous la forme d'un dispositif expérimental utilisant des atomes de Rubidium provenant d'un jet atomique.

Je m'attache tout d'abord à rappeler les propriétés peu communes des atomes de Rydberg circulaires qui justifient leur utilisation. Je décris ensuite le type d'expériences déjà réalisées au sein du groupe et je montre que, quoi que fécond en résultats expérimentaux, le dispositif actuel est limité par la nature de sa source d'atomes si l'on songe à aller plus avant dans les thématiques déjà abordées. L'analyse des limitations de cet appareil permet alors de définir les ingrédients nécessaires à la construction d'un nouveau dispositif. Je montre notamment que l'on peut se dispenser d'utiliser une cavité Fabry-Perrot, ce qui conduit à s'écarter des techniques de jet atomique pour s'orienter vers le piégeage des atomes de Rydberg circulaires.

1.1.1 Propriétés

Les états de Rydberg "circulaires" sont caractérisés par un nombre quantique n élevé et par des nombres quantiques orbital l et magnétique $|m|$ maximaux, égaux à $n - 1$. Il s'agit d'états hydrogénoïdes où l'électron de valence décrit, au sens du maximum de probabilité de présence, une orbite circulaire quasi-classique de rayon très grand autour du coeur ionique de l'atome vu comme une charge positive ponctuelle. Notre groupe utilise jusqu'ici le Rubidium 85 dont les transitions du niveau fondamental vers les états de Rydberg peuvent être excités facilement à l'aide de diodes lasers.

La mise au point du processus d'excitation vers les niveaux de Rydberg circulaires a requis un travail long et délicat qui est décrit en détails dans la thèse de Paulo Nussenzveig

[32]. Dans ce paragraphe, nous nous limitons à résumer les caractéristiques principales des ces états et le principe du processus d'excitation. Pour les expériences envisagées dans ce manuscrit on choisit d'utiliser les états de Rydberg circulaires de nombre quantique principal $n=51$ (état $|e\rangle$), $n=50$ (état $|g\rangle$) et $n=49$ (état $|i\rangle$). La fig. 1.1 montre ces trois états et les fréquences de transitions e-g et g-i.

Pour calculer ces fréquences nous pouvons nous placer dans le cadre de l'approximation hydrogénoïde. Dans ce cas, les énergies des niveaux varient en n^{-2} , et les fréquences de transition entre deux niveaux successifs n et $n-1$ varient donc en n^{-3} . Ces fréquences de transition se trouvent dans le domaine micro-onde, autour de 50 GHz pour $n=50$.

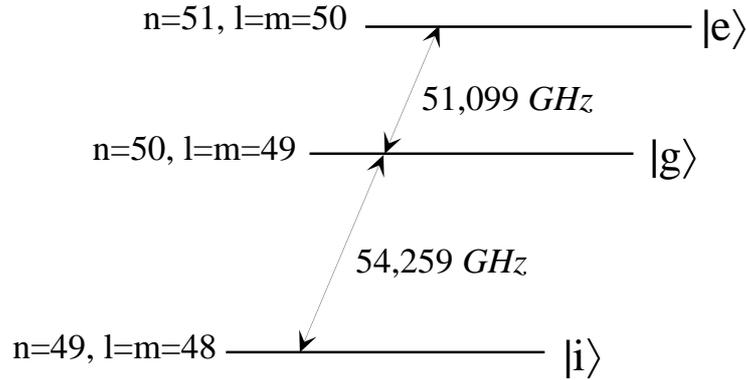


FIG. 1.1 – Schéma des trois niveaux de Rydberg circulaires utilisés dans nos expériences

Un grand dipôle électrique

Toujours dans l'approximation hydrogénoïde, le rayon de l'orbite de l'électron de valence d'un atome de Rydberg varie comme $n^2 a_0$, où $a_0 = 0.53 \cdot 10^{-10} m$ est le rayon de Bohr. Par conséquent l'élément de matrice du dipôle atomique sur une transition varie approximativement en n^2 . Le calcul exact donne :

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

où q est la charge de l'électron. Pour $n=51$ on a $|\mathbf{d}_{51}| = 1776 \cdot |q| a_0$ et pour $n=50$, $|\mathbf{d}_{50}| = 1680 \cdot |q| a_0$. Ces valeurs de dipôle sont très grandes à l'échelle atomique. Les atomes de Rydberg circulaires se comportent donc comme une antenne très sensible aux champs électriques. Cette propriété leur confère un couplage fort au rayonnement micro-onde.

Une longue durée de vie

L'image classique de l'électron parcourant une orbite circulaire autour du cœur explique qualitativement la longue durée de vie des atomes de Rydberg circulaires. L'accélération

centripète de l'électron, responsable de la transition par rayonnement vers un niveau moins excité, est en effet d'autant moins importante que l'orbite est grande. Un atome très excité est ainsi doté, toute chose étant égale par ailleurs, d'une durée de vie plus longue qu'un atome dans un niveau inférieur. En outre, l'accélération centripète est inférieure sur une orbite circulaire que sur une orbite "elliptique". Au sein d'une multiplicité de nombre quantique principal donné le niveau circulaire jouit donc du temps de vie le plus long. On peut le comprendre d'un point de vue quantique en s'intéressant aux transitions de désexcitation autorisées par les règles de sélection. Pour un atome de Rydberg circulaire la contrainte sur la différence de moment magnétique ($|\Delta m| = 1$) n'autorise qu'un seul canal d'émission spontanée : la transition dipolaire électrique vers le niveau circulaire immédiatement inférieur. Par conséquent, l'état $|e\rangle$ se désexcite vers l'état $|g\rangle$ qui se désexcite à son tour vers l'état $|i\rangle$ et ainsi de suite. Le taux d'émission spontanée d'un état circulaire à l'autre dans l'espace libre est :

$$\tau_n^{-1} = \gamma_n = \frac{\omega_n^3 |\mathbf{d}_n|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \quad (1.2)$$

En prenant en compte la dépendance de $|\mathbf{d}_n|$ en n^2 et celle de ω_n (pulsation de la transition $|n-1\rangle \rightarrow |n\rangle$) en n^{-3} , on constate que $\tau_n \propto n^5$. Pour l'état $n=50$, $\tau_{50} \sim 30$ ms.

Stabilité des états circulaires dans un champ électrique ou magnétique externe

Pour qu'un état de Rydberg circulaire soit stable il faut lever sa dégénérescence avec tous les états de la multiplicité associée au nombre quantique principal n . Dans le cas contraire, la moindre perturbation, comme par exemple un champ électrique parasite, mélange l'état circulaire avec tous les autres états de même nombre quantique principal (~ 2500 niveaux pour $n=50$). Pour éviter cela on peut imposer un champ électrique \mathbf{F} extérieur.

En présence du champ électrique, la symétrie par rotation du système est brisée et l n'est plus un bon nombre quantique. Le nombre quantique magnétique m reste lui un bon nombre quantique car le système est invariant par rotation autour de l'axe défini par le champ directeur. Les bons nombres quantiques sont n , m et n_1 , où n_1 est le nombre quantique parabolique qui prend ses valeurs entre 0 et $n - |m| - 1$. Les états propres du système sont les états paraboliques notés $|n, n_1, m\rangle$. En particulier les états circulaires sont tels que $n_1 = 0$ et $|m| = n - 1$. Le développement des énergies propres du système en puissance du module F du champ électrique jusqu'au deuxième ordre s'écrit en fonction des nombres quantiques n , m et n_1 :

$$\begin{aligned} E^{(0)} &= -\frac{1}{2n^2} \\ E^{(1)} &= -\frac{3}{2}(n - 2n_1 - |m| - 1)nF \\ \alpha^{(2)} &= -\frac{1}{16} [17n^2 - 9m^2 + 19 - 3(n - 2n_1 - |m| - 1)^2] n^4 F^2 \end{aligned} \quad (1.3)$$

où les énergies et les champs sont exprimées en unités atomiques.

A partir des équations 1.3 nous pouvons calculer le déplacement de chaque niveau et donc le changement en fréquence de la transition entre états circulaires. Le premier terme

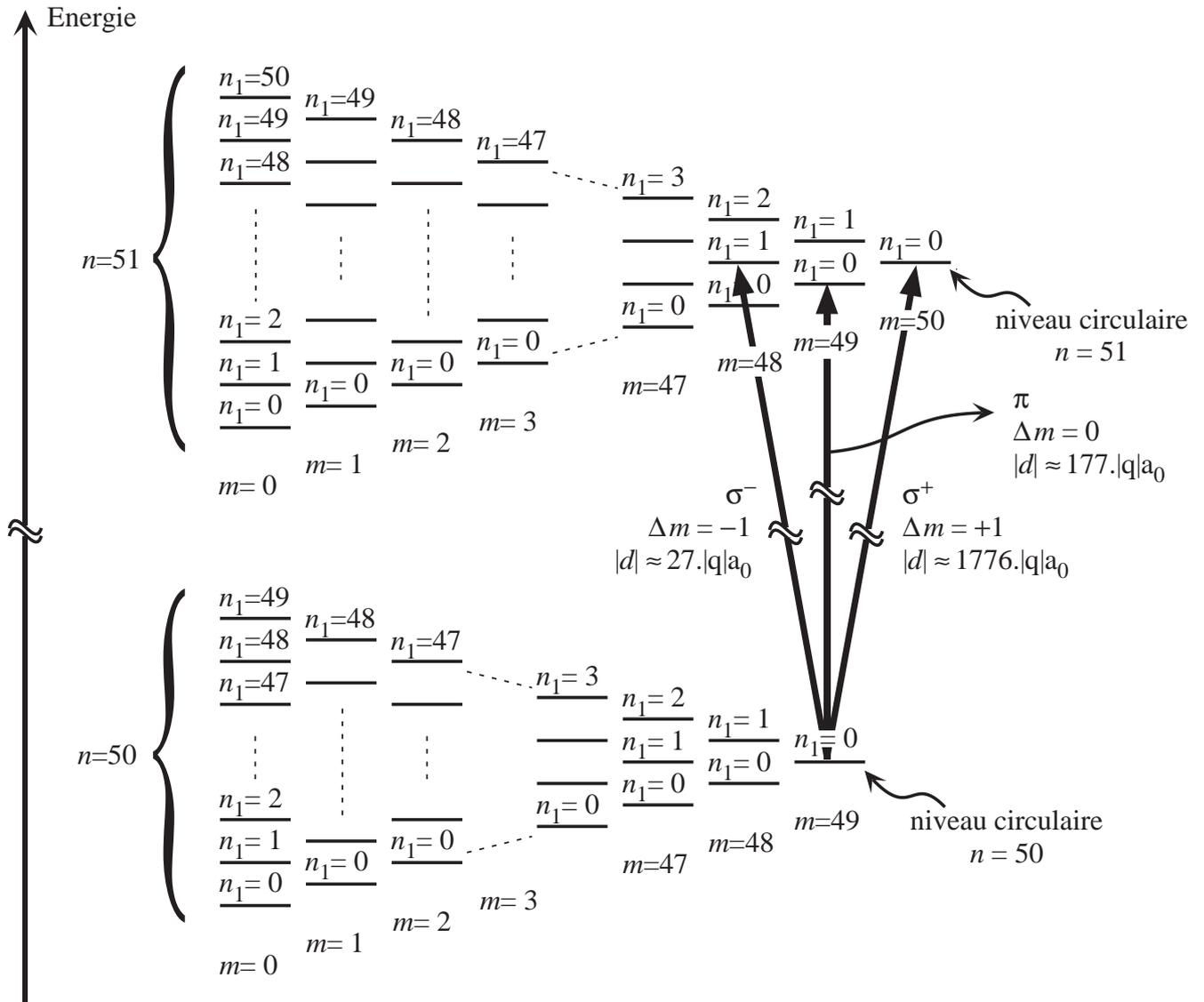


FIG. 1.2 – Diagramme d'énergie des deux niveaux de Rydberg $n=50$ et $n=51$ de l'atome d'Hydrogène en présence d'un champ électrique pour $m \geq 0$. Le diagramme correspondant pour le Rubidium diffère simplement pour $m = 0, 1, 2, 3$ à cause du défaut quantique.

de l'éq. (1.3) ne dépend pas du champ électrique, et le deuxième terme est nul pour les états circulaires, puisque $n = 2n_1 + |m| + 1$. Par conséquent les énergies ne sont déplacées qu'à l'ordre 2. L'effet Stark des états circulaires est donc principalement quadratique. Ces états n'ont en effet pas de dipôle électrique permanent et se couple donc au champ électrique à l'ordre le plus bas via un dipôle induit. Pour les deux niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$ qui nous intéressent, l'énergie s'écrit (en unité de fréquence) :

$$\begin{aligned}\frac{E_{|g\rangle}}{h} &= -2,032 \text{ MHz} \times F^2 (\text{V.cm}^{-2}) \\ \frac{E_{|e\rangle}}{h} &= -2,287 \text{ MHz} \times F^2 (\text{V.cm}^{-2})\end{aligned}\tag{1.4}$$

Le déplacement en fréquence de la transition entre $|g\rangle$ et $|e\rangle$ est également quadratique et vaut $-255 \text{ kHz}/(\text{V/cm})^2$.

La fig. 1.2 représente le diagramme Stark des multiplicité $n = 50$ et $n = 51$ de l'Hydrogène calculé à partir de l'éq. (1.3). Les niveaux sont regroupés par "colonnes" de même nombre quantique magnétique m . Au sein de chaque "colonne" les niveaux sont séparés de leurs plus proche voisin du couplage Stark $\hbar\omega_{Stark}$. Ce dernier est au premier ordre linéaire en champ électrique. La multiplicité "s'ouvre" donc lorsqu'on augmente F . Pour le Rubidium, le diagramme est essentiellement le même à part pour les niveaux de moment magnétique faible. Pour $m = 0, 1, 2, 3$, le défaut quantique intervient et la position des niveaux diffère de celle calculée pour l'Hydrogène.

Un système à deux niveaux

La fig. 1.2 montre que, grâce au champ électrique, la dégénérescence entre les transitions σ et π à partir du même état est levée. Les deux transitions de polarisation σ^+ et σ^- opposées restent dégénérées au premier ordre. Dans le cas qui nous intéresse, l'état circulaire $n = 50$ est couplé de façon résonante à deux sous-niveaux de la multiplicité $n = 51$: l'état $|e\rangle$ d'une part et l'état $|n = 51, n_1 = 1, m = 48\rangle$ d'autre part. Ce dernier état n'est pas un état circulaire, mais un état "elliptique", de moment angulaire plus faible. Le couplage au niveau elliptique peut être calculé exactement : on trouve qu'il est 70 fois moins important que le couplage au niveau circulaire. Si on se place autour de la résonance, le transfert de population associé à la transition σ^- est donc négligeable, ce qui nous autorise à considérer le sous-système formé par les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ comme fermé. Un atome de Rydberg circulaire constitue donc dans une bonne approximation un système à deux niveaux. Si cette propriété justifie l'appellation de système simple, elle n'est pas donnée gratuitement à l'expérimentateur : l'excitation vers ces niveaux est, elle, compliquée.

1.1.2 Préparation

Pour exciter les atomes de rubidium dans les états de Rydberg circulaires il faut leur fournir à la fois beaucoup d'énergie et de moment angulaire. L'utilisation de trois transitions en échelon excités par des lasers permet de réaliser le premier objectif. Chaque

photon ne peut en revanche apporter qu'un seul quantum de moment angulaire : il reste donc à réaliser l'absorption par les atomes d'à peu près 50 photons σ^+ pour que les atomes soient préparés dans les états circulaires souhaités. Il est à noter que toutes les considérations expérimentales sur la préparation des états de Rydberg circulaires sont issues du savoir faire acquis sur l'expérience en jet atomique. Je propose plus loin dans ce manuscrit une séquence expérimentale possible pour adapter le schéma d'excitation au contexte du nouveau dispositif (fig. 1.23)

Les étapes successives du processus de "circularisation" sont illustrées dans la fig. 1.3. On peut distinguer quatre étapes :

1. L'excitation vers les états de Rydberg utilise trois transitions optiques, successivement à 780, 776 et 1258 nm, en champ électrique nul. Ces transitions transfèrent les atomes de Rubidium du niveau hyperfin $|F = 3, m_F = 3\rangle$ de l'état fondamental vers le niveau $|n = 52, m = 2\rangle$ en passant par les deux niveaux $|5P_{3/2}, F = 4, m_F = 4\rangle$ et $|5D_{5/2}, F = 5, m_F = 5\rangle$. On utilise trois diodes lasers pour générer les faisceaux nécessaires. La puissance de chaque laser est de quelques mW, ce qui est suffisant pour saturer les deux premières transitions. Les polarisations des trois lasers sont respectivement σ^+, σ^+ et π .
2. Une fois les atomes excités dans l'état $|n = 52, m = 2\rangle$ on augmente le champ électrique F de manière à lever la dégénérescence entre l'état circulaires et tous les autres sous-niveaux de la multiplicité $n=52$. Pendant ce processus, appelé "Stark switching", les atomes sont transférés adiabatiquement de l'état $|n = 52, l = 3, m = 2\rangle$ vers l'état $|n = 52, n_1 = 1, m = 2\rangle$
3. En absorbant une série de 49 photons radiofréquences avec une polarisation σ^+ et une fréquence de 255 MHz, l'atome passe ensuite de l'état $|n = 52, n_1 = 1, m = 2\rangle$ à l'état circulaire $|n = 52, n_1 = 0, m = 51\rangle$. En prenant en compte les défauts quantiques de ces niveaux on montre que la fréquence de la première transition du niveau $|n = 52, n_1 = 1, m = 2\rangle$ au niveau $|n = 52, n_1 = 0, m = 3\rangle$ est la même (dans un champ électrique bien choisi) que celle de toutes les autres transitions du type $|n = 52, n_1 = 0, m\rangle \rightarrow |n = 52, n_1 = 0, m + 1\rangle$. Elle est en revanche différente de la fréquence de la transition $|n = 52, n_1 = 0, m = 1\rangle \rightarrow |n = 52, n_1 = 0, m = 2\rangle$. Pour optimiser l'efficacité du transfert de population on a en outre recours à deux astuces :
 - La dégénérescence entre la transition σ^+ ("vers la droite") et la transition σ^- (vers la "gauche") est levée de 50 MHz en soumettant les atomes à un champ magnétique de 18 Gauss. De cette façon l'onde radiofréquence, bien que polarisée linéairement, interagit avec les atomes via la seule composante σ^+ , résonante avec une transition atomique.
 - L'absorption des 49 photons est rendue efficace par un passage adiabatique rapide. Au lieu d'absorber les photons radiofréquence de façon résonante, ce qui aurait pour effet de peupler à égalité tous les niveaux $|n = 52, n_1 = 0, m\rangle$, on balaie le champ électrique de telle façon que les 50 niveaux atomiques correspondants aux nombres m différents "habillés" par les photons de radiofréquence accomplissent un "anticroisement" géant. De cette façon, on parvient à peupler les niveau $|n = 52\rangle$ circulaire avec une efficacité de 80%, les 20% d'atomes restants se répartissant entre les sous-niveaux de moment angulaire inférieur.
4. À ce stade, les atomes se trouvent dans l'état circulaire $n = 52$. Le but du processus

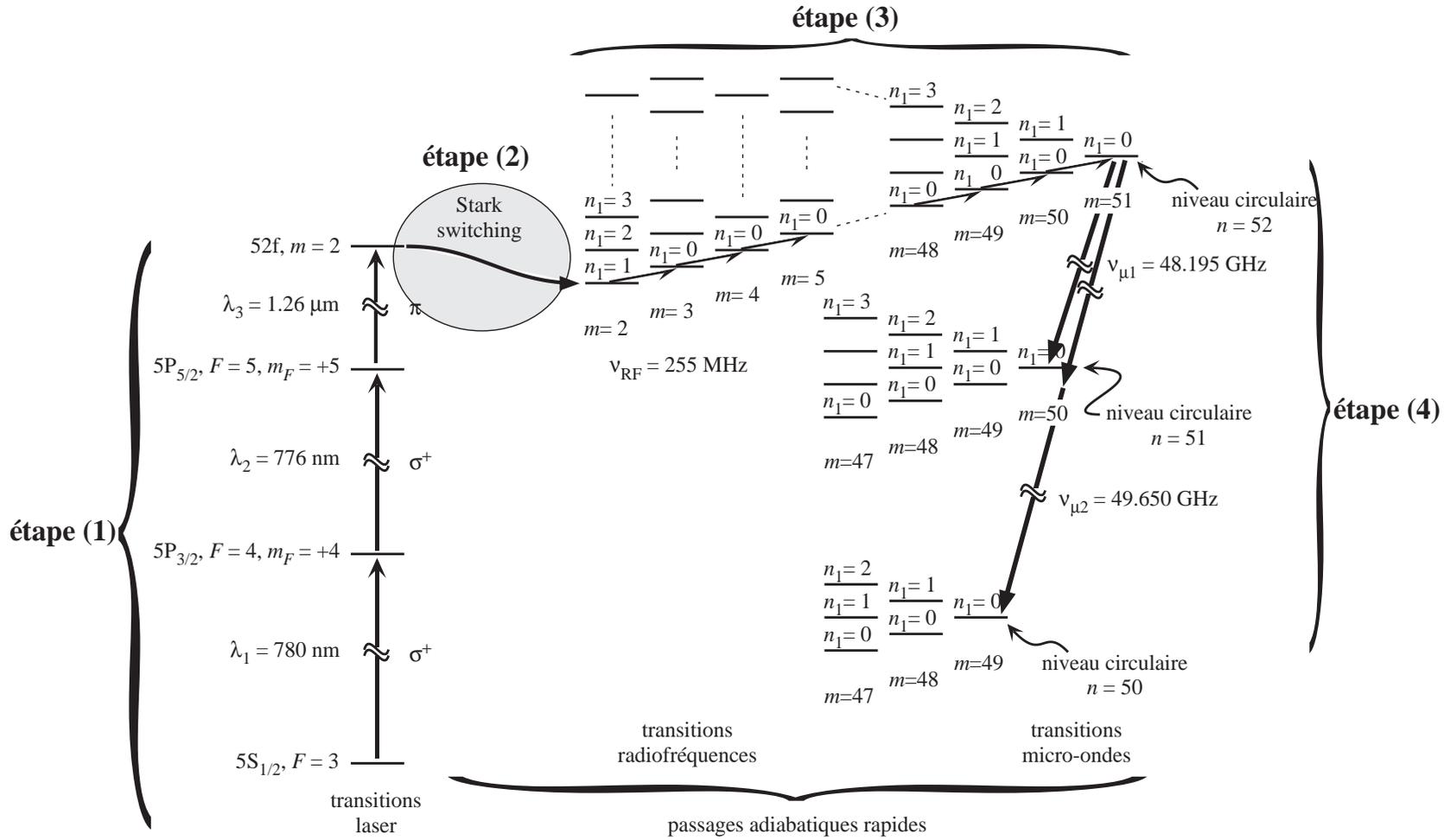


FIG. 1.3 – Processus d'excitation des atomes de rubidium vers les états circulaires $|e\rangle$ et $|g\rangle$.

de circularisation est de préparer les atomes dans les états circulaires $n = 51$ (état $|e\rangle$) ou $n = 50$ (état $|g\rangle$). Ceci est possible en appliquant un champ micro-onde résonnant avec une des deux transitions vers $|e\rangle$ (fréquence $\nu_e = 48.195$ GHz) ou vers $|g\rangle$ (fréquence de la transition à deux photons $\nu_g = 49.65$ GHz) en champ électrique *fort*. Le champ électrique lève la dégénérescence entre la transition circulaire-circulaire et les transitions entre niveaux elliptiques, et permet de transférer vers les états finaux uniquement les atomes circulaires. Si nous préparions directement l'état $n = 51$ circulaire à la fin de la circularisation adiabatique par radiofréquence, une fraction de 20% d'atomes elliptiques serait produite. La recherche de la "pureté" des atomes, (98%), justifie l'ajout de cette étape supplémentaire, appelée "purification" dans le jargon du groupe.

La partie optique du processus d'excitation peut être exécutée en utilisant d'autres transitions. Un nouveau schéma d'excitation à deux échelons (420 et 1015 nm) via le niveau $|6P_{3/2}, F = 4, m_F = 4\rangle$ fait l'objet d'une partie de la thèse de T. Meunier [24]. Il permet de rendre l'excitation vers les niveaux de Rydberg circulaires plus efficace en saturant davantage les transitions.

J'ai décrit les propriétés caractéristiques des atomes de Rydberg circulaires. J'expose dans ce qui suit le cadre dans lequel le groupe d'Electrodynamique de Systèmes Simples les utilise. L'étude de ce dispositif expérimental me permet d'en dégager les forces et les limitations. Cette connaissance est mise à profit pour concevoir un nouveau dispositif.

1.1.3 L'expérience en jet atomique

Le but des expériences conduites jusqu'ici par notre équipe est l'étude de l'interaction entre un atome à deux niveaux et un mode du champ électromagnétique confiné dans un résonateur dans le régime de couplage fort. Dans ce régime la dissipation de l'énergie se produit sur une échelle de temps beaucoup plus longue que le temps caractéristique de l'interaction entre l'atome et le champ. Pour l'atome, la dissipation de l'énergie se manifeste par l'émission spontanée, dont l'échelle de temps est donnée par la durée de vie radiative de l'état considéré. Pour le mode du résonateur, la dissipation de l'énergie est causée par la diffusion du champ stocké vers les modes de l'environnement externe, ainsi que l'absorption du champ par les miroirs.

Comme nous l'avons vu précédemment (§ 1.1.1), les atomes de Rydberg circulaires constituent en très bonne approximation des systèmes à deux niveaux. Leur longue durée de vie et leur grand dipôle atomique en font par ailleurs des systèmes idéaux pour l'accession au régime de couplage fort. Ils sont en outre facilement détectables par une ionisation sélective en énergie : l'électron externe est arraché par un champ électrique fort et détecté par un multiplicateur d'électrons. A un nombre quantique principal donné n correspond un champ d'ionisation $F_n^{(ion)}$. Pour mesurer l'énergie d'un atome on applique sur un condensateur d'ionisation une rampe croissante de tension. L'augmentation de la tension est suffisamment lente pour que l'on puisse discriminer les différentes énergies en fonction du temps où l'on observe un signal sur le multiplicateur d'électron. La figure 1.4.a représente le condensateur d'ionisation et le multiplicateur d'électrons. La figure 1.4.b est un signal d'ionisation typique des énergies atomiques que nous utilisons. Chaque pic cor-

respond à un nombre quantique principal. On ne résout en revanche pas la structure d'une multiplicité. Le champ d'ionisation pour le niveau $|e\rangle$ est par exemple de 136 V/cm.

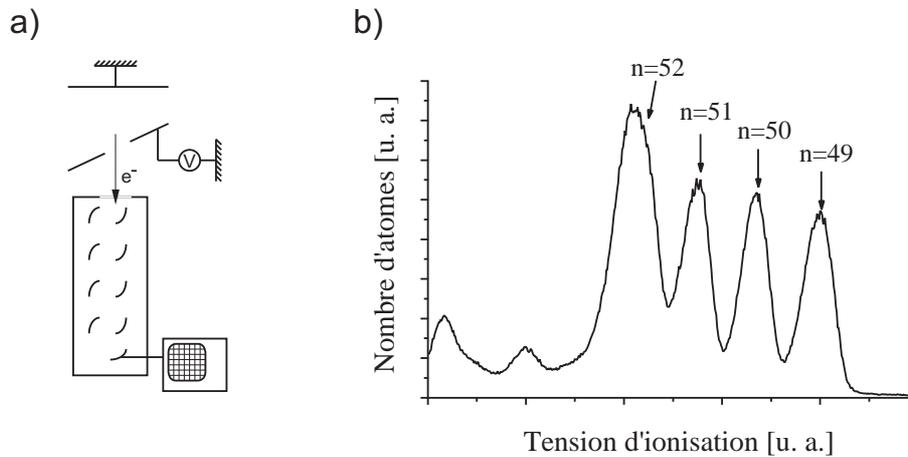


FIG. 1.4 – *Signal d'ionisation*

Le résonateur est une cavité supraconductrice du type Fabry-Perot ouverte constituée de deux miroirs sphériques en Niobium. La description détaillée de la cavité et des ses caractéristiques fait l'objet d'une partie de la thèse de G. Nogues ([36]). À la température de 1 K le temps de vie du mode de la cavité est d'environ $800 \mu\text{s}$. Compte-tenu de la géométrie du mode utilisée, le temps typique de l'interaction entre les atomes et le champ est d'un ordre de grandeur plus bref ($20 - 60 \mu\text{s}$) que le temps de dissipation du mode de la cavité, et beaucoup plus court que le temps de vie des atomes de Rydberg circulaires. La dynamique du système est donc bien décrite par l'interaction atome-champ en négligeant leur durée de vie finie : c'est le régime de couplage fort.

La partie suivante décrit le dispositif et le fonctionnement de l'expérience actuelle.

1.1.3.a Description

La fig. 1.5 donne le schéma global du dispositif expérimental. Les atomes de ^{85}Rb sortent d'un four atomique en un jet horizontal qui traverse l'expérience jusqu'à la détection. Le four, placé dans une enceinte à vide séparée de l'enceinte principale, est chauffé à une température de 190° . Les vitesses thermiques typiques sont de l'ordre de 150-600 m/s.

Les atomes issus du four interagissent d'abord avec des lasers de sélection de vitesse. En utilisant l'effet Doppler on pompe dans le niveau de départ du processus d'excitation vers les niveaux de Rydberg les seuls atomes ayant la vitesse souhaitée. Par ailleurs, la sélection de vitesse par pompage optique et le processus d'excitation ont lieu dans des fenêtres temporelles étroites. On sélectionne ainsi une classe de vitesse plus étroite par une méthode de temps de vol. La dispersion en vitesse obtenue est de l'ordre de 1 % ([37]).

Les atomes pénètrent ensuite dans l'enceinte à vide principale qui contient le coeur du montage refroidi à 1 K. Ils traversent d'abord la "boîte de circularisation" qui prépare les atomes dans les états de Rydberg circulaires souhaités suivant la "recette" détaillée dans le § 1.1.2. Ce processus est résolu en temps de manière à n'exciter que des paquets

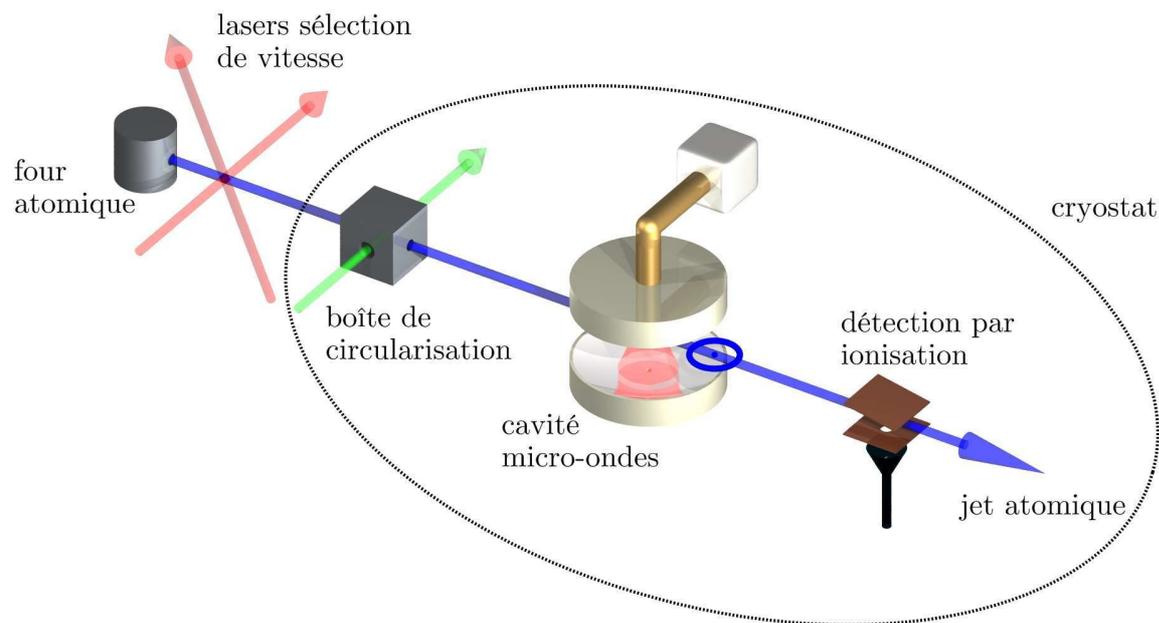


FIG. 1.5 – Schéma général de l'expérience en jet atomique

atomiques de vitesse et de position initiale connues. De cette façon, la position des atomes à chaque instant de l'expérience est connue avec une précision de 1 mm.

Après le passage dans la boîte de circularisation, les atomes entrent dans la cavité micro-onde. À l'intérieur de la cavité, les atomes peuvent non seulement interagir avec le mode, mais aussi avec des champs micro-onde injectés à travers un guide d'onde latéral qui débouche sur le coté de la cavité de part et d'autre du centre. Ces sources micro-ondes sont notamment utilisées pour les expériences d'interférométrie de Ramsey. La cavité est accordable en fréquence autour d'une transition entre niveaux de Rydberg par le biais de cales piezoélectriques. La précision de cet accord est de l'ordre du Hertz avec une dérive inférieure à cent Hertz sur une journée. On peut appliquer un champ électrique entre les deux miroirs de la cavité afin de maintenir un champ directeur pour les atomes tout au long du dispositif. Ce champ peut également être modulé dans le temps afin de disposer d'un accord fin et rapide du désaccord atome/cavité via l'effet Stark.

Les atomes sont finalement détectés par la technique d'ionisation sélective en énergie décrite plus haut. Le principe d'acquisition des données consiste à répéter un grand nombre de fois une séquence expérimentale afin d'obtenir une information statistique sur l'état final des atomes. L'intégralité des résultats obtenus par ce dispositif est déduite de la mesure des populations des différents niveaux atomiques. Il n'est en particulier pas possible d'effectuer des mesures directes de l'état du champ dans la cavité. On utilise des techniques d'optique quantique (oscillations de Rabi, interférométrie de Ramsey, détection homodyne) afin de caractériser le champ à partir de l'état interne des atomes détectés.

La distance entre le four atomique et la zone de détection est de l'ordre de 1 m. Le

temps nécessaire pour que les atomes aux vitesses thermiques traversent le dispositif est donc de l'ordre de la milliseconde. Toute la partie du dispositif comprise entre la zone d'excitation et la zone de détection des atomes de Rydberg est refroidie dans un cryostat. Ceci est nécessaire pour maintenir les miroirs dans la phase supraconductrice. De plus, le refroidissement est indispensable pour limiter le niveau du rayonnement du corps noir aux fréquences des transitions entre les deux états de Rydberg circulaires utilisés. A l'équilibre le champ "thermique" confiné dans la cavité a une valeur moyenne inférieure au photon.

1.1.3.b Une collision atomique assistée par la cavité

Dans cette partie, je décris une expérience récente réalisée sur le dispositif en jet atomique où deux atomes s'intriquent par l'intermédiaire d'un photon échangé *virtuellement* avec la cavité. Je n'ai pas participé à cette expérience qui constitue le coeur du travail expérimental de la thèse de Stefano Osnaghi [38]. Elle constitue cependant un bon moyen de cerner les limitations du dispositif en jet atomique. En outre, son principe est transposable au nouveau dispositif que nous souhaitons construire (voir § 3.4.2).

Après avoir brièvement discuté l'interaction dipôle-dipôle dans l'espace libre, nous verrons comment il est possible, au moyen de la cavité, de stimuler et de contrôler une collision atomique avec un paramètre d'impact millimétrique afin d'obtenir l'état final souhaité. Je décris ici les signaux expérimentaux obtenus qui démontrent l'échange cohérent d'énergie entre deux atomes lors d'une collision dans la cavité. L'analyse de cette expérience me permet ensuite de mettre en lumière les "faiblesses" du dispositif en jet atomique.

L'interaction dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg dans l'espace libre

En raison de leur grand dipôle électrique, les atomes de Rydberg sont des candidats idéaux pour des expériences où l'on cherche à mettre en évidence l'interaction dipôle-dipôle. Considérons l'interaction électrostatique entre les dipôles de deux atomes de Rydberg à deux niveaux ($|e\rangle$ et $|g\rangle$) dans l'espace libre. Supposons par ailleurs que les atomes sont bien séparés (pas de recouvrement entre leurs fonctions d'onde respectives) et définissons $\mathbf{u} \equiv \frac{\mathbf{R}}{R}$ et $R \equiv |\mathbf{R}|$, où \mathbf{R} est le vecteur entre les deux noyaux atomiques. Dans le cas où la distance inter-atomique R est grande devant l'extension spatiale des fonctions d'ondes électroniques de chaque atome, le hamiltonien d'interaction dipôle-dipôle $\hat{H}_{dd}(R, \mathbf{u})$ est facilement déduit des lois de l'électrostatique [39][40, p. 1120] :

$$\hat{H}_{dd}(R, \mathbf{u}) = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 R^3} [\hat{\mathbf{r}}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}}_2 - 3(\hat{\mathbf{r}}_1 \cdot \mathbf{u})(\hat{\mathbf{r}}_2 \cdot \mathbf{u})] \quad (1.5)$$

où $\hat{\mathbf{r}}_i$ ($i = 1, 2$) est l'opérateur position de l'électron de valence de l'atome i par rapport au noyau de cet atome. Le potentiel de van der Waals (1.5) peut être associé, d'un point de vue quantique, à l'échange d'un photon virtuel entre les deux atomes, intégré sur tous les modes du champ électromagnétique dans l'espace libre [41].

Cette expression reste valable tant que les effets de retard peuvent être négligés dans le calcul de l'interaction entre les dipôles. Il faut pour cela que la distance inter-atomique R demeure petite devant la longueur d'onde associée à la transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$, soit $\lambda_{ge} =$

$2\pi c/\omega_{ge}$. Etant donné que λ_{eg} vaut environ 6 mm, cette expression de l'interaction tient jusqu'à des distances interatomiques R de l'ordre du millimètre.

Considérons deux atomes initialement dans l'état initial $|e_1, g_2\rangle$ où les indices 1 et 2 correspondent à l'atome considéré. En négligeant l'émission spontanée pendant la collision (ce qui est justifié pour des atomes de Rydberg), la dynamique est celle de deux systèmes à deux niveaux couplés. Le potentiel (1.5) couple les niveaux dégénérés $|e_1g_2\rangle$ et $|g_1e_2\rangle$ au premier ordre. En restreignant le problème au sous espace à deux dimensions défini par ces deux états on montre que l'évolution est :

$$|e_1, g_2\rangle \rightarrow \cos \theta_l |e_1, g_2\rangle + e^{i\varphi} \sin \theta_l |g_1, e_2\rangle \quad (1.6)$$

où :

$$\theta_l = \frac{1}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt |\langle g_1, e_2 | W(R(t), \mathbf{u}(t)) | e_1, g_2 \rangle| \quad (1.7)$$

la distance R étant traitée comme une variable classique.

L'angle de collision θ_l et la phase φ dépendent de la forme des fonctions $R(t)$ et $\mathbf{u}(t)$. Sans développer en détail le calcul, nous nous limitons ici à estimer l'ordre de grandeur de θ_l en fonction des paramètres caractérisant la collision. À cette fin nous remplaçons les éléments de matrice $\langle g_i | \mathbf{r}_i | e_i \rangle$ ($i = 1, 2$) par le rayon de l'orbite de l'électron de valence, qui est de l'ordre de $n^2 a_0$, où $n \gg 1$ est le nombre quantique principal. Nous déduisons alors de l'éq. (1.7) :

$$\theta_l \sim n^4 \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar v} \frac{a_0^2}{b^2} = \alpha \frac{c}{v} \left(\frac{a_0 n^2}{b} \right)^2 \quad (1.8)$$

où b est le paramètre d'impact de la collision, v la vitesse relative des atomes et $\alpha = q^2/(4\pi\epsilon_0 \hbar c) = 1/137$ la constante de structure fine. En prenant $n = 50$ et en considérant des vitesses atomiques de l'ordre de $10^2 - 10^3$ m/s (typiques d'un jet thermique), $v/c \sim 10^{-6}$ il faut un paramètre d'impact $b \sim 10 \mu\text{m}$ pour obtenir la condition $\theta_l = \pi/4$ qui réalise l'intrication maximale. Il s'agit évidemment d'une distance grande comparée à la "taille" typique des atomes de Rydberg, soit $0,1 \mu\text{m}$. Cependant, elle ne peut pas être atteinte de façon contrôlée et reproductible avec des atomes se propageant librement. L'effet serait alors moyenné par la distribution des paramètres d'impacts. C'est pourquoi l'échange cohérent et réversible d'énergie entre deux atomes couplés par l'interaction de van der Waals n'a jamais été directement observé. Des expériences passées ont toutefois permis de mettre en évidence la signature de l'interaction dipôle-dipôle entre des atomes très excités. En 1981, J. M. Raimond *et al.* ont observé un élargissement des raies du spectre optique d'un «gaz de Rydberg dense» obtenu en couplant un jet intense d'atomes de césium à deux lasers YAG très focalisés. Cet élargissement a pu être attribué aux interactions dipôle-dipôle lors de collisions atomiques [42].

Si l'on se dote de la possibilité de piéger deux atomes de Rydberg circulaires à proximité l'un de l'autre, le temps d'interaction n'est plus limité par le temps typique de collision. L'angle de collision s'écrit alors, dans le même cadre d'approximation que pour la formule 1.8 :

$$\theta_l \sim n^4 \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\hbar} \frac{a_0^2 t_{int}}{R^3} \quad (1.9)$$

où t_{int} est le temps d'interaction.

La condition d'intrication maximale est atteinte au bout d'une trentaine de nanosecondes pour deux atomes séparés de 10 μm . En raison de la loi en $1/R^3$ ce temps est de 30 microsecondes si la distance est de 100 μm . Ce calcul montre pourquoi il est intéressant a priori de piéger des atomes de Rydberg circulaires à proximité l'un de l'autre.

Collisions assistées par une cavité non-résonante

Nous venons de voir que l'interaction dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg produit des angles de collision très importants. Cependant, si l'on ne peut contrôler la position des atomes au niveau micrométrique, il faut amplifier le couplage si l'on vise à les intriquer de façon contrôlée. La solution, proposée par S. B. Zheng et G. C. Guo [43] consiste à assister la collision par une cavité non-résonante.

Les effets des conditions aux limites imposées par un résonateur à la radiation du dipôle atomique ont été étudiés depuis longtemps. On a notamment prédit et observé des phénomènes liés à l'inhibition ou à la stimulation de l'émission spontanée [44], en particulier pour des atomes de Rydberg [45]. L'influence du résonateur sur l'interaction dipôle-dipôle et la possibilité de stimuler l'échange d'énergie entre deux atomes ont été considérées plus récemment [46, 47, 48]. Des effets de stimulation de l'interaction dipôle-dipôle par une cavité ont été démontrés expérimentalement dans une microcavité en polymère [49] et dans un ensemble d'atomes de rubidium ultrafroids couplés au mode d'une cavité optique [50].

Le cas d'une collision d'atomes de Rydberg dans une cavité micro-onde non-résonante est illustré dans la figure 1.6. Pour présenter les aspects principaux de la dynamique de la collision assistée, nous considérons deux atomes et un seul mode du champ confiné, initialement vide. Le couplage atome-champ étant largement augmenté par le confinement du mode dans un résonateur, le calcul de l'angle de collision peut se limiter à ce seul mode du champ électromagnétique. En outre, nous ne considérons pas explicitement la dépendance temporelle du couplage atomes-cavité¹. Cela nous permet de résoudre le problème par une approche très simple analogue à celle de l'atome habillé.

Le hamiltonien du problème est le suivant :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V} \quad (1.10)$$

avec :

¹Cet effet peut être pris en compte en fin de calcul en introduisant un «temps d'interaction effectif» qui prend en compte la forme spatiale du couplage

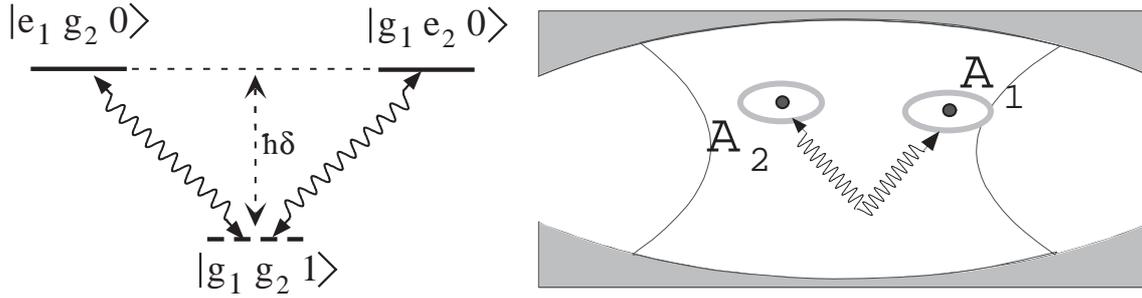


FIG. 1.6 – Collision de deux atomes de Rydberg assisté par une cavité vide désaccordée de δ par rapport à la transition atomique.

$$\begin{aligned}\hat{H}_0 &= \hbar\omega_c \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar\omega_{eg}}{2} \sum_{k=1,2} (|e_k\rangle \langle e_k| - |g_k\rangle \langle g_k|) \\ \hat{V} &= -\hbar g \sum_{k=1,2} (|e_k\rangle \langle g_k| a + |g_k\rangle \langle e_k| a^\dagger)\end{aligned}\quad (1.11)$$

Les notations sont celles du modèle de Jaynes-Cummings [21], les indices 1 et 2 se référant aux deux atomes. La constante de couplage g s'exprime en fonction de la pulsion de Rabi du vide Ω_0 selon $g = \Omega_0/2$.

On voit facilement que les deux niveaux dégénérés $|e_1, g_2, 0\rangle$ et $|g_1, e_2, 0\rangle$ sont couplés au deuxième ordre via le niveau $|g_1, g_2, 1\rangle$. Le sous-espace engendré par ces trois vecteurs est clos par rapport à l'évolution régie par le hamiltonien (1.10). La restriction de celui-ci à ce sous-espace a la forme matricielle :

$$(\hat{H}) = -\hbar \begin{pmatrix} 0 & g & 0 \\ g & \delta & g \\ 0 & g & 0 \end{pmatrix}\quad (1.12)$$

$\delta = \omega_c - \omega_{eg}$ étant le désaccord atome-cavité. On a choisi ici les niveaux $|e_1, g_2, 0\rangle$ et $|g_1, e_2, 0\rangle$ comme origine des énergies.

La matrice (1.12) se diagonalise facilement et, dans la limite dispersive où nous conservons seulement les termes du premier ordre en g/δ pour les états (deuxième ordre pour les énergies), ses vecteurs propres ont une forme particulièrement simple :

$$|v_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|e_1, g_2, 0\rangle - |g_1, e_2, 0\rangle]\quad (1.13)$$

relatif à la valeur propre $E_0 = 0$,

$$|v_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|e_1, g_2, 0\rangle - \frac{2g}{\delta} |g_1, g_2, 1\rangle + |g_1, e_2, 0\rangle \right]\quad (1.14)$$

relatif à la valeur propre $E_- = -\hbar \frac{2g^2}{\delta}$,

$$|v_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[-\frac{g}{\delta} |e_1, g_2, 0\rangle - |g_1, g_2, 1\rangle - \frac{g}{\delta} |g_1, e_2, 0\rangle \right] \quad (1.15)$$

relatif à la valeur propre $E_+ = \hbar(\delta + \frac{2g^2}{\delta})$.

En termes de ces vecteurs propres et au premier ordre en g/δ , l'état initial $|e_1, g_2, 0\rangle$ s'écrit :

$$|e_1, g_2, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|v_0\rangle + |v_-\rangle - \frac{2g}{\delta} |v_+\rangle \right] \quad (1.16)$$

Nous pouvons immédiatement en déduire l'état du système à l'instant t . Dans la limite $g/\delta \rightarrow 0$, nous obtenons :

$$|e_1, g_2, 0\rangle \rightarrow \frac{1}{2} \left[(1 + e^{-\frac{i}{\hbar}E_-t}) |e_1, g_2, 0\rangle - (1 - e^{-\frac{i}{\hbar}E_-t}) |g_1, e_2, 0\rangle \right] \quad (1.17)$$

L'interaction produit donc un échange d'énergie réversible et cohérent entre les deux atomes de période $2\pi\hbar/|E_-| = \pi\delta/g^2$ (cf. figure 1.7). Comme nous l'avons vu précédemment cette oscillation de Rabi peut être interprétée comme l'échange «virtuel» d'un photon avec la cavité (figure 1.6).

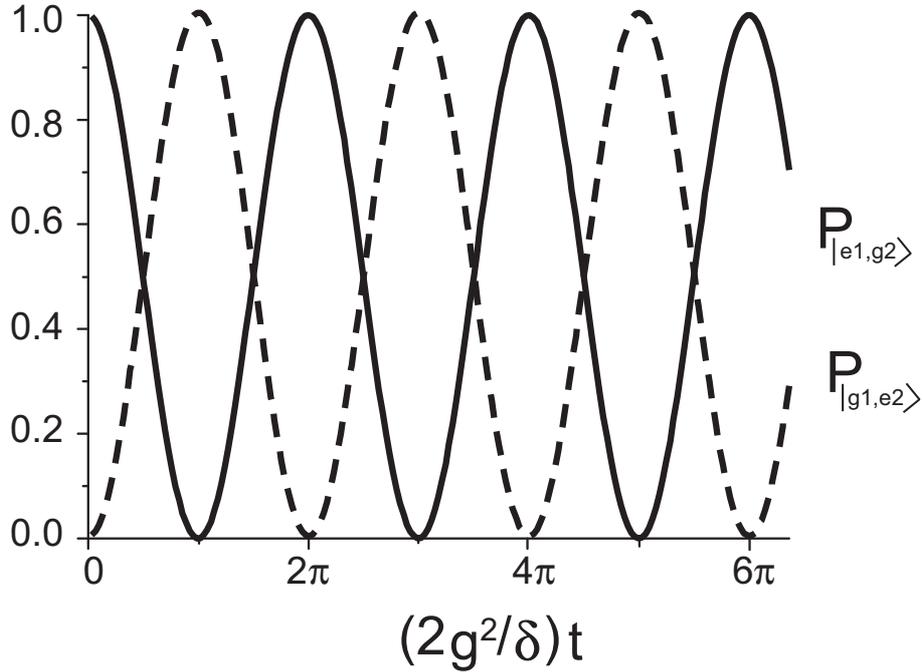


FIG. 1.7 – Oscillation de Rabi entre deux atomes de Rydberg circulaires. Sont représentées les variations des probabilités de détection $P_{|e_1, g_2\rangle}$ (en trait plein) et $P_{|g_1, e_2\rangle}$ (en pointillés). Les populations de ces canaux de détection décrivent une oscillation de Rabi via l'échange d'un photon «virtuel» avec la cavité.

Ce résultat montre que, grâce à la stimulation par un mode d'un résonateur vide et quasi-résonant avec les atomes, il est possible d'obtenir des angles de collision importants.

En utilisant l'expression du couplage g , on vérifie en effet que l'angle de collision peut être exprimé dans une forme analogue à celle obtenue pour la collision dans l'espace libre :

$$\theta_c = \frac{\omega_c}{\delta} \alpha \frac{c}{v} \left(\frac{a_0 n^2}{b_c} \right)^2 \quad (1.18)$$

Le paramètre b_c , qui joue ici le rôle d'un paramètre d'impact «effectif», ne dépend pas de la distance réelle entre les atomes (dans la mesure où ils se croisent effectivement dans la cavité), mais est déterminé uniquement par les caractéristiques géométriques du mode de la cavité. Dans le cas d'un résonateur micro-onde tel que celui qui est utilisé dans notre expérience, il est par conséquent énorme (10^{-3} m). La grandeur de ce paramètre d'impact effectif est toutefois compensée par le paramètre sans dimensions $\frac{\omega_c}{\delta}$, qui exprime l'effet d'amplification de la cavité.

L'étude plus détaillée de la réalisation expérimentale du processus de collision assistée par une cavité est exposée en détail dans la thèse de Stefano Osnaghi [38]. Je présente succinctement l'observation de cet effet dans ce qui suit. L'expérience de collision assistée par la cavité a été réalisée en préparant deux atomes de vitesses telles qu'ils se croisent au centre du mode du résonateur. L'état de chacun des atomes pouvait ensuite être mesuré indépendamment. En pratique la dégénérescence des deux modes gaussiens de polarisation orthogonale du résonateur est levée de 130 kHz. La situation expérimentale diffère donc du calcul théorique présenté plus haut. Un calcul complet permettant de modéliser de façon précise la collision réelle qui se produit dans notre expérience est présentée dans la thèse de Stefano Osnaghi[38]. On introduit dans ce cadre le paramètre η défini par :

$$\eta = \frac{\omega_a}{\delta_a} + \frac{\omega_b}{\delta_b} \quad (1.19)$$

où $\omega_{a,b}$ et $\delta_{a,b}$ sont les pulsations et les désaccords relatifs à chacun des deux modes dégénérés a et b .

Les atomes se croisant au centre de la cavité, la durée effective de la collision t_{eff}^C est déterminée par les vitesses atomiques v_1 et v_2 suivant $t_{\text{eff}}^C = \frac{\sqrt{\pi}w}{\sqrt{v_1^2+v_2^2}}$. La probabilité jointe $P_{|e_1g_2\rangle}$ de détecter l'atome 1 dans le niveau e et l'atome 2 dans le niveau g décrit, en fonction du paramètre η , une oscillation présentée dans la figure 1.8. Cette courbe correspond en fait à la variation du transfert de population de l'état $|e_1g_2\rangle$ vers l'état $|g_1e_2\rangle$ (et vice-versa) pour un temps d'interaction fixé et un couplage variable réglé par η . Les faibles valeurs de η correspondent à des désaccords importants. Pour ces valeurs les calculs analytiques (en trait plein) reproduisent précisément les résultats. Quand η augmente les désaccords diminuent. Les phénomènes résonants deviennent alors dominants ce qui explique la réduction du contraste de l'oscillation. Une simulation numérique (en pointillés sur la courbe) décrit qualitativement cette réduction.

Je termine cette partie consacrée à l'étude d'une collision assistée par le mode d'une cavité en insistant sur le fait que le facteur de qualité du résonateur est un paramètre moins critique que dans le cas d'une méthode d'intrication fondée sur des interactions successives et résonantes des atomes avec la cavité [29]. En effet, la cavité reste vide tout au long de la séquence et le temps caractéristique pour la perte d'un photon n'intervient

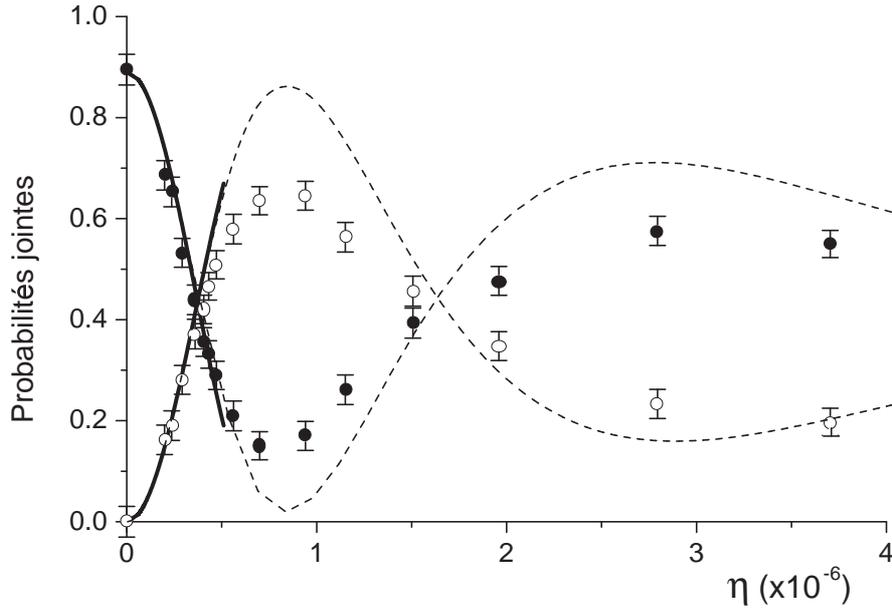


FIG. 1.8 – Probabilités jointes $P_{|e_1g_2\rangle}$ (cercles pleins) et $P_{|g_1e_2\rangle}$ (cercles vides) à l'issue de la collision, en fonction du paramètre η (défini dans le texte). La courbe continue est la prédiction théorique qui découle du calcul analytique, valable en régime dispersif. La courbe en pointillé résulte de l'intégration numérique de l'évolution du système. Les deux courbes théoriques sont normalisées compte tenu du contraste «intrinsèque» déterminé par le point $\eta \rightarrow 0$.

donc pas. Le facteur de qualité du résonateur intervient essentiellement dans le calcul de la probabilité qu'un photon réel soit émis dans la cavité et "perdu". Cet effet incohérent est la principale source de réduction du contraste du signal d'oscillation de Rabi. La probabilité $P_{|g_1,g_2,1\rangle}(t)$ qu'un photon ait été émis à l'instant t est d'après l'équation 1.14 :

$$P_{|g_1,g_2,1\rangle}(t) = \frac{4g^2}{\delta^2} \sin^2 \left(\frac{4g^2 + \delta^2}{2\delta} t \right) \quad (1.20)$$

La population de l'état $|g_1, g_2, 1\rangle$ est donc de l'ordre de $\frac{4g^2}{\delta^2}$. Finalement la probabilité P_{perte} qu'un photon soit absorbé par la cavité ou diffusé vers un autre mode du champ pendant le temps effectif d'interaction t_{int} est :

$$P_{perte} = \frac{4g^2}{\delta^2} \frac{t_{int}}{\tau_{cav}} \quad (1.21)$$

où τ_{cav} est le temps de vie de photon dans la cavité.

On choisit δ pour réaliser l'intrication des deux atomes, soit :

$$\delta = \frac{4g^2}{\pi} t_{int} \quad (1.22)$$

On peut alors éliminer δ :

$$P_{perte} = \frac{\pi^2}{4g^2} \frac{1}{t_{int}\tau_{cav}} \quad (1.23)$$

Cette probabilité reste faible tant que :

$$\tau_{cav} \gg \tau_{cav}^l = \frac{\pi^2}{4g^2} \frac{1}{t_{int}} \quad (1.24)$$

Pour le couplage $g = 2\pi \times 25$ kHz dans notre système et un temps d'interaction de $10 \mu\text{s}$ typique des vitesses thermiques utilisées on trouve une valeur limite T_{cav}^l du temps de vie de $10 \mu\text{s}$. Il y a donc deux ordres de grandeur d'écart avec le temps de vie actuel de la cavité.

Analyse des données et des imperfections expérimentales : les limitations du dispositif

Dans cette expérience, on mesure des populations dans des canaux de détection qui devraient rester vides ($|e_1e_2\rangle$ et $|g_1g_2\rangle$). Les principaux effets responsables de ces populations parasites s'expliquent par des limitations intrinsèques du dispositif, qui dépassent le cadre particulier de cette expérience :

1. Le temps de vie des atomes de Rydberg est long mais pas infini. Or les effets gênants liés à l'émission spontanée ne se réduisent pas à la désexcitation des atomes préparés dans le niveau $|e\rangle$ vers le niveau $|g\rangle$. Il faut aussi tenir compte des atomes préparés dans le niveau circulaire $n=52$, qui ont échappé au processus de «purification» (§ 1.1.2), et qui peuvent retomber à tout moment dans le niveau circulaire $n=51$ ($|e\rangle$) en modifiant le processus de collision ou en faussant les résultats de la détection.
2. Le processus d'excitation vers les niveaux de Rydberg circulaires est intrinsèquement poissonien en nombre d'atomes faute d'un mécanisme permettant de préparer un atome unique à la demande. Comme il s'agit de travailler avec des atomes individuels, la solution consiste à brider volontairement le flux d'atomes circulaires et à préparer en moyenne 0,1 atome par paquet. De cette façon la probabilité d'exciter plus d'un atome dans un paquet est très faible. En contrepartie neuf paquets sur dix ne contiennent pas d'atome ce qui multiplie par dix le temps d'acquisition pour une expérience à un atome. Il faut donc post-sélectionner les séquences pour lesquelles tous les atomes nécessaires ont effectivement été détectés. Ce procédé, tolérable pour une expérience à un atome, devient exponentiellement rédhitoire lorsque la séquence en nécessite plusieurs. En pratique, les expériences se limitent à au plus trois atomes ce qui constitue une première borne à la richesse de la physique envisageable avec ce montage. Conjuguée à l'efficacité quantique finie des détecteurs, la dispersion finie du nombre d'atomes par paquet est en outre responsable d'erreurs dans les décomptes de coïncidences. On estime que dans le cas de l'expérience de collision assistée, les canaux parasites sont essentiellement peuplés par des événements à trois atomes dont un n'est pas détecté.

3. Le temps maximum d'interaction entre un atome et le mode de la cavité est lui limité par deux facteurs. Il est déterminé par le temps de transit dans le mode de la cavité, c'est-à-dire par la vitesse des atomes et par l'extension transverse du mode. En considérant des atomes à 100 m/s et un waist du mode de 6 mm on trouve un temps maximum d'interaction de 90 μ s. Ce temps est à comparer au temps caractéristique du couplage atome-champ donné ici par la période de l'oscillation de Rabi dans le vide de photon [22], soit 20 μ s. On ne peut donc observer qu'un nombre restreint d'échanges cohérents d'énergie entre l'atome et le champ ce qui est une contrainte supplémentaire sur les effets observables. La solution consistant à diminuer la vitesse se heurte à deux problèmes expérimentaux. D'une part, il y a moins d'atomes aux vitesses plus lentes dans un jet thermique. Le changement de vitesse s'accompagne donc d'une baisse du flux atomique. D'autre part, le jet atomique étant horizontal, la gravité commence à avoir un effet non négligeable sur sa position à basse vitesse (chute de 2 mm sur 1 m à 50 m/s). Plus fondamentalement, le temps de transit d'un atome dans la cavité doit rester faible devant le temps de vie des photons (~ 1 ms) pour qu'il n'y ait pas de dissipation pendant l'interaction. C'est donc le facteur de qualité de la cavité qui impose la limite ultime aux temps d'interaction.
4. Le contrôle de l'interaction dans le mode de la cavité se fait en jouant sur la condition de résonance entre l'atome et le champ en tirant parti de l'effet Stark. L'application d'un champ électrique entre les deux miroirs du résonateur permet de régler le désaccord au cours du temps et donc de définir précisément les temps d'interaction. Toutefois la dispersion des vitesses, quoique réduite, se traduit par une dispersion en position et donc en temps d'interaction. Ces différences se répercutent ensuite sur le contraste des signaux expérimentaux.

1.1.4 Le cahier des charges

Fort de l'analyse des limitations du dispositif en jet atomique, je dégage ici les caractéristiques idéales d'un nouveau système permettant d'observer de façon plus fine des atomes circulaires uniques en interaction.

Nouveaux couplages

L'utilisation d'une cavité Fabry-Perrot comme médiateur de l'interaction entre atomes est, à terme, limitée par le facteur de qualité du résonateur si on se tient à des méthodes résonantes pour intriquer les atomes. Si au contraire on souhaite simplement tirer parti de l'effet d'amplification de l'interaction dipôle-dipôle abordé dans cette partie, on a vu qu'il n'y a pas lieu d'utiliser une cavité de qualité exceptionnelle. On peut donc songer à utiliser un résonateur moins fin spectralement mais plus intégré comme par exemple les lignes de transmissions plane étudiées dans le groupe de R. Schoelkopf [33]. Nous avons en outre vu que l'interaction dipôle-dipôle peut être observée si deux atomes sont maintenus à une distance de quelques dizaines de microns (§ 1.1.3.b). Ces deux approches nouvelles pour coupler deux atomes de Rydberg circulaires suggèrent de se donner les moyens de piéger ces états à proximité de surfaces lithographiées.

Source sub-poissonnienne

Afin d'éviter les problèmes liés à la statistique de préparation des atomes, il faut se doter d'une source sub-poissonnienne d'atomes de Rydberg circulaires. Idéalement on souhaiterait être capable de préparer de manière déterministe un atome unique à la demande. Le § 1.2.1 explique comment nous comptons atteindre ce but en utilisant la très forte interaction dipôle-dipôle entre des atomes de Rydberg confinés dans un piège micrométrique. Le mécanisme dit de blocage dipolaire interdit alors l'excitation de plus d'un atome. Cette possibilité est une incitation supplémentaire à refroidir et à piéger les atomes.

Contrôle des degrés de liberté externes

Il est également important de pouvoir contrôler finement la position des atomes. On s'affranchirait ainsi des dispersions en temps d'interaction d'une séquence à la suivante. En effet, quelle que soit la méthode de couplage envisagée, son intensité est dépendante de la position de l'atome (généralement à cause de la variation du champ électrique). Nous pensons donc piéger des atomes de Rydberg circulaires en utilisant des techniques qui font l'objet du § 3.2. Les atomes de Rydberg froids (et donc lents) ainsi produits pourraient interagir pendant des temps longs et avec des paramètres d'impact reproductibles.

Allongement du temps de vie atomique

Une fois atteints les deux objectifs précédents, il serait intéressant de prolonger la durée de vie de nos atomes. De cette manière les temps d'interaction ne seraient pas limités par la relaxation des atomes. Une technique envisageable pour y parvenir est décrite au § 3.1 : il s'agit d'inhiber l'émission spontanée d'un atome de Rydberg circulaire pour l'empêcher de se désexciter.

Détection intégrée

Au vu de ce qui précède, nous avons décidé de piéger des atomes de Rydberg froids au voisinage de surfaces lithographiées. Pour détecter ces atomes, la technique d'ionisation sélective en énergie semble toujours indiquée. Par contre le dispositif de multiplication du signal électronique est difficilement compatible avec la géométrie gravée sur une puce que nous envisageons. Le § 4 propose un nouveau type de détecteur d'électron adapté à ce nouveau dispositif expérimental.

En plus des développements dans le sens de atomes de Rydberg circulaires piégés en interaction, notre nouvel appareil peut donner lieu à l'étude d'autres sujets. On peut notamment songer à étudier des atomes de Rubidium froids ($< \mu K$) dans un environnement lui-même froid (~ 1 K).

1.2 Des atomes de Rydberg circulaires à la demande

Nous avons vu que les expériences visant à manipuler des atomes de Rydberg circulaires bénéficieraient grandement de la possibilité de préparer un et un seul atome à un instant donné. La difficulté est double : il s'agit d'être sûr d'exciter un atome et dans le même temps de ne pas en produire plus d'un. Je décris dans la suite un effet connu sous le nom de "blocage dipolaire" qui doit permettre de "circulariser" au plus un atome par séquence. Je détaille ensuite les techniques expérimentales envisagées pour observer et exploiter cet effet. Je conclus cette partie en donnant une idée de ce que pourrait être la séquence expérimentale menant à l'excitation - avec une efficacité proche de l'unité - d'au plus un atome de Rydberg circulaire.

1.2.1 Le blocage dipolaire

Le principe de l'utilisation du blocage dipolaire pour la préparation d'états à une excitation unique dans un ensemble atomique a été proposé récemment ([51],[52]). Il s'agit de tirer parti du déplacement des niveaux multiples excités dû à l'interaction dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg. On montre que si on éclaire un nuage suffisamment confiné d'atomes dans le niveau fondamental avec une onde résonante avec la transition vers un niveau de Rydberg, une excitation peut être absorbée mais la condition de résonance n'est pas remplie pour la deuxième excitation (voir fig. 1.9). Je décris ici succinctement cet effet.

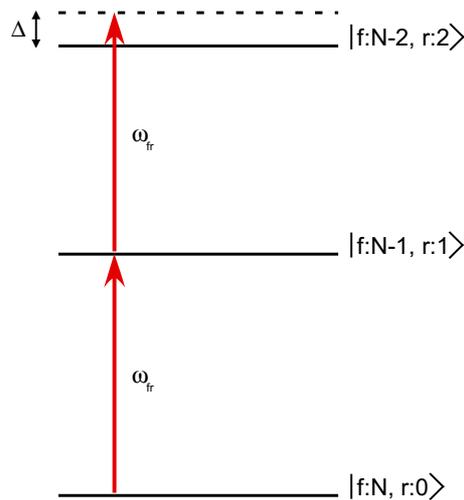


FIG. 1.9 – Principe de l'effet de blocage dipolaire. A cause de la forte interaction dipôle-dipôle entre deux atomes dans le niveau de Rydberg $|r\rangle$, le laser accordé à la pulsation ω_{fr} de la transition $|f\rangle \rightarrow |r\rangle$ n'est pas résonant (désaccord) Δ pour l'excitation d'un deuxième atome.

Description théorique

Considérons un nuage de N atomes immobiles aux positions \mathbf{x}_j . On suppose que ces atomes sont refroidis à des températures de l'ordre du μK et confinés dans un piège d'extension micrométrique de sorte que leur couplage aux lasers d'excitation vers les niveaux de Rydberg est symétrique. On ne prend ici en compte que deux niveaux atomiques, soit pour le $j^{\text{ème}}$ atome, le fondamental $|f_j\rangle$ et un niveau de Rydberg $|r_j\rangle$. Seuls les niveaux symétriques (au sens de l'échange de deux atomes) sont couplés au niveau fondamental par les lasers d'excitation en raison de la symétrie du couplage. On définit donc les niveaux collectifs $|f : N, r : 0\rangle$, $|f : N - 1, r : 1\rangle$ et $|f : N - 2, r : 2\rangle$. Ces notations désignent respectivement le niveau fondamental, le niveau symétrique à une excitation et le niveau symétrique à deux excitation.

On souhaite connaître l'évolution du système lorsqu'on éclaire l'échantillon atomique précédent avec une onde résonante sur la transition $|f\rangle \rightarrow |r\rangle$. Il s'agit dans un premier temps de déterminer l'allure du spectre de ce système. Pour cela il faut diagonaliser le Hamiltonien d'interaction dipôle-dipôle V_{dd} . Celui-ci est la somme des termes d'interaction à deux atomes :

$$\hat{V}_{dd} = \frac{1}{2} \sum_{i=1, i \neq j}^N \hat{H}_{dd}(\mathbf{R}_{ij}) \otimes \mathbf{1}_{k \neq i, j} \quad (1.25)$$

où le terme $\hat{H}_{dd}(\mathbf{R}_{ij})$ de couplage dipôle-dipôle entre deux atomes séparés par le vecteur \mathbf{R}_{ij} s'écrit comme on l'a vu au § 1.1.3.b :

$$\hat{H}_{dd}(\mathbf{R}_{ij}) = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\hat{\mathbf{r}}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}}_2}{|\mathbf{R}_{ij}|^3} - \frac{3(\hat{\mathbf{r}}_1 \cdot \mathbf{R}_{ij})(\hat{\mathbf{r}}_2 \cdot \mathbf{R}_{ij})}{|\mathbf{R}_{ij}|^5} \right) \quad (1.26)$$

où $\hat{\mathbf{r}}_j$ ($j = 1, 2$) est la position de l'électron de valence de l'atome j .

On peut réécrire ce Hamiltonien :

$$\begin{aligned} \hat{H}_{dd}(\mathbf{R}_{ij}) &= \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{R}_{ij}|^3} [\hat{\mathbf{r}}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}}_2 - 3\hat{z}_1\hat{z}_2] \\ \hat{H}_{dd} &= \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0|\mathbf{R}_{ij}|^3} [(\hat{x}_1 + i\hat{y}_1)(\hat{x}_2 - i\hat{y}_2) + (\hat{x}_1 - i\hat{y}_1)(\hat{x}_2 + i\hat{y}_2) - 4\hat{z}_1\hat{z}_2] \end{aligned} \quad (1.27)$$

en prenant l'axe z parallèle à (\mathbf{R}_{ij}) et en écrivant les produits scalaires dans la base des polarisations circulaires afin de faire apparaître explicitement les règles de sélection. En effet, $x \pm iy = \sqrt{2}rY_1^{\pm 1}$ et $z = rY_1^0$ (les symboles Y_l^m désignent les harmoniques sphériques).

Avant de diagonaliser le hamiltonien il faut évaluer les couplages dipôle-dipôle entre deux niveaux doublement excités, soit $W = \langle n_1, l_1, m_1, n_2, l_2, m_2 | \hat{H}_{dd} | n'_1, l'_1, m'_1, n'_2, l'_2, m'_2 \rangle$. Ce couplage correspond à l'absorption d'un photon par l'atome 1 et à l'émission simultanée d'un photon par l'atome 2 (cf fig. 1.10). Il est dans le cas général non-résonant. Etant donné la forme 1.27 du Hamiltonien, l'application du théorème de Wigner-Eckart donne :

$$W = \frac{Kq^2}{8\pi\epsilon_0|\mathbf{R}|^3} \langle n_1, l_1 | \hat{r}_1 | n'_1, l'_1 \rangle \langle n_2, l_2 | \hat{r}_2 | n'_2, l'_2 \rangle \quad (1.28)$$

où K est un facteur d'algèbre angulaire combinaison de $3j$ et de l'ordre de l'unité.

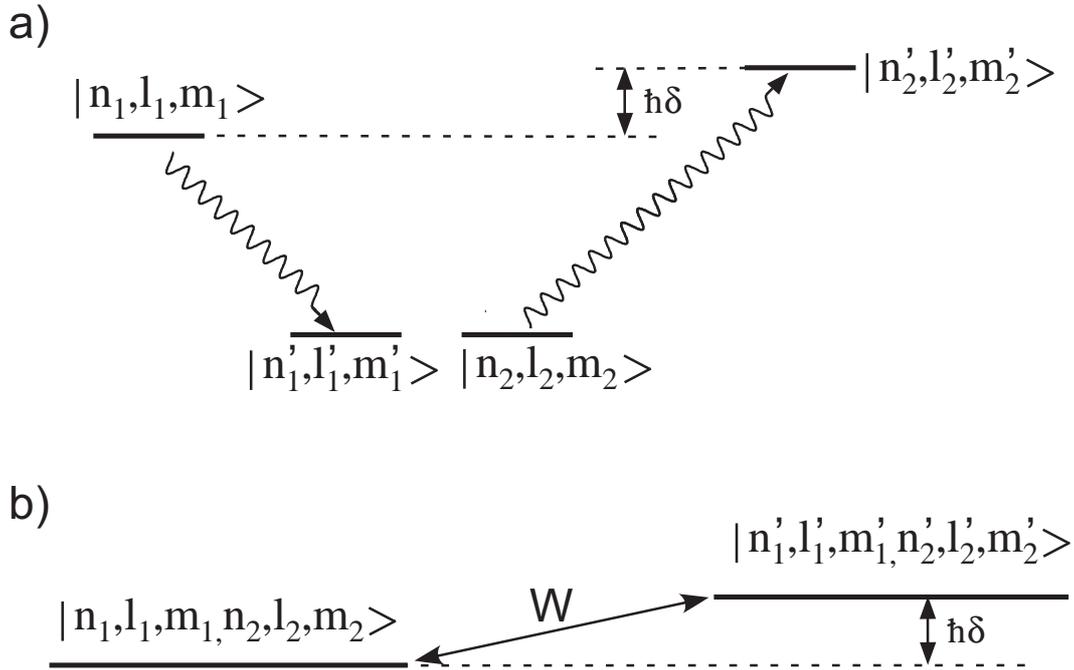


FIG. 1.10 – Interaction dipôle-dipôle : processus d'absorption-émission. a) L'interaction dipôle-dipôle correspond à l'émission d'un photon par un atome simultanée à l'absorption d'un photon par l'autre. Les indices 1 et 2 désignent les atomes, $\hbar\delta$ est la différence d'énergie entre les deux niveaux couplés. b) Ces processus se traduisent par un couplage W entre niveaux doublement excités.

On peut, en suivant le calcul exposé dans la thèse de G. Vitrant [53], se restreindre à un nombre fini de niveaux de Rydberg, calculer tous les éléments de matrice pertinents et finalement diagonaliser le Hamiltonien dipôle-dipôle sur le sous espace ainsi défini. Ce calcul donne le spectre de niveaux pour une paire d'atome en fonction de la distance inter-atomique.

Afin de donner une estimation du déplacement d'un niveau à deux excitation du type $|n_1, l_1, m_1, n_2, l_2, m_2\rangle$, je me restreint au couplage de cet état avec l'état $|n'_1, l'_1, m'_1, n'_2, l'_2, m'_2\rangle$ auquel il est le plus couplé. Il s'agit donc de diagonaliser le Hamiltonien total $\hat{H} = \hat{H}_{at} + \hat{H}_{dd}$ sur le sous-espace engendré par $|n_1, l_1, m_1, n_2, l_2, m_2\rangle$ et $|n'_1, l'_1, m'_1, n'_2, l'_2, m'_2\rangle$. \hat{H}_{at} est le Hamiltonien non perturbé et s'écrit simplement en représentation matricielle :

$$(\hat{H}_{at}) = \hbar \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \delta \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

où $\hbar\delta$ est l'écart énergétique entre les deux niveaux. La matrice à diagonaliser est finalement :

$$(\hat{H}) = \hbar \begin{pmatrix} 0 & W \\ W & \delta \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

si la convention de phase sur les deux états est prise telle que W est réel.

Les énergies propres E_{\pm} se calculent facilement :

$$E_{\pm} = \frac{\hbar}{2}(\delta \pm \sqrt{\delta^2 + 4W^2}) \quad (1.31)$$

Le déplacement en énergie Δ du niveau $|n_1, l_1, m_1, n_2, l_2, m_2\rangle$ est donc :

$$\Delta = |E_-| = \frac{\hbar}{2}|\delta - \sqrt{\delta^2 + 4W^2}| \quad (1.32)$$

Pour fixer les idées je calcule ici un ordre de grandeur du couplage W pour deux atomes dotés de dipôles de $1700 qa_0$ (cohérent avec $n = 50$) distants de $1 \mu\text{m}$. J'utilise pour cela la formule 1.26 en remplaçant \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 par $n^2 a_0$. Le couplage W trouvé est de $2,5 \text{ GHz}$ en unité de fréquence. Si on considère les niveaux couplés par l'interaction dipôle-dipôle à un état doublement excité du type $|n, l, m, n, l, m\rangle$ avec $n = 50$, les désaccords δ typiques sont également de l'ordre de quelques GHz. Le déplacement par l'interaction dipôle-dipôle d'un tel niveau pour un nuage d'atomes confinés dans un piège micrométrique est donc du même ordre d'après la formule 1.32. Si on considère un nuage d'atomes confinés dans un piège d'extension micrométrique, on s'attend donc à ce qu'un niveau $|n, l, m, n, l, m\rangle$ avec $n = 50$ subisse un déplacement en fréquence de l'ordre du GHz. Un tel déplacement peut aisément être résolu avec les sources lasers utilisées lors de l'excitation des atomes vers les niveaux de Rydberg. Si ces sources sont accordées sur la fréquence de transition pour l'excitation d'un atome, la probabilité d'exciter un deuxième atome sera donc, dans ces conditions, très faible. On peut noter que l'on peut exploiter l'interaction dipôle-dipôle pour intriquer deux atomes dans le niveau fondamental piégés séparément [54].

Saffman et al. ont calculé dans [52] qu'un nuage de quelques centaines d'atomes de ^{87}Rb , ayant une extension spatiale de $5 \mu\text{m}$ et soumis à une impulsion laser résonante ($\Omega/2\pi = 1 \text{ MHz}$) sur la transition $f \leftrightarrow r$, a une probabilité $P_{|R_j R_k\rangle}$ inférieure à 3.10^{-5} d'être doublement excité. Si le laser est allumé pendant une durée égale à la demi-période de l'oscillation de Rabi entre $|F\rangle$ et $|R_j\rangle$ ("pulse π "), la probabilité $P_{|F\rangle}$ de rester dans le niveau fondamental est également bornée par 3.10^{-5} . Afin d'optimiser l'efficacité du transfert vers le niveau excité visé on pourrait également avoir recours à une méthode de passage adiabatique du type STIRAP [55].

Nous avons vu que l'effet de "blocage dipolaire" permet en théorie d'exciter des atomes uniques à la demande. Il reste à concevoir un piège suffisamment confinant pour effectivement résoudre le déplacement du niveau doublement excité. La partie suivante décrit les techniques de piégeage magnétique sur une puce que nous comptons utiliser.

1.2.2 Micro-piégeage d'atomes dans le niveau fondamental

L'utilisation de l'effet Zeeman pour piéger magnétiquement des atomes neutres remonte à une vingtaine d'années et s'est généralisée dans les laboratoires, notamment après qu'a été démontrée la possibilité d'observer la condensation de Bose-Einstein [56], [57]. Plus récemment, ces techniques se sont enrichies avec l'apparition des premières expériences de piégeage magnétique sur des puces électroniques. Il s'agit en fait de remplacer les bobines macroscopiques qui créent les configurations piégeantes de champs magnétiques

par des agencements de pistes conductrices déposées sur des puces. Je rappelle dans un premier temps le principe du piégeage magnétique ainsi que les différents types de pièges "standards". Je montre ensuite comment ces différentes configurations de bobines peuvent être transposées sur un microcircuit en insistant sur la possibilité de construire ces circuits à partir de blocs élémentaires.

1.2.2.a Atomes en champ magnétique

Le principe du piégeage magnétique repose sur l'interaction entre le moment magnétique $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ des atomes et un champ magnétique extérieur \mathbf{B} . L'énergie potentielle des atomes est donnée par :

$$E_{mag} = -\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B} \quad (1.33)$$

Classiquement, on peut réécrire cette équation :

$$E_{mag} = -\mu B \cos\theta \quad (1.34)$$

où θ est l'angle entre le moment magnétique et le champ magnétique (voir fig. 1.11), autour duquel celui-ci précesse à la fréquence de Larmor donnée par :

$$\nu_{Larmor} = \frac{\mu B}{\hbar} \quad (1.35)$$

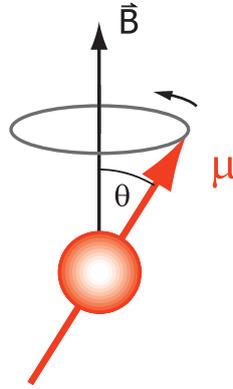


FIG. 1.11 – Moment magnétique précessant autour du champ \mathbf{B}

Dans le cadre de la physique quantique, l'interaction magnétique avec le champ extérieur, lorsque celle-ci est faible devant l'interaction magnétique avec le spin du noyau responsable de la structure hyperfine, est décrite par le Hamiltonien :

$$\hat{H} = \frac{\mu_B}{\hbar} g_F \hat{\mathbf{F}} \cdot \mathbf{B} \quad (1.36)$$

où $\hat{\mathbf{F}} = \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{S}} + \hat{\mathbf{I}}$ est la somme du moment cinétique orbital, du spin électronique et du spin nucléaire de l'atome et g_F est le facteur de Landé du sous-niveau hyperfin F .

Les valeurs propres de ce Hamiltonien sont données par :

$$E_{F,m_F} = \mu_B g_F m_F B \quad (1.37)$$

avec $m_F = -F, -F + 1, \dots, F - 1, F$.

Considérons maintenant un champ magnétique inhomogène. On suppose que le mouvement de l'atome est assez lent pour que la vitesse de variation de la direction du champ magnétique soit faible comparée à la fréquence de Larmor. Le moment magnétique de l'atome peut alors suivre adiabatiquement le champ magnétique. L'énergie potentielle aura dans ce cas les mêmes dépendances spatiales que le champ :

$$E(\mathbf{r}, t) = \mu_B g_F m_F B(\mathbf{r}, t) \quad (1.38)$$

La force qui s'exerce sur un atome dans le niveau $|F, m_F\rangle$ dans un champ magnétique inhomogène \mathbf{B} est donnée par :

$$\mathbf{F}_{mag} = -\mu_B g_F m_F \nabla |\mathbf{B}| \quad (1.39)$$

Dans le cas où le produit $g_F m_F$ est positif, l'atome sera "chercheur de champs faibles" et il tendra à aller vers un minimum local du champ. Si ce produit est négatif, il tendra à aller vers un maximum local du champ. D'après le théorème de Wing [58], il n'existe pas de maximum local du champ magnétique dans une région vide de charges. Par conséquent seuls les niveaux "chercheurs de champs faibles" peuvent être piégés à l'aide d'un champ magnétique statique. Les sous-niveaux de l'état fondamental $5S_{1/2}$ du ^{87}Rb concernés sont indiqués dans la figure 1.12.

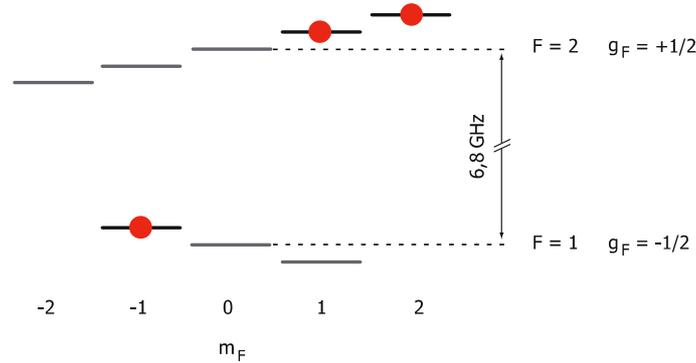


FIG. 1.12 – Levée de dégénérescence Zeeman des sous-niveaux $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ du fondamental $5S_{1/2}$ du ^{87}Rb . Les sous-niveaux "chercheurs de champ faibles" susceptibles d'être piégés magnétiquement sont marqués d'un point.

1.2.2.b Pièges magnétiques "classiques"

La configuration de champ magnétique la plus simple, et la première à avoir été utilisée pour piéger des atomes est le champ quadrupolaire [59]. On l'obtient traditionnellement au moyen d'une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz, soit deux bobines identiques coaxiales séparées par une distance égale à leur rayon et parcourues par des courants opposés (cf fig. 1.13).

Le champ magnétique créé par cette configuration de courants est linéaire au centre :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = b_x x \mathbf{e}_x + b_y y \mathbf{e}_y + b_z z \mathbf{e}_z \quad (1.40)$$

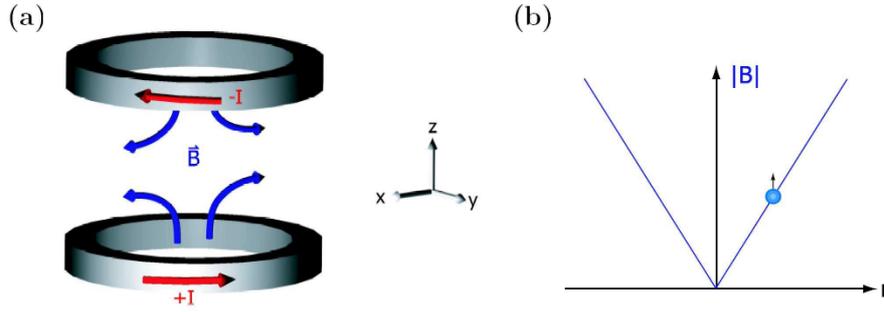


FIG. 1.13 – Bobines en configuration anti-Helmholtz. (a) Paire de bobines parcourues par des courants opposés produisant un champ quadrupolaire. (b) Potentiel linéaire vu par l'atome, avec annulation du champ magnétique au centre.

Les conditions de divergence nulle du champ magnétique et de symétrie cylindrique autour de l'axe z des bobines conduisent à :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B' \begin{pmatrix} x \\ y \\ -2z \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

L'autre propriété importante du champ quadrupolaire 3D est son annulation au centre. Si l'on songe à utiliser une telle configuration pour piéger des atomes "chercheurs de champs faibles", on est confronté au problème des pertes de Majorana [60]. En effet, pour qu'un atome puisse rester dans un sous-niveau m_F donné au cours de son mouvement il faut que son moment magnétique suive adiabatiquement le champ. Il faut donc, pour employer une image classique, qu'il précède autour du champ beaucoup plus vite que la vitesse de changement de direction du champ. Cette condition n'est plus réalisée au voisinage d'une annulation de \mathbf{B} et l'atome peut alors changer de sous-niveau hyperfin. Il peut en particulier être transféré dans un niveau de moment magnétique de signe opposé. L'atome sera alors éjecté du piège. Cette source de pertes d'atome, négligeable pour des atomes relativement chauds, devient prépondérante quand le nuage est très froid car les atomes passent alors plus de temps au voisinage immédiat du centre du piège où le champ s'annule. Si l'on veut manipuler des atomes très froids il faut donc utiliser un minimum de champ non-nul.

Le piège le plus simple possédant un minimum non-nul de champ est le piège dit de Ioffe-Pritchard [61],[62]. Il est constitué d'un champ quadrupolaire bidimensionnel pour le piégeage transverse et d'un champ longitudinal perpendiculaire au plan du quadrupôle, constitué d'une partie homogène destinée à éviter l'annulation du champ magnétique et d'une partie quadratique pour le confinement longitudinal. Le respect des équations de Maxwell conduit à un champ de la forme :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} 0 \\ -y \\ z \end{pmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{pmatrix} x^2 - \frac{1}{2}(y^2 + z^2) \\ -xy \\ xz \end{pmatrix} \quad (1.42)$$

Le champ magnétique quadrupolaire à deux dimensions est obtenu au moyen de *barres de Ioffe*. Cette configuration est représentée sur la figure 1.14. Le champ magnétique correspondant à la forme du deuxième termes de 1.42.

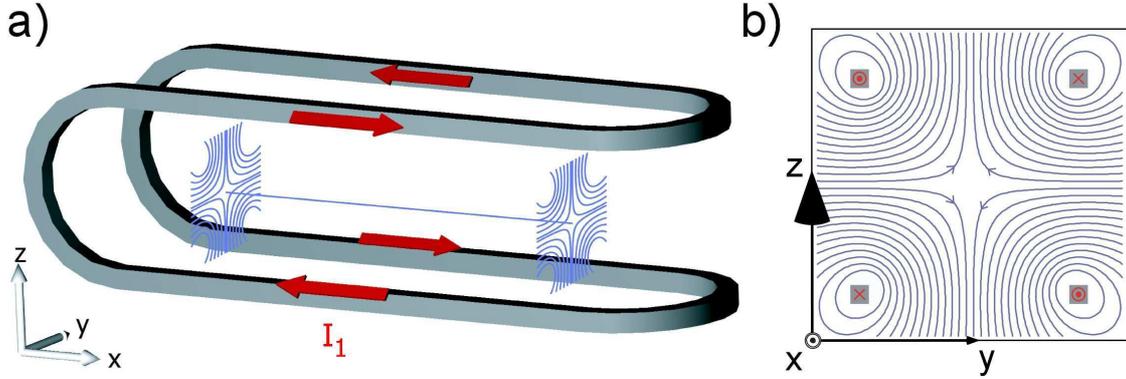


FIG. 1.14 – Barres de Ioffe. (a) Réalisation d'un champ quadrupolaire bidimensionnel au moyen de barres de Ioffe. (b) Lignes de champ dans le plan $(\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$

On obtient les termes quadratique et homogène de 1.42 en ajoutant aux barres de Ioffe une paire de bobines appelées *bobines pinch*. Elles sont parcourues par un courant dans le même sens et suffisamment éloignées pour obtenir une diminution notable du champ entre elles (voir fig. 1.15).

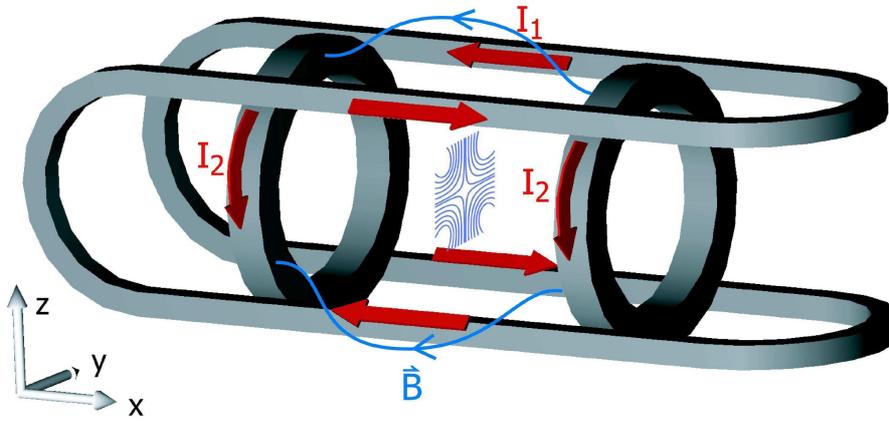


FIG. 1.15 – Obtention d'un piège de Ioffe-Pritchard 3D au moyen de barres de Ioffe et de bobines "Pinch".

Au voisinage du centre du piège, les deux derniers termes de l'équation 1.42 sont négligeables devant B_0 . Le module du champ est alors correctement décrit par l'approximation harmonique :

$$B(\rho, x) \simeq B_0 + \frac{B''}{2}x^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right) \rho^2 \quad (1.43)$$

où $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$ est la distance à l'axe. Dans le cas correspondant aux paramètres

expérimentaux usuels où $\frac{B'^2}{B_0} \gg \frac{B''}{2}$, cette relation se simplifie :

$$B(\rho, x) \simeq B_0 + \frac{B''}{2}x^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{B'^2}{B_0} \right) \rho^2 \quad (1.44)$$

La relation 1.44 montre que :

- la forme du piège peut être modifiée en jouant indépendamment sur B'' et B' via respectivement les courants des bobines pinch et des barres de Ioffe.
- le champ au centre du piège est non nul, permettant ainsi d'éviter les pertes de Majorana.
- le module du champ varie quadratiquement au voisinage du centre du piège, fournissant ainsi un confinement harmonique anisotropes de fréquences :

$$\begin{aligned} \nu_{\perp} &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{M_{Rb}}} \frac{B'}{\sqrt{B_0}} \\ \nu_{\parallel} &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{M_{Rb}}} \sqrt{B''} \end{aligned} \quad (1.45)$$

Ces différentes géométries de pièges magnétiques ont en commun d'utiliser des courants électrique élevés dans les bobines de piégeage. Typiquement, on fait circuler une centaine d'Ampères dans des bobines de tailles centimétriques (et donc situées à quelques centimètres des atomes). Etant donnée la puissance cryogénique réduite disponible dans un cryostat standard, il nous faut trouver des géométries moins exigeantes en courant.

1.2.2.c Micropièges magnétiques

J.D. Weinstein et K.G. Libbrecht ont proposé en 1995 d'utiliser des conducteurs déposés sur une puce pour réaliser des micropièges magnétiques [63]. Outre l'encombrement réduit, ces conducteurs miniaturisés présentent certains avantages déterminants :

Thermalisation par le substrat Le contact des conducteurs avec la surface de la puce permet de dissiper la chaleur plus rapidement, permettant l'utilisation de densités de courant plus importantes qu'avec des fils *libres* (jusqu'à 10^8 A/cm²).

Stabilité mécanique Une fois la micro-structure fabriquée, les positions relatives de chaque élément sont fixées. Les problèmes de vibrations sont donc atténués.

Flexibilité La possibilité de jouer sur différents courants dans le temps permet de modifier les potentiels vus par les atomes et ainsi de contrôler finement leur position ou le confinement. L'inductance est en outre plus faible que celle des bobines. On peut donc imposer des variations de champ plus rapides.

Fabrication "aisée" On bénéficie de toutes les techniques de microfabrication développées pour les puces électroniques. Un grand nombre d'expériences peuvent être réalisées en utilisant des puces fabriquées avec des techniques standard.

Confinement Les conducteurs peuvent être miniaturisé jusqu'à des dimensions transverses de l'ordre du micron. Ceci permet d'obtenir des pièges très raides avec des courants relativement faibles (par rapport aux courants dans les bobines des pièges standard) de l'ordre de l'Ampère. En effet, les atomes peuvent être piégés plus

près des sources du champ que dans le cas de bobines. Or le gradient et la courbure du champ se comportent respectivement en $1/d^2$ et $1/d^3$ si d est la distance aux sources. On gagne donc facilement un à deux ordres de grandeur sur le courant pour des gradients équivalents. Les confinements plus forts rendus possibles permettent notamment d'augmenter les taux de collisions élastiques lors du refroidissement évaporatif nécessaire à la condensation de Bose-Einstein, ce qui diminue la durée du processus [64]. Il faut noter que, du fait de la taille réduite des conducteurs produisant le champs, le potentiel piégeant s'étend sur une zone limitée. Le volume de capture du piège est donc réduit.

Potentiels complexes L'emploi des techniques de microfabrication permet d'intégrer sur une même puce différents blocs fonctionnels. En effet, les atomes étant piégés à proximité de la surface, ils ne ressentent que le champ des conducteurs voisins. Des conducteurs éloignés peuvent donc effectuer des opérations indépendantes sur des échantillons d'atomes distincts.

Je décris dans ce qui suit les différents éléments dont on dispose pour créer une grande variété de potentiels.

Guide quadrupolaire

La brique élémentaire est le piège quadrupolaire bidimensionnel qui réalise un confinement transversal. On peut créer un tel potentiel en utilisant un conducteur linéaire et un champ homogène perpendiculaire à ce conducteur. La figure 1.16 représente le champ créé par le fil, le champ homogène et leur superposition. A l'endroit où le champ homogène compense exactement le champ du fil, le champ présente une structure quadrupolaire à deux dimensions. Le problème étant invariant par translation le long de l'axe du fil, on obtient une ligne d'annulation du champ parallèle au fil. Cette configuration peut être mise à profit pour réaliser un guide à atomes suivant la direction x de la figure 1.16.

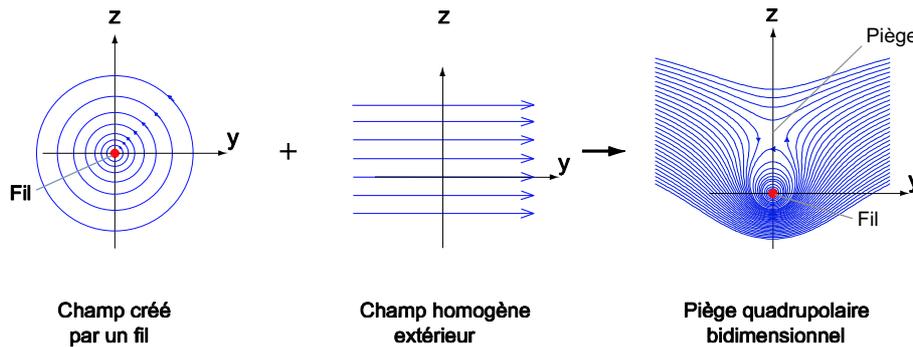


FIG. 1.16 – Superposition du champ d'un conducteur linéaire et d'un champ homogène perpendiculaire. Le champ total est un champ quadrupolaire bidimensionnel centré sur la ligne où le champ homogène compense le champ du fil.

Le champ créé par un conducteur linéaire infini et de section nulle parcouru par un courant I est décrit en coordonnées cylindrique par :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_r \quad (1.46)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide et r la distance au fil. On en déduit le module du champ magnétique en un point de l'axe e_z (voir figure 1.16) :

$$|\mathbf{B}(z)| = \frac{\mu_0 I}{2\pi z} \approx 2000 \text{ G} \frac{I(\text{A})}{z(\mu\text{m})} \quad (1.47)$$

Le gradient B' et la courbure B'' du champ sont donnés par :

$$\begin{aligned} B'(z) &= -\frac{\mu_0 I}{2\pi z^2} \approx -2.10^7 \text{ G/cm} \frac{I(\text{A})}{z^2(\mu\text{m}^2)} \\ B''(z) &= \frac{\mu_0 I}{\pi z^3} \approx 4.10^{11} \text{ G/cm}^2 \frac{I(\text{A})}{z^3(\mu\text{m}^3)} \end{aligned} \quad (1.48)$$

Le centre du guide quadrupolaire de la figure 1.16 se situe d'après ce qui précède à une distance z_0 du conducteur telle que le champ du fil compense le champ homogène $B_{0,y}$, soit :

$$z_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_{0,y}} \approx 2000 \mu\text{m} \frac{I(\text{A})}{B_{0,y}(\text{G})} \quad (1.49)$$

La valeur du gradient du champ magnétique en cette position est :

$$B'(z_0) = -\frac{2\pi B_{0,y}^2}{\mu_0 I} \approx -5 \text{ G/cm} \frac{B_{0,y}^2(\text{G}^2)}{I(\text{A})} \quad (1.50)$$

Le champ quadrupolaire bidimensionnel s'exprime finalement :

$$\mathbf{B}^Q(x, y, z) = B'(z_0) \begin{pmatrix} 0 \\ z - z_0 \\ y \end{pmatrix} \quad (1.51)$$

et ses axes sont décalés de 45° par rapport aux axes (e_y, e_z) .

Fil large

Pour des atomes situés à une distance de la surface du même ordre de grandeur que la largeur du conducteur, l'approximation d'un conducteur de diamètre nul n'est plus valable. Les conducteurs microfabriqués étant généralement plus larges qu'épais, on peut utiliser l'expression du champ $\tilde{\mathbf{B}}$ créé sur l'axe z par un conducteur infiniment long, de hauteur nulle et de largeur w :

$$\tilde{\mathbf{B}}(x, y = 0, z) = -\frac{\mu_0 I}{\pi w} \arctan\left(\frac{w}{2z}\right) \mathbf{e}_y \quad (1.52)$$

En particulier, le champ directement à la surface du conducteur prend une valeur finie (voir fi. 1.17) :

$$\tilde{B}_{max} = \tilde{B}(x, y = 0, z = 0) = \frac{\mu_0 I}{2 w} \quad (1.53)$$

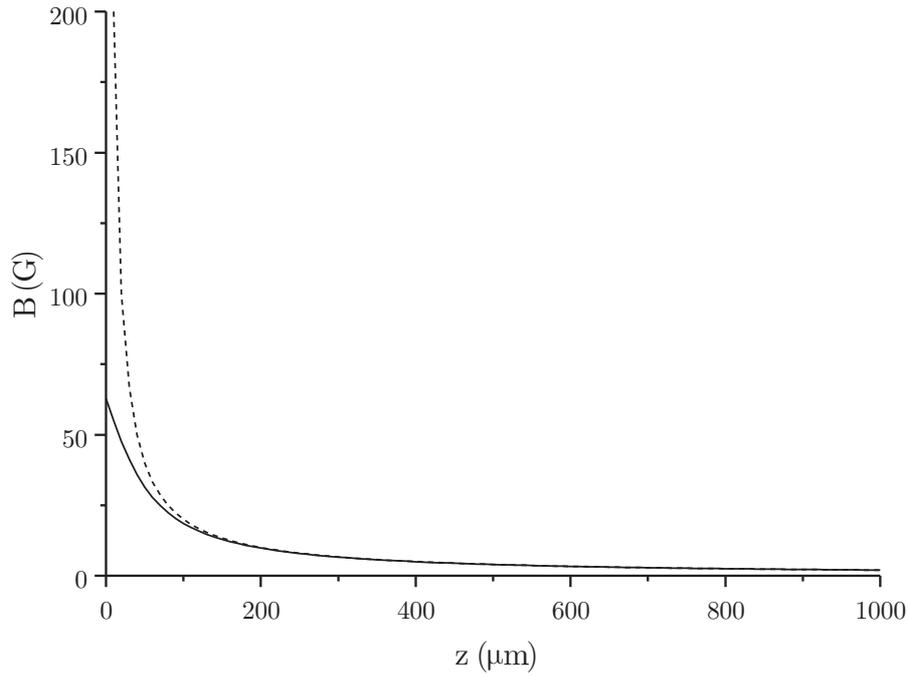


FIG. 1.17 – Champs magnétiques d'un fil infiniment fin (trait pointillé) et d'un fil large (trait plein). Dans les deux cas le courant est de 1 A. Le fil large a une largeur de 100 μm .

Les gradient et courbure du champ sont alors donnés par :

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{B}}'(z) &= -\frac{2\mu_0}{\pi} \frac{I}{w^2 + 4z^2} \\ \tilde{\mathbf{B}}''(z) &= \frac{16\mu_0}{\pi} \frac{Iz}{(w^2 + 4z^2)^2}\end{aligned}\quad (1.54)$$

et la distance d'équilibre est :

$$z_0 = \frac{w}{2 \tan\left(\frac{\pi}{\mu_0} \frac{w}{I} B_{0,y}\right)} \quad (1.55)$$

Piège tridimensionnel

A partir du champ quadrupolaire bidimensionnel \mathbf{B}^Q , il s'agit maintenant de créer un piège à trois dimensions. Il faut donc ajouter un confinement longitudinal pour "fermer" le piège sur l'axe du quadrupôle. Cela ne peut se faire qu'en ajoutant un champ inhomogène. En effet si on ajoute un champ constant $\mathbf{B}^{hom} = (B_x^{hom}, B_y^{hom}, B_z^{hom})$, on obtient :

$$\mathbf{B}^{tot} = \mathbf{B}^Q + \mathbf{B}^{hom} = -B'(z_0) \begin{pmatrix} 0 \\ z - z_0 \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B_x^{hom} \\ B_y^{hom} \\ B_z^{hom} \end{pmatrix} \quad (1.56)$$

Le minimum du champ devient non nul et il est déplacé sur la ligne définie par :

$$\mathbf{r}_{min}(x) = \begin{pmatrix} x \\ -B_z^{hom}/B' \\ z_0 - B_y^{hom}/B' \end{pmatrix} \quad (1.57)$$

Le minimum du champ vaut $|\mathbf{B}(\mathbf{r}_{min})| = |B_x^{hom}|$. Ce résultat est valable si le champ homogène \mathbf{B}^{hom} est d'amplitude suffisamment faible pour que la ligne de champ minimum soit située dans une zone où l'approximation quadripolaire de l'équation 1.51 tient.

On s'intéresse donc à la superposition du champ quadripolaire de l'équation 1.51 et d'un champ inhomogène $\mathbf{B}^\perp = (B_x^\perp, B_y^\perp, B_z^\perp)$ d'amplitude comparativement faible. Le champ total s'écrit :

$$\mathbf{B}^{tot} = \mathbf{B}^Q + \mathbf{B}^\perp = -B'(z_0) \begin{pmatrix} 0 \\ z - z_0 \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B_x^\perp \\ B_y^\perp \\ B_z^\perp \end{pmatrix} \quad (1.58)$$

On voit que dans chaque plan perpendiculaire au fil défini par l'abscisse x on peut trouver un point où les composantes transverses B_y^{tot} et B_z^{tot} du champ s'annulent. Le minimum du champ dans le plan à l'abscisse x est donc déplacé au premier ordre suivant \mathbf{e}_y et \mathbf{e}_z respectivement de $\Delta y(x) = -B_z^\perp(x, 0, z_0)/B'$ et $\Delta z(x) = -B_y^\perp(x, 0, z_0)/B'$. Il vaut $B_{min}(x) = |B_x^\perp(x, \Delta y(x), z_0 + \Delta z(x))|$. On obtient donc un découplage des confinements longitudinal et transversal. D'une part, le confinement transversal est peu modifié et reste quadripolaire le long d'une ligne définie par $\Delta y(x)$ et $\Delta z(x)$ qui s'écarte peu de l'axe du quadripôle initial. D'autre part, la variation de l'énergie potentielle sur cette ligne quadripolaire est donnée par le profil de champ suivant l'axe x , soit $B_{min}(x)$. Si l'on est capable de créer un minimum de B_{min} à l'abscisse x_{min} on aura une configuration piégeante à trois dimensions. Le point où le champ est minimum sera alors :

$$\mathbf{r}_{min} = \begin{pmatrix} x_{min} \\ -B_z^\perp(x_{min}, 0, z_0)/B' \\ z_0 - B_y^\perp(x_{min}, 0, z_0)/B' \end{pmatrix} \quad (1.59)$$

où x_{min} est l'abscisse qui minimise $|B_{min}(x)| = |B_x^\perp(x, \Delta y(x), z_0 + \Delta z(x))|$.

Croisement de conducteurs

Si, comme dans la figure 1.18, le champ \mathbf{B}^\perp est créé par un deuxième conducteur linéaire d'axe \mathbf{e}_y dans lequel circule un courant I_2 faible devant celui le courant I_1 circulant dans le conducteur initial, on a une bosse de potentiel suivant \mathbf{e}_x . Un calcul numérique montre que le découplage des confinements longitudinal et transverse reste dans ce cas valable tant que $I_2 < I_1/2$ [65]. On peut donc utiliser ce genre de croisement de conducteurs comme brique élémentaire pour "fabriquer" des potentiels piégeants à trois dimensions.

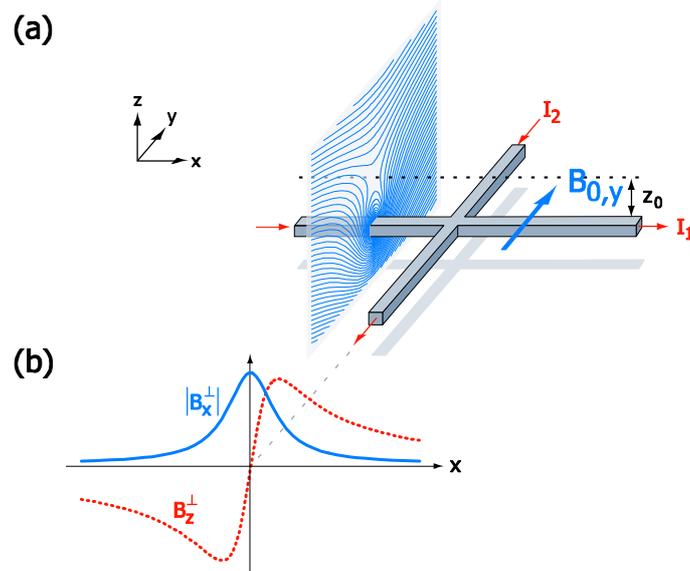


FIG. 1.18 – Champ créé par un croisement de conducteurs. (a) I_1 fournit le confinement transverse, I_2 crée le potentiel longitudinal. (b) Composantes $|B_x^\perp|$ et B_z^\perp créées en $y = 0$ et $z = z_0$ par le conducteur perpendiculaire où circule I_2 .

Piège de Ioffe

Au vu de ce qui précède, le moyen le plus simple d'obtenir un confinement à trois dimensions est ainsi d'utiliser deux conducteurs linéaires d'axe e_y afin d'exploiter le creux entre les bosses créées par chacun (voir fig. 1.19). On peut ici faire l'analogie avec un piège de Ioffe Pritchard standard obtenu en ajoutant des bobines pinch aux barres de Ioffe.

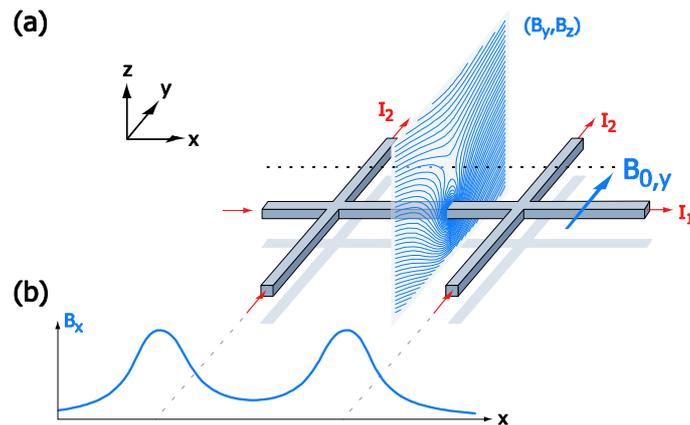


FIG. 1.19 – Piège de Ioffe-Pritchard en "H". (a) Piège de Ioffe-Pritchard tridimensionnel obtenu par un double croisement de conducteurs. (b) Puits de potentiel longitudinal correspondant

Ce type de piège peut en fait être simplifié en utilisant la géométrie en "Z" présentée dans la figure 1.20 [66]. Les contributions des deux parties du conducteur orientées suivant l'axe e_y s'ajoutent au centre du piège pour donner un minimum non-nul.

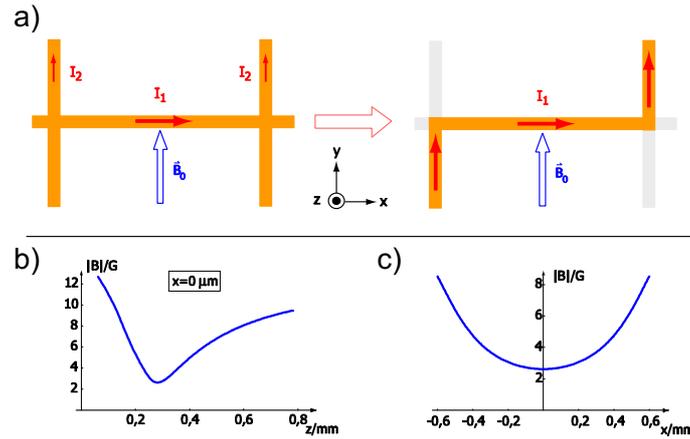


FIG. 1.20 – a) Passage d'une configuration à deux croisements à une configuration en "Z" pour réaliser un piège de Ioffe-Pritchard. b) Module du champ magnétique suivant l'axe e_z . c) Module du champ magnétique suivant l'axe e_x . Le conducteur a une largeur de $200 \mu m$ et est parcouru par un courant de 2 A . Le champ homogène $B_{0,y}$ vaut 12 G. La distance entre les deux bras du "Z" est de 1,2 mm.

Piège quadrupolaire

On peut également créer un champ quadrupolaire à trois dimensions en inversant le courant dans une des branches perpendiculaire à l'axe du quadrupole (voir fig. 1.21). On a ainsi une compensation des composantes longitudinales créées par les deux fils.

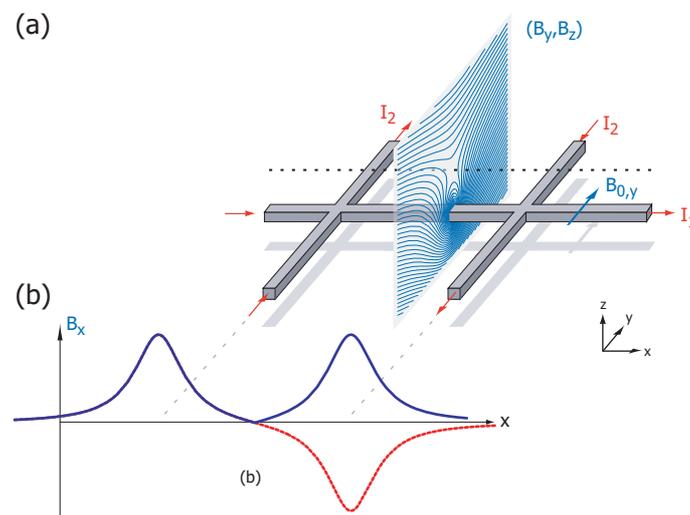


FIG. 1.21 – (a) Piège quadrupolaire tridimensionnel obtenu par un double croisements de conducteurs. (b) Champ et potentiel longitudinal avec un minimum nul. La figure présente la variation suivant x du champ longitudinal B_x (en clair) et de l'énergie potentielle (en foncé) proportionnelle à $|B_x|$.

Cette configuration peut elle aussi être simplifiée en tronquant ces deux branches pour obtenir un "U" (voir fig. 1.22).

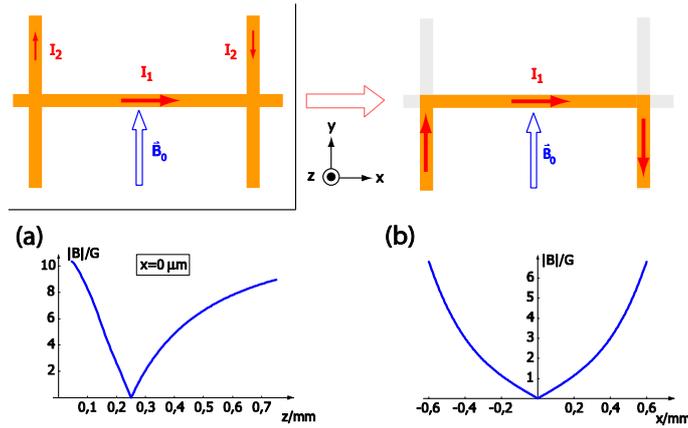


FIG. 1.22 – a) Passage d'une configuration à deux croisements à une configuration en "U". b) Module du champ magnétique suivant l'axe e_z . c) Module du champ magnétique suivant l'axe e_x . Le conducteur a une largeur de $200 \mu m$ et est parcouru par un courant de 2 A. Le champ homogène $B_{0,y}$ vaut 12 G. La distance entre les deux bras du "U" est de 1,2 mm.

Ordres de grandeur

Je conclus cette partie en donnant un exemple quantitatif de piège de type Ioffe-Pritchard réalisable sur une puce. Il s'agit de s'assurer de la faisabilité d'un piège suffisamment confinant pour résoudre les déplacements de niveaux dus à l'interaction dipôle-dipôle et se placer ainsi dans les conditions d'observation du blocage dipolaire..

Soit un conducteur en "Z" de largeur $50 \mu m$ dont les deux "branches" sont séparées de 2 mm, parcouru par un courant de 2 A et plongé dans un champ homogène de composantes (2.2 G, 55G, 0 G). On obtient un gradient transverse de 7000 G/cm et une courbure de $2.4 \cdot 10^7$ G/cm² correspondant à une fréquence $\nu_{\perp} \simeq 6$ kHz. Le centre du piège se situe à une distance $z_0 = 70 \mu m$ de la surface du conducteur. La courbure axiale est de 18000 G/cm², soit une fréquence $\nu_{\parallel} \simeq 170$ Hz. Le confinement d'un atome dans l'état fondamental du piège est estimé par l'écart quadratique moyen du fondamental de l'oscillateur harmonique. On trouve une localisation transverse donnée par :

$$x_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{4\pi M \nu_{\perp}}} \sim 100 \text{ nm} \quad (1.60)$$

Evidemment, en raison de l'interaction entre atomes, un nuage dense aura une extension spatiale supérieure à la "taille" du niveau fondamental. Toutefois, même en considérant une taille dix fois plus grande, ce qui est typique des situations expérimentales classiques, on trouve un confinement de l'ordre du micron, de nature à obtenir un blocage dipolaire avec un déplacement de l'ordre du GHz.

A confinement équivalent, les courants nécessaires pour réaliser un micropiège intégré sur une puce sont en règle générale deux ordres de grandeur plus petits que dans le cas de bobines "macroscopiques". Les puissances Joule dissipées sont toutefois complètement incompatibles avec l'environnement cryogénique imposé par l'utilisation des atomes de

Rydberg circulaires. Nous allons en conséquence utiliser des supraconducteurs pour tous les éléments porteurs de courants à l'intérieur du cryostat (voir § 2.1.2).

1.2.3 Utilisation pour une expérience d'excitation d'atomes de Rydberg

Cette partie est consacrée à l'adaptation des techniques de micropiégeage d'atomes détaillées dans le § 1.2.2 à l'excitation d'un atome de Rydberg unique grâce au "blocage dipolaire" puis à sa "circularisation" (voir § 1.1.2). Partant des contraintes imposées par la mise en œuvre de cet effet, je décris une géométrie d'électrodes intégrant à la fois la manipulation des atomes dans le niveau fondamental et l'excitation vers les niveaux de Rydberg. Je détaille ensuite les différentes étapes du piégeage magnétique des atomes avant l'excitation.

Schéma d'excitation

Le processus d'excitation vers les niveaux de Rydberg circulaires nécessite quatre types de champs extérieurs différents en plus des échelons lasers (§ 1.1.2) :

- un champ électrique statique \mathbf{F}_{Stark} parallèle à l'axe de quantification pour lever la dégénérescence Stark.
- un champ radiofréquence \mathbf{F}_{rf} perpendiculaire à l'axe de quantification pour réaliser l'anticroisement vers le niveau circulaire.
- un champ magnétique \mathbf{B} statique parallèle à l'axe de quantification pour lever la dégénérescence entre transition σ^+ et σ^- au sein de la multiplicité hydrogénoïde.
- un champ micro-onde de "purification".

On choisit d'orienter l'axe de quantification "physique" des atomes perpendiculairement à la puce. Nous espérons pouvoir ainsi inhiber l'émission spontanée des atomes et prolonger ainsi leur durée de vie. Ces considérations seront développées au § 3.1. La figure 1.23 présente les différentes électrodes ainsi que les potentiels, les courants et les champs permettant d'exciter les atomes. Je résume ici le rôle de chacun de ces éléments :

- Le champ électrique statique \mathbf{F} perpendiculaire à la puce est facilement obtenu en ajoutant une électrode conductrice en vis-à-vis de la puce. Le champ dans lequel on réalise l'absorption des 50 photons radiofréquence est de l'ordre de 3 V.cm^{-1} . Si la puce et la contre-électrode sont séparées d'une distance millimétrique (c.f. § 3.1), il suffit d'une différence de potentiel $V_+ - V_-$ d'une fraction de Volt.
- Le champ magnétique \mathbf{B} peut être créé par deux pistes parallèles dans lesquelles circule le même courant i mais en sens inverse. Les 18 Gauss nécessaires requièrent, pour deux pistes de $750 \mu\text{m}$ séparées de $300 \mu\text{m}$ un courant de $i = 2,1 \text{ A}$ si les atomes sont à $100 \mu\text{m}$ de la surface de la puce.
- Le champ radiofréquence \mathbf{F}_{rf} peut être rayonné par ces deux mêmes pistes (grâce à un couplage capacitif) avec une polarisation linéaire qui se décompose en une somme de σ^+ et σ^- .
- Le champ micro-onde de "purification" peut également être rayonné en champ proche soit par un guide d'onde rectangulaire couplé par un trou dans l'un des plans soit par un guide d'onde coplanaire. Ces deux géométries permettent d'obtenir la polarisation

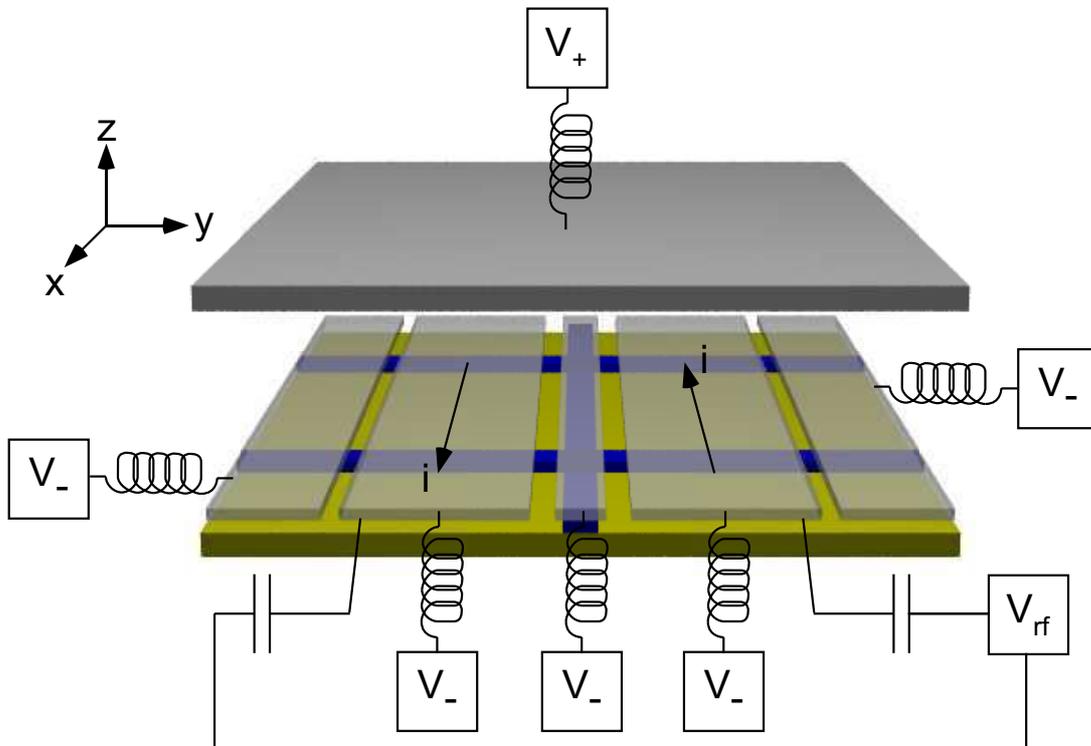


FIG. 1.23 – Electrodes de "circularisation". La piste en H (foncé) est située sur une première couche et sert à confiner les atomes dans le niveau fondamental. Le champ électrique statique est obtenu grâce à la différence de potentiel $V_+ - V_-$. Le champ magnétique statique est produit par le courant i circulant en sens inverse dans les deux pistes larges (deuxième couche). La radiofréquence d'excitation est également rayonnée par ces deux pistes.

σ^- nécessaire à la "purification".

Nous avons montré que l'ensemble des opérations menant à la circularisation d'un atome peut être réalisé à partir d'électrodes intégrées à la surface d'une puce. Nous avons par ailleurs décidé de séparer la zone d'excitation définie par ces électrodes de la zone de refroidissement des atomes. En effet, ce processus doit commencer "classiquement" par une phase de refroidissement laser. La contre-électrode (champ électrique statique \mathbf{F}) pose alors un problème d'accès optique pour les faisceaux piégeant. Nous prévoyons donc d'utiliser une "Long Distance Conveyor Belt" inspirée de celle utilisée par le groupe de T.W. Hänsch à Munich [67] pour réaliser ce transport. La partie suivante est consacrée à la description de ce dispositif et à son adaptation pour notre application.

Transport des atomes dans le niveau fondamental

Le dispositif décrit ici a été développé à Munich pendant la thèse de Romain Long. Une description plus détaillée peut être trouvée dans son manuscrit [68]. Pour transporter un

nuage atomique à l'aide d'une puce à atome il faut disposer d'un confinement transverse servant de "guide d'onde atomique" et de la possibilité de faire varier dans le temps la position du minimum de potentiel le long de cet axe. Je décris ici une façon de "fabriquer" un confinement transverse complètement intégré puis la manière dont on peut déplacer adiabatiquement le minimum de potentiel.

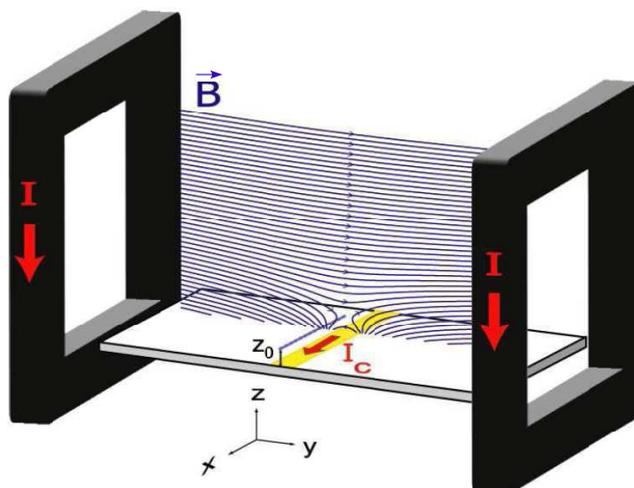


FIG. 1.24 – Confinement transverse au moyen d'un conducteur et d'une paire de bobines.

On a vu dans le § 1.2.2 que l'on peut réaliser un guide d'onde atomique à l'aide un conducteur linéaire et d'un champ magnétique uniforme perpendiculaire. La figure 1.24 montre un tel dispositif utilisant deux bobines pour produire le champ homogène.

Si l'on veut déplacer les atomes sur des distances de plusieurs centimètres, il faut pouvoir réaliser un champ homogène transversal sur une distance du même ordre. Cela implique d'utiliser de très grandes bobines. Une solution plus intégrée ne nécessitant pas de bobines consiste à les remplacer par deux fils coplanaires parallèles au fil créant le quadrupole et portant un courant en sens inverse (voir fig. 1.25.a).

Les deux conducteurs latéraux produisent un champ qui compense le champ créé par le conducteur central à une distance z_0 du substrat. On obtient ainsi une ligne de champ nul parallèle au conducteur central (voir fig. 1.25.b). On peut considérer de manière équivalente que les deux conducteurs latéraux produisent un quadrupôle au niveau de la surface de la puce. Le courant central repousse le centre du piège au dessus de la surface. Un avantage supplémentaire de cette géométrie est la possibilité de construire un guide non-rectiligne. Le groupe de J. Schmiedmayer a ainsi guidé des atomes le long d'une spirale en utilisant cette technique [69].

Une fois réalisé le confinement transverse il faut piéger les atomes longitudinalement puis modifier le potentiel longitudinal afin de les transporter. On peut y parvenir en utilisant une succession de conducteurs linéaires perpendiculaires à l'axe du quadrupole appelés *conducteurs de modulation* dans la suite. On a vu que l'addition de deux conducteurs de ce type à un guide quadrupolaire permet d'obtenir un piège de type Ioffe-Pritchard. Si on fait varier les intensités dans ces *conducteurs de modulation* de telle façon que le minimum instantané du potentiel longitudinal se déplace parallèlement à l'axe, on peut réaliser le transport souhaité. On peut le comprendre en imaginant la solution "brutale"

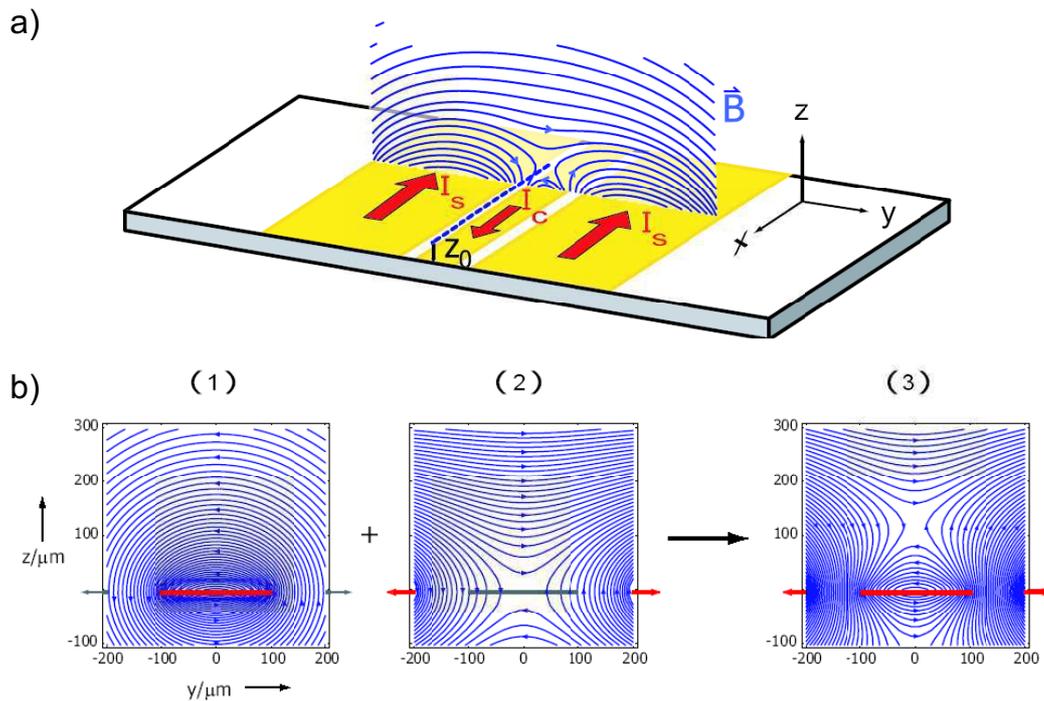


FIG. 1.25 – Confinement transverse au moyen de trois conducteurs. a) Géométrie et orientation des courants. La ligne pointillée marque l'axe du guide. b) Lignes de champs : (1) pour un conducteur de largeur $w_M=200\mu\text{m}$, parcouru par un courant $I_M=+0,86$ A ; (2) pour deux conducteurs latéraux de largeur $w_S=750\mu\text{m}$ parcouru par un courant $I_S=-5,30$ A. (3) Somme des deux champs : on obtient un champ quadrupolaire 2D au dessus de la surface.

qui consiste à éteindre le courant dans une paire de conducteur tout en l'allumant dans la paire voisine simultanément (conducteurs grisés fig.1.26.a). Les atomes passent de la situation où ils se situent autour du minimum de potentiel à la situation où il se trouvent sur un flanc de la "vallée" de potentiel. Ils vont donc se déplacer vers le nouveau minimum. En reproduisant ce mécanisme on réalise un transport des atomes d'un minimum de potentiel à son voisin et ainsi de suite. Ils seront toutefois chauffés par le changement abrupt de potentiel. En effet, l'atome possède initialement une énergie potentielle faible mais il acquiert une énergie plus importante au moment du changement de potentiel. Si la transition entre le potentiel initial et le potentiel final se fait au contraire de façon fluide, les atomes peuvent suivre adiabaticquement le minimum du potentiel longitudinal et rester à température constante (voir fig. 1.26.b). Le schéma d'un circuit développé par l'équipe de Munich répondant à ce critère d'adiabaticité est présenté dans la figure 1.27. Il s'agit d'un substrat à deux couches, une pour chaque direction du plan. La première comprend les trois pistes de confinement transverse ainsi que les segments de conducteurs réalisant les liaisons qui rendent le motif périodique. La seconde porte les *conducteurs de modulation*. Des connexions inter-couches assurent la continuité électrique du circuit.

La procédure d'optimisation de l'adiabaticité du transport est décrite dans le détail dans la thèse de Romain Long [68]. Le montage qu'il décrit a permis de déplacer un nuage d'atome sur un maximum de 24 cm à des vitesses de l'ordre de 8 cm/s. Ces ordres

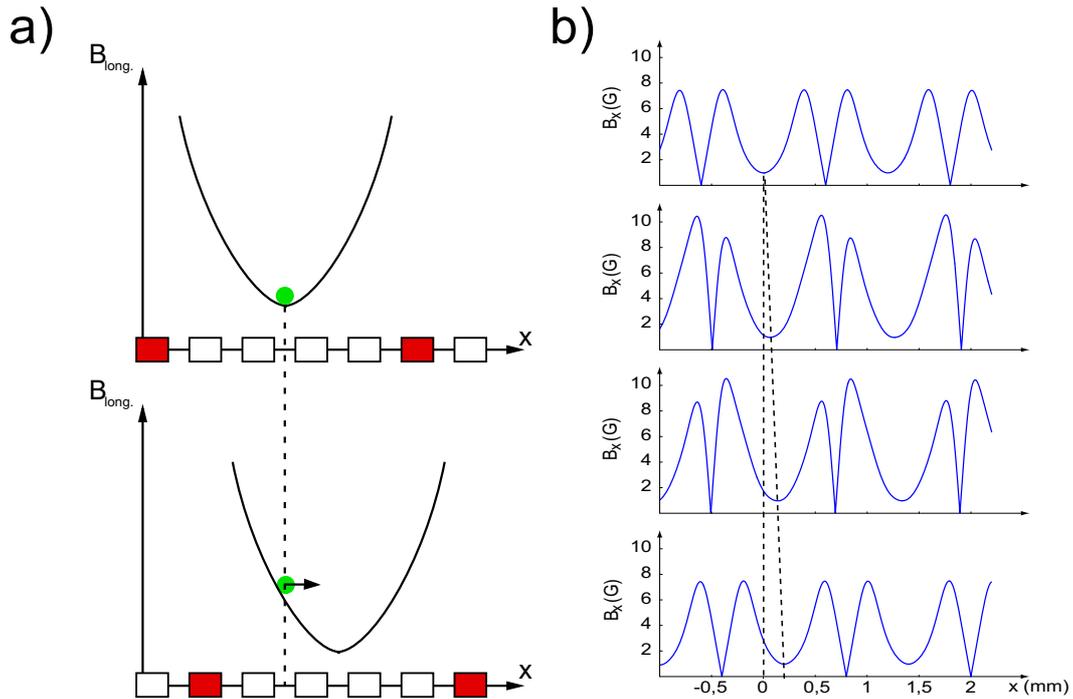


FIG. 1.26 – Principe du convoyeur à atomes. a) Si on change brutalement la configuration de champ, l'atome est accéléré dans la direction de transport. Un échantillon d'atome subit toutefois un chauffage. b) En passant adiabatiquement de l'une à l'autre des configuration de champ, le transport peut être réalisé sans chauffage.

de grandeurs sont a priori largement suffisant pour notre application, puisqu'il s'agit de sortir de la zone éclairée par les faisceaux pièges, soit un déplacement de l'ordre de deux centimètres.

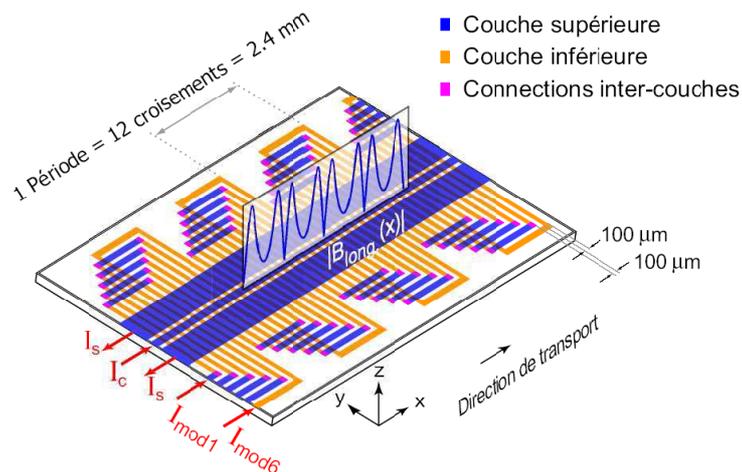


FIG. 1.27 – Schéma de la configuration de conducteurs à deux couches.

J'ai proposé un schéma pour déplacer un nuages d'atomes dans le niveau fondamental puis l'exciter vers un niveau de Rydberg dans les conditions du blocage dipolaire en utilisant exclusivement des tensions et des courants appliquées sur un circuit microfabriqué. Il faut donc s'intéresser au chargement du piège magnétique qui confine l'échantillon initial. C'est l'objet de la partie suivante.

1.2.4 Chargement d'un piège magnétique cryogénique

PMO miroir

Les pièges magnétiques permettent de confiner des atomes dans le niveau fondamental à conditions qu'ils soient assez froids comparativement à la profondeur du piège (typiquement quelques mK). On refroidit donc généralement un nuage d'atomes afin d'en obtenir un grand nombre susceptibles d'être piégés. L'instrument de choix pour cette opération est le piège magnéto-optique. Toutefois, dans sa version standard, il ne permet d'obtenir des atomes froids qu'éloignés de toute surface afin de préserver les accès optiques pour les six faisceaux lasers. Or, dans un micropiège magnétique, les distances typiques à la surface du substrat sont de quelques centaines de microns. Le groupe de Munich a résolu ce problème en concevant le "piège magnéto-optique miroir" [70]. L'idée est de remplacer deux des six faisceaux nécessaires par la réflexion sur un miroir de deux des faisceaux restants (voir fig. 1.28). Le problème de l'accès optique est ainsi résolu et on obtient six faisceaux au voisinage de la surface.

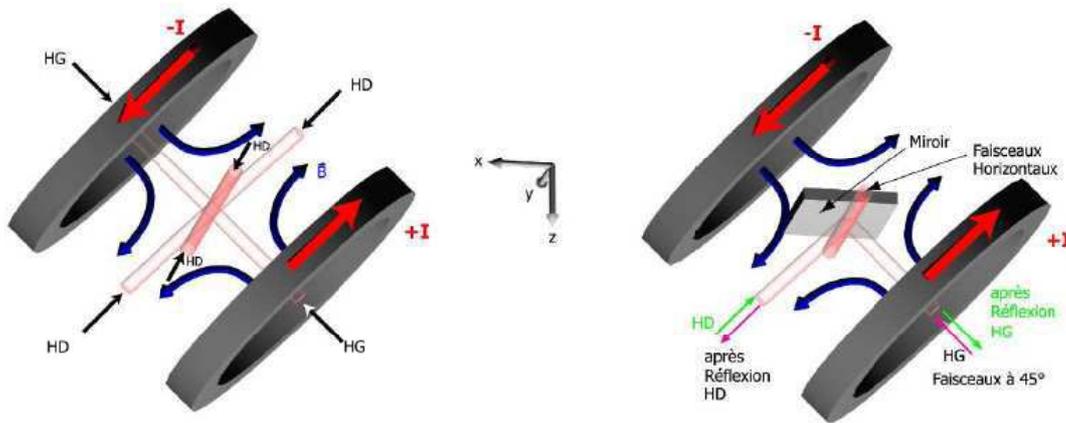


FIG. 1.28 – Principe du «PMO-Miroir» : deux des six faisceaux lasers sont obtenus par réflexion de deux des faisceaux restants sur la surface du substrat recouverte d'un miroir. La réflexion change l'hélicité du faisceau laser. HG : hélicité gauche. HD : hélicité droite

Du fait du changement d'hélicité lors de la réflexion, les faisceaux que l'on souhaite remplacer doivent avoir une hélicité différente de celle des faisceaux réfléchis. Dans un piège magnéto-optique traditionnel, les deux faisceaux parallèles à l'axe des bobines anti-Helmholtz créant le gradient de champ magnétique ont une hélicité différentes de celles des quatre autres. C'est donc un de ces faisceaux qui doit être réfléchi. Cela impose de placer le miroir à 45° de l'axe des bobines (voir fig. 1.28).

Dans notre cas il faut que l'ensemble du système de piégeage soit compatible avec l'espace restreint disponible dans le cryostat. C'est pourquoi nous voulons produire le champ quadrupolaire nécessaire au PMO miroir en utilisant une géométrie inspirée du piège en "U" décrit plus haut. Plus précisément, nous avons choisi de remplacer les deux bobines à 45° par rapport à la puce par une bobine C_1 placée parallèlement à la puce et une

paires de bobines (C_2 et C_3) en configuration Helmholtz placée à l'extérieur de la cellule où se déroule l'expérience (voir fig. 1.29). Cette solution est une adaptation de la méthode utilisée par Schmiedmayer *et al* [71]. Nous avons vu que le champ créé par un conducteur en "U" et un champ homogène \mathbf{B}_0 perpendiculaire à son petit côté a justement la structure quadrupolaire à 45° du plan du "U" recherchée. Le fait que nous utilisons une bobine rectangulaire et pas un "U" ne pose ici pas de problème dans la mesure où les atomes, lorsqu'ils sont à proximité du bas de C_1 , ne ressentent que très peu la composante de champ créée par le haut de C_1 . Nous avons effectué des simulations numériques de recapture des atomes prenant en compte notre géométrie de bobine. L'analyse des résultats est donnée dans le § 2.3.

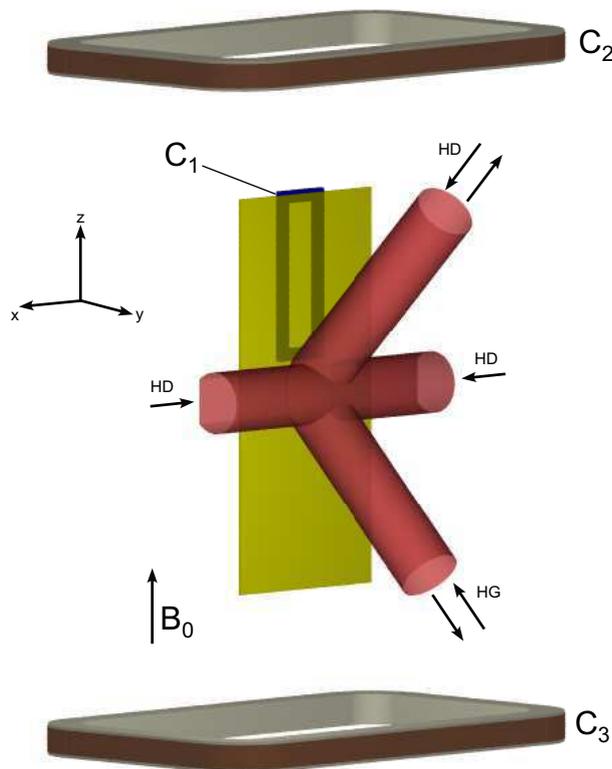


FIG. 1.29 – Variante du PMO-miroir : les bobines à 45° sont remplacées par une bobine rectangulaire et un champ externe. Les atomes "voient" un conducteur en U et un champ homogène parallèle à ses deux branches.

En pratique un miroir sera déposé au dessus des conducteurs du piège magnétique. Tous les conducteurs créant les champs magnétiques dans notre expérience doivent en outre dissiper une puissance Joule minimale compte tenu de la puissance cryogénique finie dont nous disposons. Nous comptons donc utiliser des supraconducteurs pour les bobines et les fils microfabriqués. Le § 2.1 donne des détails techniques sur les aspects cryogéniques de notre montage.

Le chargement de ce piège magnéto-optique miroir dans un cryostat pose un autre problème. En effet le piège sera environné de surfaces froides (1 K) qui pomperont par adsorption le gaz de Rubidium présent dans l'enceinte expérimentale. Il sera donc im-

possible de maintenir une pression de vapeur saturante suffisante pour charger le piège. La solution choisie consiste à produire un jet d'atomes froids en dehors du cryostat et à recapturer les atomes du jet à l'aide du PMO miroir. La réalisation expérimentale de ce jet fait l'objet du § 2.2. La recapture à l'intérieur du cryostat est décrite au § 2.3.

Conclusion

Je conclus ce premier chapitre en décrivant une séquence expérimentale type telle que nous la rêvons. La succession des étapes est illustrée sur la figure 1.30.

1. On produit un jet d'atomes froids qui pénètre dans le cryostat.
2. Les atomes du jet sont recapturés et refroidis grâce à un PMO miroir. Une phase de mélasse optique permet un confinement et un refroidissement supplémentaire. Le courant de la bobine du quadropôle est ensuite remplacé par un courant dans un conducteur en U gravé sur la puce.
3. On éteint les faisceaux du piège et on transfère les atomes dans un piège magnétique du type Ioffe-Pritchard.
4. En utilisant un dispositif de type "Long Distance Conveyor Belt" on déplace les atomes jusqu'à la zone d'étude.
5. Une phase de refroidissement évaporatif produit un nuage très froid et confiné à l'échelle du micron.
6. On procède à l'excitation vers les niveaux de Rydberg circulaires dans les conditions du blocage dipolaire.
7. On recapture un atome excité dans un piège adapté. Les solutions de piégeage des atomes de Rydberg circulaires sont décrites dans le § 3.2.
8. On réalise l'expérience souhaitée.
9. L'état atomique est finalement détecté.

L'ensemble de cette séquence devrait durer un temps total de quelques secondes, l'essentiel de ce temps étant consacré à la préparation de l'atome, ce qui est long si on doit accumuler des données sur de grands échantillons statistiques. Il est possible de remédier à cela en produisant plusieurs "paquets" atomiques à partir du nuage obtenu à l'issue du point 3. Pour chaque séquence expérimentale on aurait ainsi plusieurs atomes "utiles".

Le chapitre suivant est consacré à mon travail expérimental proprement dit.

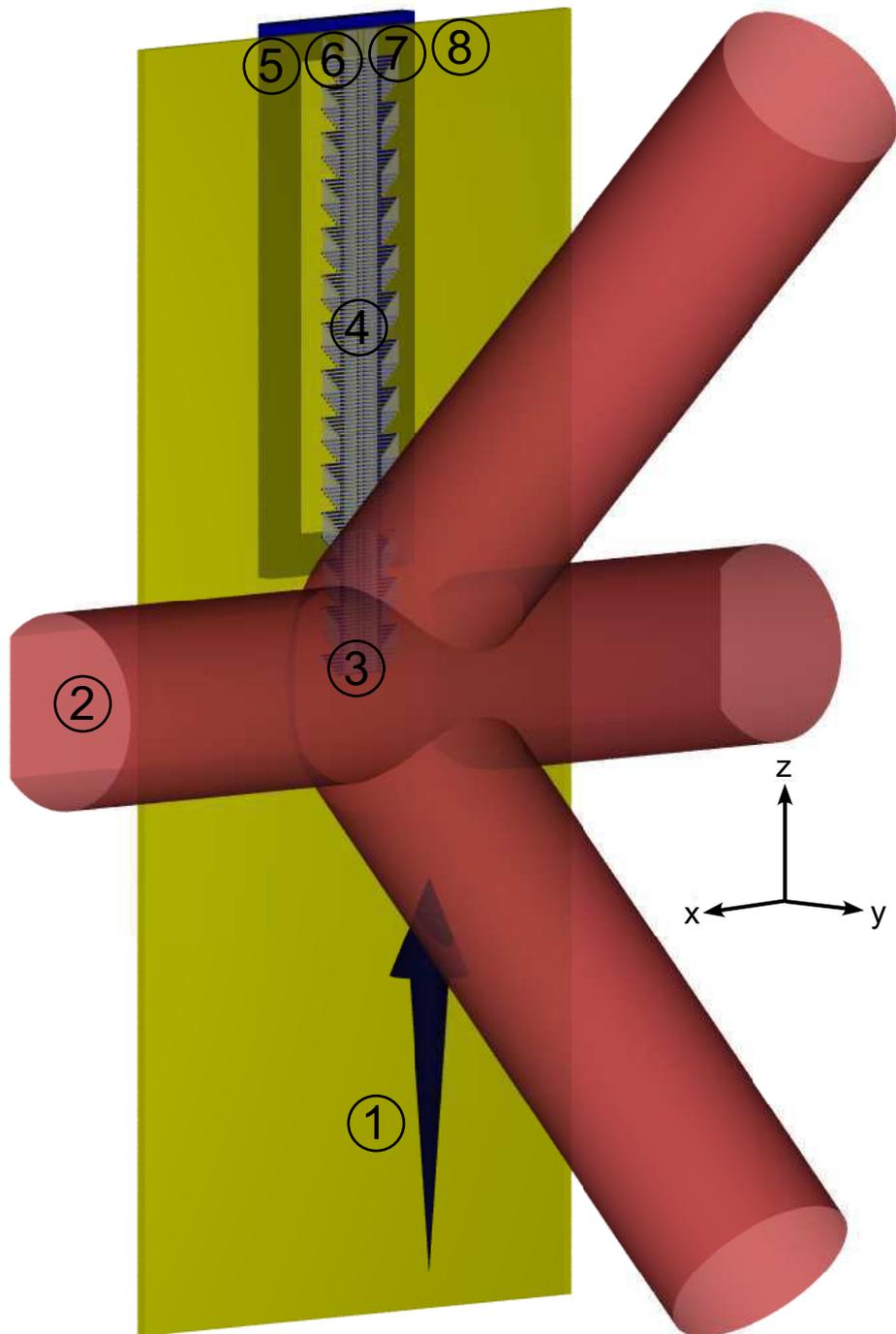


FIG. 1.30 – Séquence expérimentale projetée. Les différentes étapes sont repérées par des numéros et détaillées dans le texte.

Chapitre 2

Un nouveau dispositif experimental

Nous avons commencé en septembre 2001 à construire un nouvel appareil dans l'optique, à long terme, de piéger des atomes de Rydberg circulaires au voisinage d'une puce supraconductrice. Ce dispositif pourra également être utilisé pour l'étude de nuages d'atomes froids dans un environnement froid. Je décris ici les deux parties principales du montage : le cryostat et la source externe d'atomes (voir fig. 2.1). Je donne également l'état d'avancement du montage et les principaux résultats préliminaires.

2.1 Le cryostat

Nous utilisons un cryostat à Hélium 3 pompé standard du point de vue cryogénique. Son fonctionnement est inspiré de celui de l'expérience en jet atomique. Les aspects mécaniques, optiques et connectiques ont été entièrement conçus au laboratoire. La réalisation des enceintes à vide et des réservoirs a été confiée à un fabricant extérieur. La cellule expérimentale a elle été usinée par les techniciens du laboratoire. Les membres de l'équipe se sont chargé de l'assemblage final et des connexions électriques.

2.1.1 Description

Cryogénie

Le cryostat est constitué de plusieurs étages à des températures différentes (voir fig. 2.1) :

- La garde à l'azote définit une première enveloppe thermalisée à 77 K.
- Le réservoir d'Hélium 4 liquide et la jupe associée définissent une deuxième enveloppe thermalisée à 4,2 K.
- Un réfrigérateur à Hélium 4 pompé fournit de la puissance cryogénique jusqu'à 1,2 K.
- Un réfrigérateur à Hélium 3 pompé permet finalement d'atteindre une température d'environ 0,6 K dans la cellule.

La garde à l'azote a une contenance de 33 l ce qui lui confère une autonomie de deux jours. Le niveau est mesuré en permanence. Quand celui-ci franchit un certain seuil une

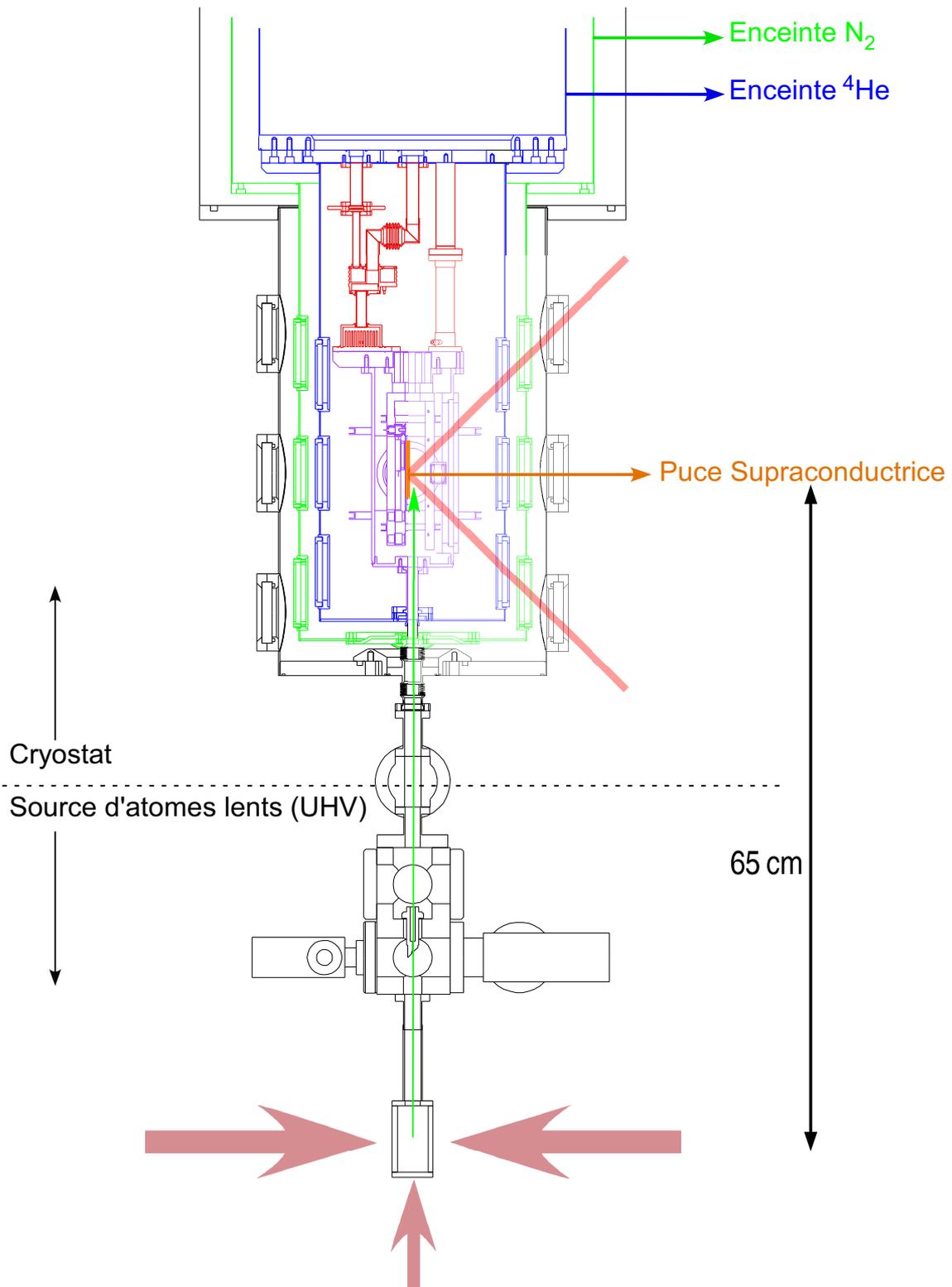


FIG. 2.1 – Plan d'ensemble du montage expérimental. Les atomes sont produits dans la zone UHV avant d'être recapturés dans le cryostat au niveau d'une puce supraconductrice.

procédure de remplissage est déclenchée automatiquement.

Le réservoir d'Hélium 4 a lui un volume total de 50 litres et peut être rempli d'un maximum de 40 litres d'Hélium liquide. Ce réservoir a été conçu pour que l'autonomie totale du cryostat en état de marche soit d'au moins deux jours. C'est sur le fond du réservoir (plaque ^4He) qu'est attachée la partie centrale du cryostat.

La cellule expérimentale est séparée de la plaque du fond du réservoir par le cryogénérateur (réfrigérateur Hélium 3 et 4) d'une part et des "switchs thermiques" d'autre part (voir fig. 2.2). Le rôle de ces "switchs" est d'isoler thermiquement le réservoir d'hélium 4 de la cellule expérimentale quand celle-ci est plus froide que 10 K environ. En fonctionnement normal, la température de la cellule est inférieure à 4,2 K. Elle est contrôlée par le cryogénérateur. Les pertes thermiques par conduction depuis le réservoir à Hélium 4 sont alors négligeables. Quand la température est plus élevée que 10 K environ les "switchs" conduisent la chaleur. On a ainsi un contact thermique non négligeable pendant les phases de mise à froid et de réchauffement ce qui rend moins longs ces deux processus.

Le réfrigérateur à Hélium 4 est constitué d'une boîte étanche qui peut être remplie d'Hélium 4 via une vanne d'injection connectée au réservoir. On peut en outre pomper sur cette boîte et en faire ainsi baisser la température. Au cours de ce refroidissement la température peut devenir inférieure à la température de la transition superfluide $T_\lambda = 2,17$ K. On utilise donc un dispositif coupe-film au delà duquel le superfluide ne peut remonter afin d'éviter un contact thermique entre le réfrigérateur et le réservoir d'Hélium 4.

Le réfrigérateur à Hélium 3 est situé sous le réfrigérateur à Hélium 4. Il s'agit d'une boîte dans laquelle on peut injecter de l'Hélium 3 venant d'un circuit externe propre. Cet Hélium 3 est thermalisé une première fois au niveau du fond du réservoir à Hélium 4 puis autour du réfrigérateur à Hélium 4 où il se liquéfie. Il est finalement pompé hors du réfrigérateur à Hélium 3 via un tube lui même thermalisé sur le réfrigérateur à Hélium 4.

Compte-tenu des spécifications du cryostat, les puissances cryogéniques attendues aux différents étages sont les suivantes :

- 0,4 W à 4,2 K sur la partie solidaire du réservoir d'Hélium 4.
- 100 mW à 1.2 K sur la partie refroidie par le réfrigérateur à Hélium 4
- quelques mW à 0.6 K sur la partie refroidie par le réfrigérateur à Hélium 3

Basses pressions

La pression à l'intérieur de la cellule expérimentale doit être compatible avec des expériences de piégeage d'atomes froids. Les conditions d'ultra-vide typiquement nécessaires pour ce genre d'expériences correspondent à des pressions de l'ordre de 10^{-10} mbar. On atteint généralement ces gammes de pression par étuvage de la cellule expérimentale. Dans le contexte de notre expérience la technique d'étuvage est difficile à mettre en œuvre à cause notamment de la présence de joints d'Indium dont l'étanchéité ne résisterait pas au chauffage. Nous avons donc décidé de connecter la cellule expérimentale au montage ultra-vide de la source d'atomes lents. Nous comptons sur le pompage cryogénique des impuretés par les parois froides de la cellule pour obtenir un excellent vide dans la zone de manipulation des atomes. Au lieu de chauffer pour faciliter la désorption nous voulons tirer profit des basses températures pour inhiber ce processus.

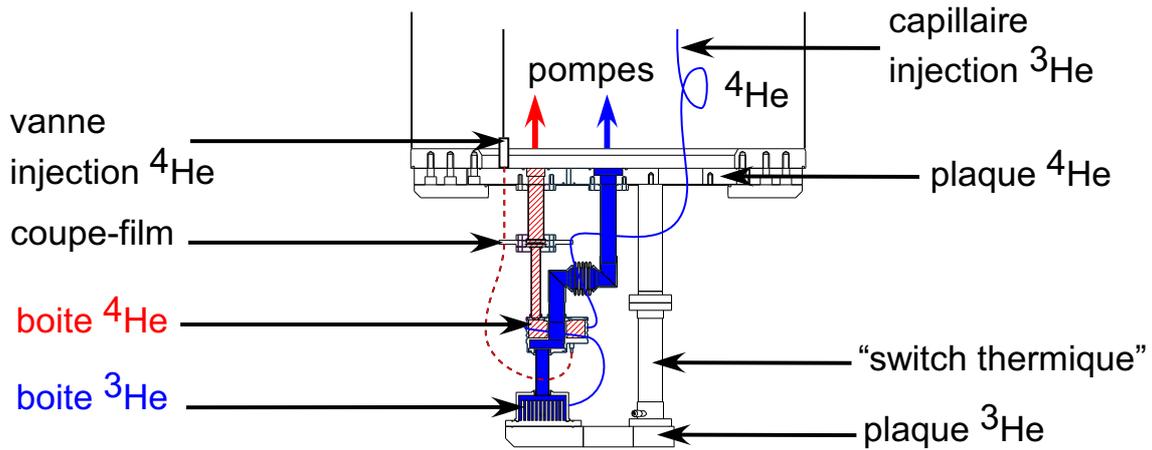


FIG. 2.2 – Plan du cryogénérateur. Le circuit Hélium 4 est en hachuré et son capillaire en pointillé. Le circuit Hélium 3 en foncé et son capillaire en trait plein.

En pratique nous distinguons deux zones de vides séparées par une impédance élevée. La cellule est plongée dans le vide d'isolement du cryostat afin de limiter son contact thermique avec l'écran à 4,2 K. Le pompage de cette partie est assuré par une pompe primaire et une pompe turbo-moléculaire. La vitesse de pompage de l'ensemble est de 100 l.s^{-1} . L'intérieur de la cellule est au contraire connecté à l'extérieur du cryostat (source externe d'atomes) par un système de tubes imbriqués qui assurent un vide différentiel vis à vis du vide d'isolement tout en étant assez souple pour supporter les contractions lors du refroidissement (voir fig. 2.3). Le choix du nylon et de l'inox permet d'isoler les différents étages thermiquement tout en conservant un lien mécanique entre ceux-ci. Le cryostat est connecté au montage ultra-vide de la source d'atomes via une vanne "tiroir". La contrainte sur l'alignement des deux parties du montage est rendue moins critique grâce à l'utilisation d'une pièce à "soufflets" capable d'accepter certaines déformations (voir fig. 2.4). En définitive, nous ne mesurons pas la pression à l'intérieur de la cellule. Nous espérons, à terme, la déduire du temps de vie d'un futur piège magnétique.

Accès optiques

Une des contraintes sur notre cryostat est la nécessité de disposer de fenêtres permettant le passage de tous les faisceaux lasers utiles. Il s'agit en particulier des faisceaux du PMO miroir et des faisceaux d'imagerie. Nous avons choisi de placer la puce, et donc le miroir du PMO, verticalement. Ce choix permet de disposer d'une fenêtre en face de la puce pour regarder les atomes directement par fluorescence. Un support de lentille est disponible à cet effet sur le support de la puce (voir fig. 2.5).

La position du miroir du PMO étant fixé nous avons décidé de placer les deux faisceaux à 45° du PMO dans un plan vertical. L'ensemble des fenêtres dans les différents écrans thermiques est donc placé en conséquence en tenant compte de la contraction thermique du cœur du montage pendant le refroidissement (voir fig. 2.1). La taille maximum des faisceaux est de 20 mm. La dernière paire de faisceaux du PMO est placée parallèlement à la puce dans un plan horizontal. Du point de vue cryogénique, ces accès optiques et

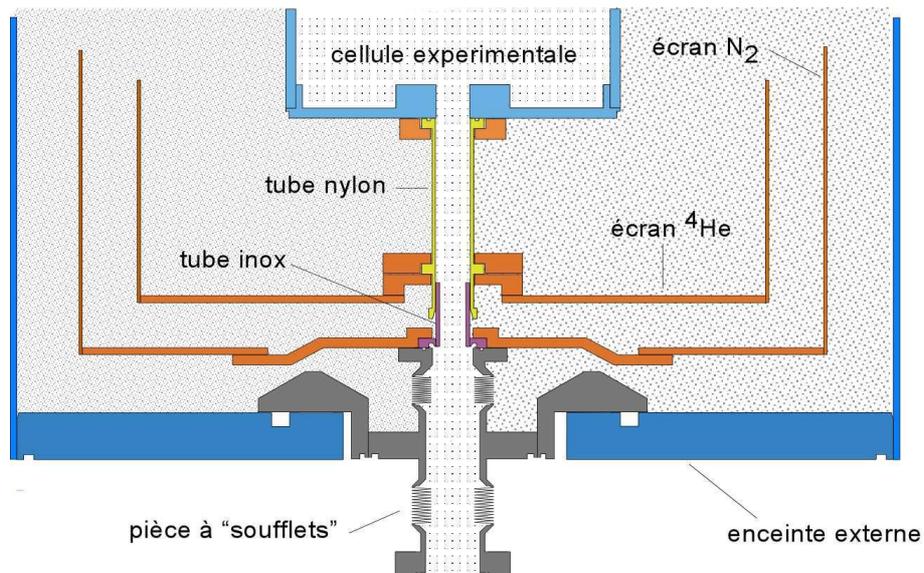


FIG. 2.3 – Montage des tubes imbriqués. Le tube en inox coulisse à frottement doux dans le tube en nylon afin d'assurer un vide différentiel entre le vide d'isolement du cryostat (pointillés serrés) et la cellule expérimentale (pointillés espacés). Le système de tube est thermalisé sur les écrans successifs.



FIG. 2.4 – La "pièce à soufflet" assure le contact entre le montage ultra-vide de la source d'atomes lents et le cœur du cryostat. Les soufflets permettent d'absorber les contractions thermiques et facilitent la connexion des deux parties du montage.

les faisceaux lasers entrant dans le cryostat sont des sources de pertes. En déposant sur notre puce quelques centaines de nanomètres d'or, on obtient un miroir dont l'absorption

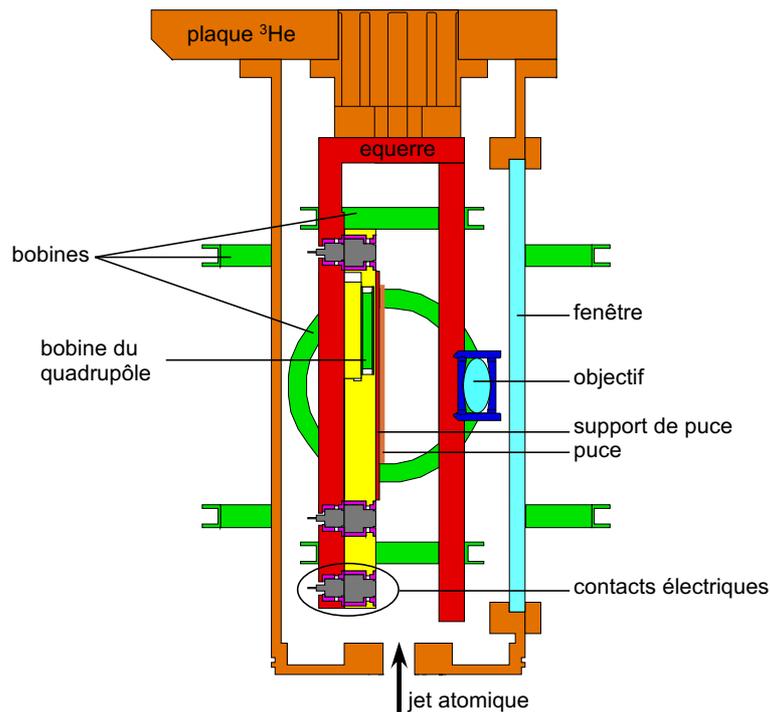


FIG. 2.5 – La cellule expérimentale. Les contacts électriques sont spécifiquement décrits plus loin.

à 780 nanomètres est inférieure au pourcent. Pour des puissances incidentes de l'ordre du milliWatt on a donc un chauffage de quelques dizaines de microWatt. Le chauffage de la cellule expérimentale par le rayonnement du corps noir à 300 Kelvin entrant par une fenêtre de 50 mm de diamètre est en outre de l'ordre de $3 \mu\text{W}$. On a donc une charge thermique totale due aux accès optique inférieure à $100 \mu\text{W}$.

2.1.2 Contacts supraconducteurs

Afin de limiter les pertes thermiques dans notre cryostat nous sommes contraints d'utiliser des métaux supraconducteurs pour tous les fils et pistes microfabriquées du cœur du montage. En effet le piégeage magnétique nécessite des courants de l'ordre de l'Ampère ce qui implique des puissances Joules trop importantes si l'on utilise des conducteurs ohmiques. Le Niobium a une température critique de 9,2 K, est disponible en fils mono ou multi-brins et peut être évaporé ou pulvérisé sur des substrats de silicium ou de saphir avec des techniques standards. Il se prête donc très bien à notre application. Des tests préliminaires ont montré qu'une piste en Niobium de $100 \mu\text{m}$ de large et $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur peut avoir un courant critique de l'ordre de 4 A. On peut donc faire circuler sans chauffage des courants typiques de micro-piège magnétique en utilisant des fils lithographiés en surface d'une puce en Niobium. Il reste toutefois le problème des contacts électriques qui dissipent a priori de l'énergie. Ainsi les connexions de pistes en Niobium au reste du montage se font généralement par des techniques de "bonding" de fils d'aluminium. La résistance obtenue est non-nulle ($\sim 0,1 \Omega$) et la multiplication de tels contacts serait délétère pour la cryogénie. En effet, un courant de l'ordre de l'Ampère dissiperait une cen-

taine de milli-Watt dans un tel contact. Je détaille dans la suite les différentes techniques que nous avons testées pour obtenir des contacts supraconducteurs ou de résistance très faible.

Pour fixer les idées toutes ces techniques sont testées dans une gamme de courant de 0 à 4 A. Cet ordre de grandeur est cohérent avec les courants nécessaires dans les pistes et dans les bobines de piégeage magnétique. Pour réaliser les mesures qui suivent nous avons eu recours à une "canne de test". Il s'agit d'une portion de tube mince en inox d'une longueur de 1 m environ au bout de laquelle est fixé un porte échantillon. L'ensemble peut être plongé dans un bidon d'hélium ou dans un cryostat à Hélium 4 pompé si l'on souhaite faire des essais à des températures inférieures à 4,2 K. Le principe général des tests est celui de la mesure "à 4 fils". Une paire de fils sert à faire circuler le courant dans l'échantillon, l'autre permet la mesure de la tension aux bornes de l'échantillon seul (sans les fils). On réalise avec ce dispositif une caractéristique courant/tension des contacts à partir de laquelle on déduit un courant critique supraconducteur (si il y a lieu) et une résistance dans l'état normal.

Soudure étain-plomb

La solution la plus simple a priori pour résoudre le problème de la résistance des contacts est d'utiliser la soudure "standard" Etain/Plomb. En effet ce mélange est supraconducteur avec une température critique supérieure à 4,2 K. L'inconvénient est que cette soudure mouille très mal le Niobium. Il existe toutefois un contexte dans lequel une telle soudure est possible quoique difficile. On peut souder deux fils de Niobium "Niomax" en tirant parti du mouillage de la soudure étain-plomb sur leur gaine en Cupro-Nickel ou en cuivre. En insistant un peu on parvient à réaliser des soudures d'environ un centimètre de long. La longueur de la soudure assure une bonne tenue mécanique et diminue a priori la résistance de contact. Nous avons obtenus à une température de 4,2 K :

- Pour 2 fils Niomax à gaine Cupro-Nickel de diamètre 0,3 mm, un contact supraconducteur jusqu'à 6,5 A.
- Pour 2 fils Niomax à gaine Cuivre de diamètre 0,3 mm, un contact supraconducteur jusqu'à 6,5 A.
- Pour un fil Niomax à gaine Cuivre de diamètre 0,3 mm et un fil Niomax à gaine Cupro-Nickel de diamètre 0,1 mm un contact supraconducteur jusqu'à 3 A environ puis une résistance inférieure à $2 \mu\Omega$.

Soudure à l'arc

Pour des contacts permanents, la soudure à l'arc est une alternative à la soudure "standard". Une telle soudure peut être réalisée sous flux d'Hélium avec une source de tension 24 V, une inductance pour stabiliser la décharge, une pointes de graphite et une pince "crocodile" qui tient lieu de deuxième électrode et de point froid. On obtient ainsi une soudure très nette (voir fig. 2.6). La mesure de ce contact révèle un comportement supraconducteur jusqu'à 300 mA. Pour des courants aussi élevés que 4 A la résistance résiduelle est de $8 \mu\Omega$.

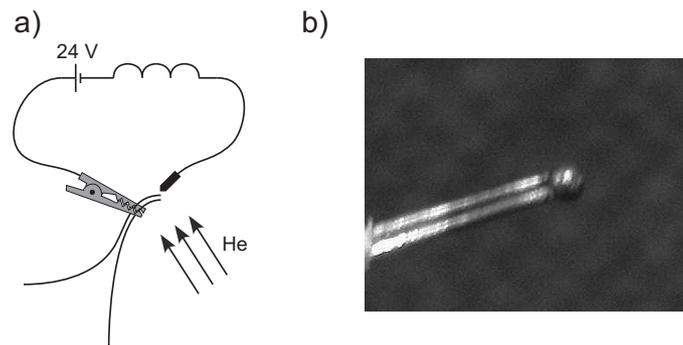


FIG. 2.6 – Soudure à l'arc entre deux fils Niomax.

Soudure froide à l'indium

Pour connecter une piste en Niobium au reste du circuit il nous a fallu trouver une autre méthode. En effet la soudure étain-plomb mouille très mal les films en Niobium et ceux-ci sont par ailleurs trop fragiles pour supporter une soudure à l'arc. La première méthode que nous avons retenue tire parti de l'extrême malléabilité de l'Indium et de son caractère supraconducteur en dessous de $T_{In} \sim 3,4$ K. Il s'agit simplement d'écraser un fil d'Indium sur la surface de la piste. Le contact ainsi obtenu est mécaniquement stable et peut sous certaines conditions avoir une résistance faible. L'inconvénient majeur est que les pressions nécessaires pour réaliser un bon contact peuvent être de nature à casser la puce. Nous utilisons donc une technique inspirée des "microsoudeuses à ultrasons" utilisée pour faire du "bonding". Il s'agit de faire vibrer l'outil qui exerce la pression sur l'Indium. On obtient ainsi des pressions plus fortes mais sur des temps plus courts. L'outil que nous avons fabriqué à cet effet est simplement une petite céramique piézoélectrique alimentée par une tension de 100 V oscillant à 5 kHz et montée sur un manche. Le contact est "fabriqué" en trois temps :

1. On écrase sur la puce une galette d'Indium d'épaisseur 0.5-1 mm découpée dans un fil de diamètre 1 mm. On exerce pour cela une pression suffisante pour que la galette se déforme pendant 30 s.
2. On écrase de la même manière un fil d'Indium sur cette galette.
3. On soude l'autre extrémité du fil au reste du circuit.

La "soudure à froid" est précédée de la procédure de nettoyage suivante :

1. Nettoyage de la puce à l'Ethanol et au papier optique.
2. Grattage au papier de verre 9 μm .
3. Deuxième nettoyage de la puce à l'Ethanol et au papier optique.
4. Nettoyage du fil d'Indium à l'Ethanol pour enlever la couche d'oxyde.

Cette méthode a d'abord été testée sur une pièce en Niobium massif (cylindre hauteur 5 mm diamètre 10 mm). Les résultats sont très encourageants puisqu'on a observé un comportement supraconducteur du cylindre de Niobium connecté par deux fils d'Indium avec cette méthode pour un courant de 4 A. La meilleure soudure obtenue sur une puce en Niobium (épaisseur 1 μm) avait elle un courant critique de 400 mA et une résistance

résiduelle de $340 \mu\Omega$ au delà. Il semble que la propreté des surfaces et la pression exercée sont les deux paramètres critiques pour ce type de contacts.

Une alternative à cette méthode consiste à exercer la pression sur l'Indium à l'aide d'un bloc d'aluminium que l'on maintient pressé sur la surface. Un tel montage permet effectivement de réaliser des contacts supraconducteurs jusqu'à 4 A. On peut alors garder le même montage et enlever le bloc d'aluminium. On observe toujours un comportement supraconducteur mais le courant critique est abaissé à 1 A environ. Il est donc préférable de maintenir la pression pour obtenir un excellent contact. Ces mesures ont permis de concevoir la connectique spécifique de la puce supraconductrice. L'idée est d'utiliser des brides en Niobium massif pour appuyer sur la puce et y écraser un fil d'Indium. La figure 2.7 illustre la façon dont un courant peut être amené sans dissipation d'un fil Niomax jusqu'à une piste de Niobium. Les deux cylindres de Niobium assurent un contact supraconducteur aisément démontable .

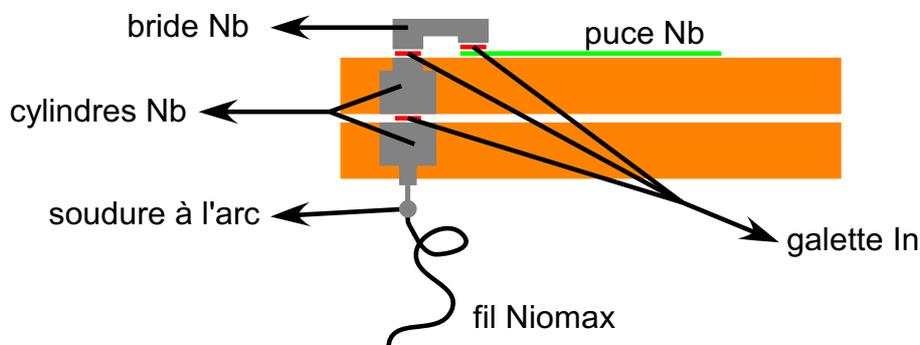


FIG. 2.7 – Contacts supraconducteurs sur la puce et son support. Les galettes d'Indium sont écrasées grâce à des vis qui maintiennent les trois pièces en pression. L'ensemble est connecté à un fil Niomax via une soudure à l'arc sur le cylindre inférieur.

Cette technique est certes efficace mais compliquée à mettre en œuvre. Nous avons depuis trouvé une méthode plus simple.

Soudure spéciale indium/alliage de Rose

Nous avons finalement trouvé une dernière méthode pour réaliser des contacts supraconducteurs sur un film de Niobium. Il s'agit en fait d'une recette spéciale pour faire mouiller un mélange d'Indium et d'alliage de Rose (50% Bismuth/25% Plomb/25% Etain) sur une puce en Niobium [72]. La procédure est la suivante :

1. On gratte la surface du film en Niobium à l'aide d'un cutter. On arrive ainsi à enlever la couche d'oxide et à faire apparaître le Niobium (brillant).
2. On écrase ensuite une galette d'Indium avec un fer à souder chauffé juste au dessus de la température de fusion de l'Indium jusqu'à l'adhésion de la galette. La panne du fer à souder doit être utilisée exclusivement pour cette application. Il ne faut en particulier pas qu'elle ait été en contact avec de la soudure Etain/Plomb. En pratique nous utilisons une petite panne de fer à souder. Il faut donc monter la température de consigne à 400°C pour arriver à fondre l'Indium.

3. Avec le même réglage de fer à souder mais une autre panne on fond sur la galette écrasée une goutte d'alliage de Rose.
4. On peut alors plonger dans le contact ainsi réalisé un fil préalablement "étamé" à l'alliage de Rose.

Cette méthode a été utilisée avec succès pour réaliser des contacts sur un film de Niobium d'épaisseur $1\ \mu\text{m}$ qui étaient supraconducteurs jusqu'à au moins 3 A. La technique semble donc toute indiquée pour la connexion de la puce supraconductrice au reste du circuit.

Bilan : cartographie des contacts et géométrie de la cellule expérimentale

La figure 2.8 résume les différents types de connexions que nous comptons utiliser aux différents niveaux du montage. Elle précise également les dénominations utilisées pour chacune des pièces.

1. Soudure standard étain-plomb à température ambiante.
2. Fil Niomax gaine Cuivre diamètre 0,3 mm dans le réservoir d'Hélium.
3. Soudures Etain/Plomb de part et d'autre du "passages à vide" traversant le fond du réservoir Hélium 4.
4. Fil Niomax à gaine Cupro-Nickel de diamètre 0,3 mm entre le fond du réservoir Hélium 4 et la cellule expérimentale. Le Cupro-Nickel est préféré au Cuivre car il permet de rompre le pont thermique entre deux parties du montage thermalisées à des températures différentes.
5. Chacun de ces fils est soudé au mélange Etain/Plomb sur un fil de cuivre de diamètre 1 mm collé (Stycast) dans une pièce de thermalisation vissée sur l'équerre. Les soudures sont ainsi en contact thermique avec la cellule.
6. Sur ce même point de thermalisation on soude à l'Etain/Plomb du fil Niomax fin (diamètre 0,1 mm) pour les bobines...
7. ... ou du fil Niomax à gaine en Cuivre de diamètre 0,3 mm pour les connexions sur la puce.
8. Soudure avec la recette à base d'Indium et d'alliage de Rose pour les contacts sur la puce.
9. Soudure étain-plomb pour d'éventuelles réparations sur des fils Niomax cassés.

2.1.3 Performances

J'évalue dans ce qui suit la charge thermique sur le cœur du cryostat et je la compare avec la puissance cryogénique disponible.

Nous disposons pour le moment de 20 fils supraconducteurs à gaine Cuivre qui descendent dans le récipient d'Hélium. On peut considérer, pour calculer la charge thermique sur les cryogénérateurs, que chacun de ces 10 couples de fils ("aller-retour") se connecte

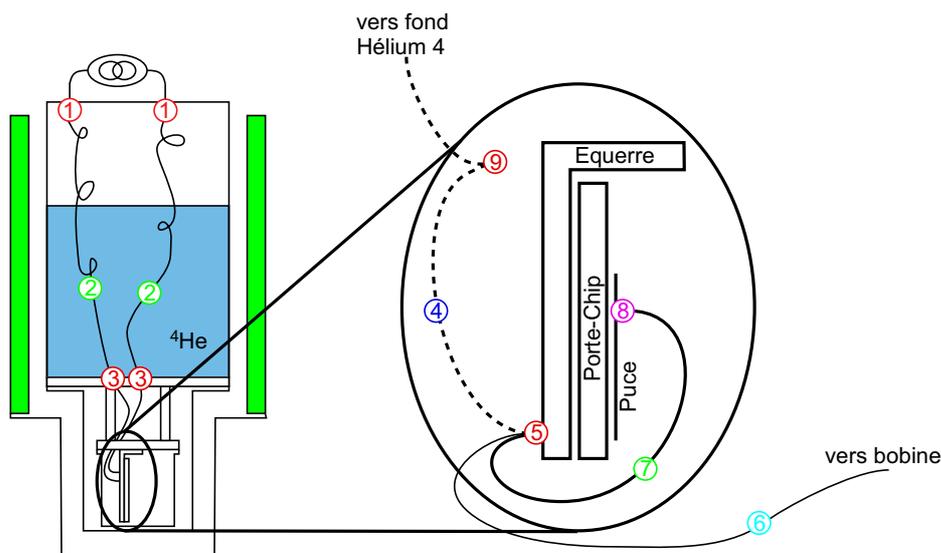


FIG. 2.8 – Cartographie des soudures. L'équerre est solidaire de la "plaque Hélium 3". Le "porte-chip" est démontable (voir fig. 2.7) pour un travail plus aisé sur la puce.

à l'expérience avec des résistances résiduelles de $10 \mu\Omega$. La puissance Joule dissipée est alors :

$$\mathcal{P}_{1K} = 10(10^{-5}4^2) \sim 1.6 \text{ mW} \quad (2.1)$$

Si on ajoute la puissance incidente par les fenêtres du cryostat (voir § 2.1.1) on a une charge thermique totale de 1,7 mW. Cet ordre de grandeur est compatible avec les caractéristiques de notre cryogénérateur à 0,6 K (voir § 2.1.1). Il est en outre à noter que nous n'avons en pratique aucun besoin pour nos expériences de dix courants de 4 A simultanément.

Les premiers transferts d'Hélium réalisés dans ce cryostat ont permis d'obtenir des renseignements préliminaires sur son fonctionnement effectif. Pour ces premières expériences les switchs thermiques étaient remplacés par des cylindres en cuivre assurant un excellent contact thermique entre le réservoir à Hélium et la cellule expérimentale. Les tests ont donc été effectués sans utiliser le cryogénérateur. Nous avons mesuré une température de 4.7 K sur le fond du réservoir (côté vide) et un taux de récupération d'Hélium gazeux correspondant à des pertes de l'ordre de 280 mW. Ces chiffres étaient, conformément à ce qui précède, totalement insensibles à un courant de 2 A circulant dans une bobine et à l'éclairement du miroir du PMO avec des faisceaux de 7 mW.

2.2 La source externe d'atomes lents

Nous avons vu au § 1.2.4 que le chargement du PMO miroir dans le cryostat ne peut se faire qu'à partir d'une source externe d'atomes. En effet le pompage cryogénique par les parois froides de la cellule interdit le chargement à partir d'une pression de vapeur saturante de Rubidium. Je décris dans cette partie le principe et les performances de la source que nous avons construite. Contrairement à l'expérience en jet atomique, nous

avons choisi d'utiliser l'isotope 87 du Rubidium. Cette espèce est en effet plus aisée à refroidir par refroidissement évaporatif en raison d'une section efficace de collision plus grande ce qui facilite l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein [73]. Les niveaux de Rydberg sont en revanche très peu modifiés par le changement d'isotope.

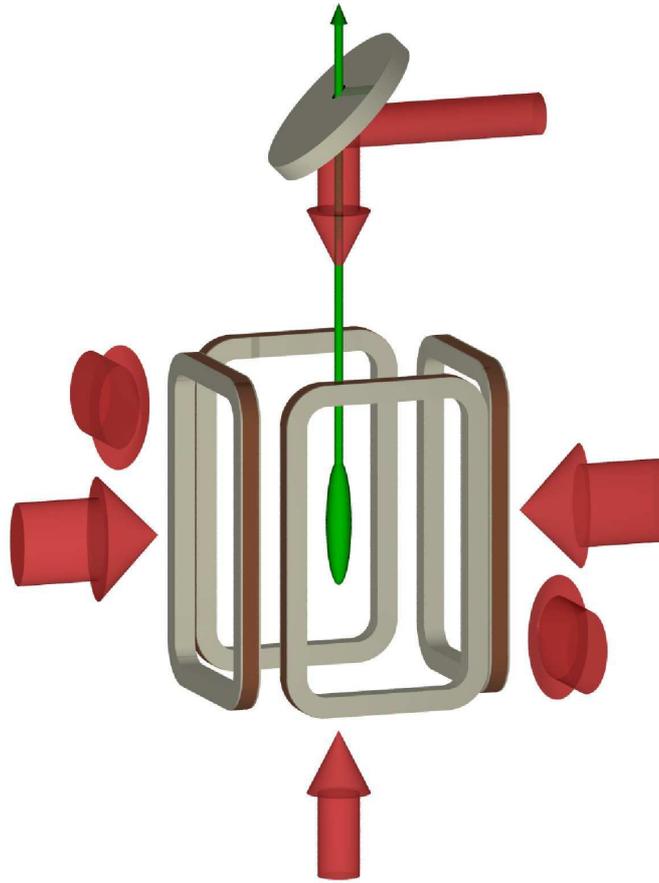


FIG. 2.9 – Schéma de principe de la source d'atomes lents. L'ombre sur le faisceau descendant est créée par réflexion sur un miroir percé.

2.2.1 Dispositif

La réalisation de sources d'atomes froids fait depuis quelques années l'objet de nombreux efforts expérimentaux dans différents laboratoires [74] [75]. A terme, un jet d'atomes lents peut être utilisé pour charger un piège dans un environnement propre ou encore être injecté dans un guide magnétique pour l'étude de gaz dégénérés uni-dimensionnels [76].

Le principe de la source d'atomes que nous utilisons est inspiré d'un article de Dieckmann *et al* [75]. Ce type de sources est connu sous le nom de $2D^+$ -MOT. Il s'agit d'extraire d'un Piège Magnéto-Optique (PMO) des atomes dans une direction donnée. La solution retenue pour cela consiste à produire une ombre au centre d'un des six faisceaux du PMO. La pression de radiation n'est ainsi pas compensée sur cet axe et les atomes sont expulsés dans cette direction. Le schéma du dispositif est présenté dans la figure 2.9.

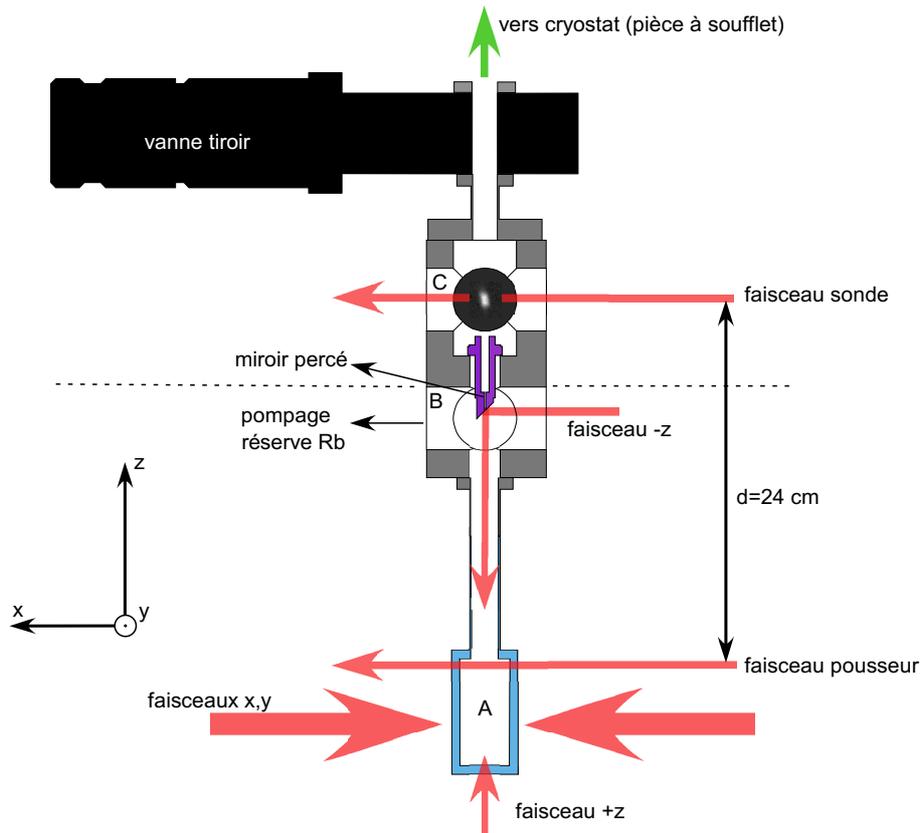


FIG. 2.10 – Montage ultra-vide de la source d'atomes lents. Les atomes sont piégés et mis en mouvement dans la zone A, ils traversent le trou du miroir dans la zone B avant d'être détectés par fluorescence grâce à un faisceau sonde dans la zone C. Le faisceau "pousseur" permet de réaliser des expériences résolues en temps.

Système ultra-vide

La figure 2.10 représente une coupe du montage ultra-vide de la source d'atomes lents. L'ombre au centre du faisceau "descendant" est produite par la réflexion sur un miroir percé en son milieu. Le trou a un diamètre de 0.8 mm et une longueur de 10 mm. Ces dimensions permettent d'assurer un vide différentiel entre la zone de production des atomes, où la qualité du vide est limitée par la pression de vapeur de Rubidium, et une zone de diagnostic du jet, elle-même connectée au cryostat via une vanne tiroir (voir fig. 2.10). Le vide de la partie basse (zone A et B, fig. 2.10) est assuré par une pompe ionique, celui de la partie haute (zone C, fig. 2.10) par une autre pompe ionique et une pompe à sublimation de Titane. On obtient grâce à ces pompes une pression résiduelle inférieure à $5 \cdot 10^{-10}$ mbar. On maintient dans la cellule en verre une pression de vapeur de Rubidium de l'ordre de $3 \cdot 10^{-8}$ mbar. Cette pression est évaluée en réalisant une mesure d'absorption du faisceau $+z$.

Champ magnétique

Le champ magnétique quadrupolaire nécessaire pour le PMO est produit par quatre bobines rectangulaires verticales. Leur hauteur est 8 cm et leur largeur 4 cm. Chacune d'elles est constituée d'un enroulement de 90 tours de fil de cuivre de diamètre 1 mm. Les bobines ont une section carrée de 10 mm de côté. Le gradient B' du champ produit au centre du quadrupôle est donné en fonction du courant qui les parcourt par :

$$B' \simeq 5,6 \text{ (G/cm)/A} \quad (2.2)$$

Système laser

Le système laser utilisé est un système standard pour le piégeage magnéto-optique d'atomes de ^{87}Rb . La figure 2.11 rappelle la structure Zeeman des niveaux $5^2S_{1/2}$ et $5^2P_{3/2}$.

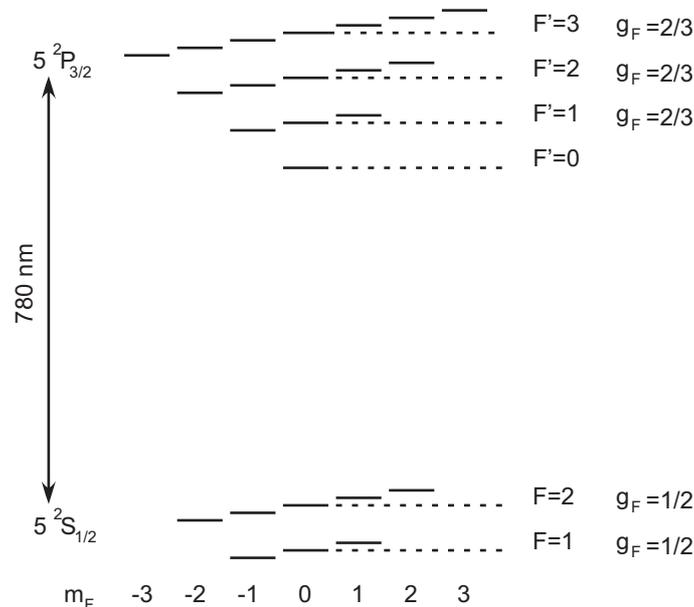


FIG. 2.11 – Structure Zeeman des niveaux $5^2S_{1/2}$ et $5^2P_{3/2}$ du ^{87}Rb . La longueur d'onde de la transition correspondante est de 780 nm.

Les faisceaux lasers de piégeage sont désaccordés vers le rouge d'environ trois largeurs naturelles Γ par rapport à la fréquence de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ du ^{87}Rb . Nous utilisons une configuration maître-esclave constituée d'une diode laser et d'un amplificateur MOPA. La diode maître (Sanyo DL7140) est suffisamment fine spectralement pour être montée sans cavité externe.

La fréquence du laser maître est asservie sur un spectre d'absorption saturée à l'aide d'un dispositif de détection synchrone. Le signal d'erreur est obtenu par une modulation du courant. La rétroaction s'effectue directement sur le courant de la diode. Le faisceau maître passe au travers d'un modulateur acousto-optique en double-passage dans la boucle d'asservissement. On peut ainsi varier la fréquence du laser maître sans perturber l'injection, et donc varier la fréquence de l'esclave sans changer la direction du faisceau laser. On

bénéficie ainsi d'un faisceau laser issu de la diode esclave, possédant la largeur spectrale du laser maître avec la puissance du MOPA. Celui-ci est une diode Toptica #TA-0785 délivrant une puissance nominale de 450 mW pour un courant d'alimentation de 1,6 A. Après passage à travers l'isolateur optique, nous disposons d'une puissance d'environ 310 mW. La figure 2.12 présente le schéma optique complet de la préparation des faisceaux de piégeage. La puissance du MOPA est répartie entre :

- Les faisceaux horizontaux de la source d'atomes lents. Ces faisceaux sont mis en forme puis envoyés au niveau de la cellule grâce à un périscope.
- Les faisceaux verticaux (faisceaux z) de la source d'atomes lents. Ces faisceaux sont injectés dans une fibre optique ce qui rend leur maniement plus aisé et leur confère une structure transverse gaussienne propre.
- Les faisceaux du PMO miroir (pour la recapture dans le cryostat). Ils sont obtenus à partir d'un faisceau unique injecté dans une fibre (voir § 2.3.2).

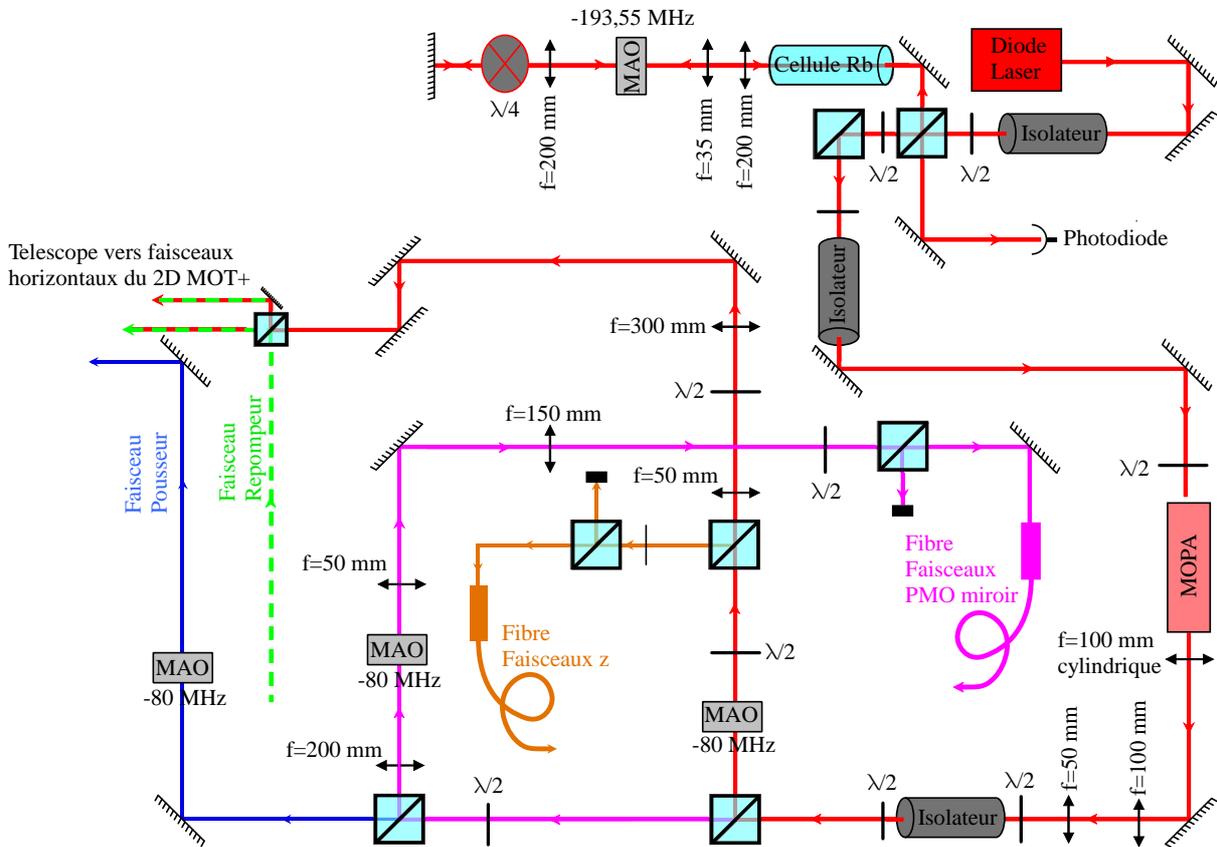


FIG. 2.12 – Montage optique des faisceaux pièges. Le faisceau repompeur (en pointillé) est superposé aux faisceaux horizontaux du piège grâce à un cube polariseur.

Le laser repompeur, qui sert à recycler les atomes tombés dans le sous-niveau $F = 1$, est également une diode laser Sanyo DL7140 sans cavité externe. Sa fréquence est asservie sur la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$ à l'aide d'une spectroscopie d'absorption saturée. Une puissance d'environ 15 mW est superposée aux faisceaux horizontaux de la source d'atomes lents. La figure 2.13 décrit le montage optique correspondant.

L'accord fin de la fréquence des lasers se fait grâce à des modulateurs acousto-optiques

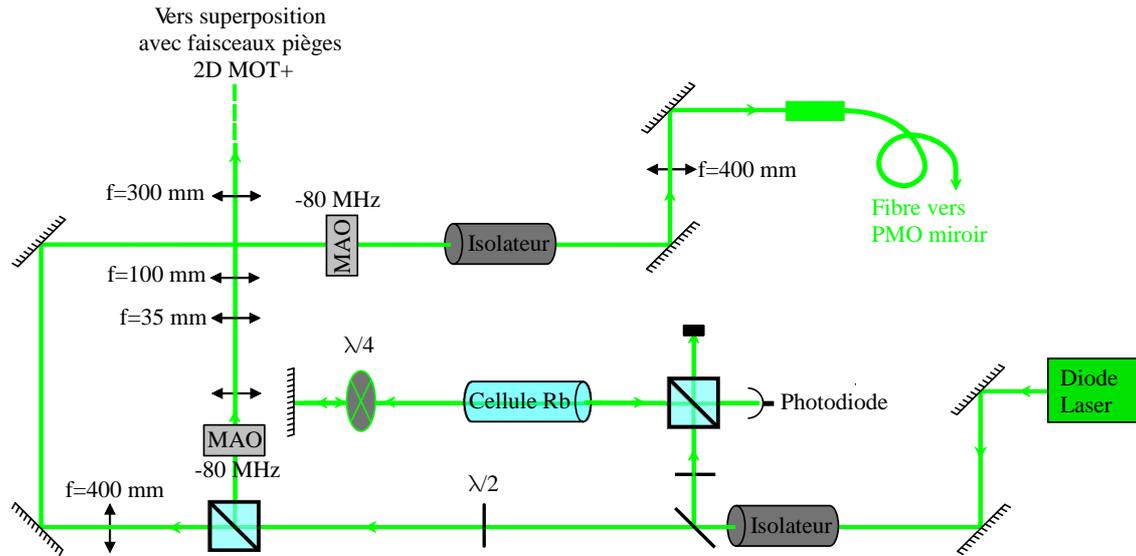


FIG. 2.13 – Montage optique du faisceau repompeur. Le faisceau en pointillé est superposé aux faisceaux horizontaux du piège (voir fig. 2.12)

	Raies d'asservissement	Fréquences MAO en série	Fréquences MAO dans la boucle	Fréquences finales
Faisceau piège	CO(2,3)	-80 MHz	-193,5 Mhz	-20 MHz
Faisceau sonde	CO(2,3)	-80 MHz	-213,5 MHz	0 MHz
Repompeur	CO(1,2)	+78,5 MHz	-	0 MHz

TAB. 2.1 – Fréquences d'asservissement des lasers. Les fréquences sont exprimées relativement à la fréquence de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ pour les deux premières lignes et à la fréquence de la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$ pour la troisième.

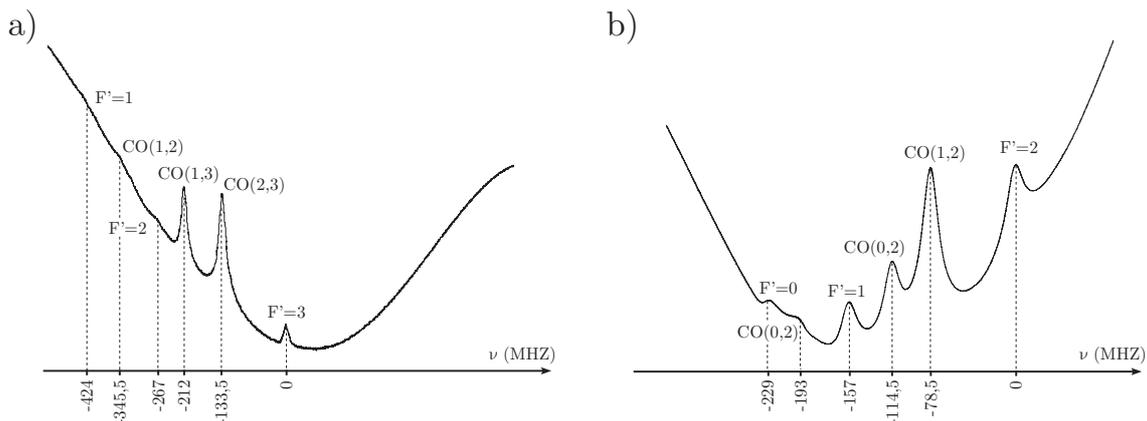


FIG. 2.14 – Spectre d'absorption saturée : structure hyperfine et crossover du ^{87}Rb . a) Transitions à partir de $F = 2$. L'origine des fréquences correspond à la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$. b) Transitions à partir de $F = 1$. L'origine des fréquences correspond à la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$.

(MAO). La figure 2.14 présente les raies atomiques et les "crossovers" disponibles pour l'asservissement par absorption saturée. Le tableau 2.1 donne les fréquences souhaitées pour chaque faisceau, la raie d'absorption saturée utilisée (généralement la plus intense) et les fréquences des différents MAO. Ces MAO permettent également de commuter rapidement les faisceaux pour des expériences résolues en temps.

Imagerie

Nous utilisons un laser "sonde" pour faire l'imagerie par fluorescence de notre jet atomique. Il s'agit d'une diode laser Sanyo DL7140 sans cavité externe accordée sur la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Le faisceau est couplé dans une fibre optique pour en faciliter le maniement. La puissance disponible en sortie de fibre est de 7 mW. Le montage optique est présenté dans la figure 2.15. Le dernier cube polariseur avant l'injection dans la fibre permet de superposer une partie du faisceau repompeur.

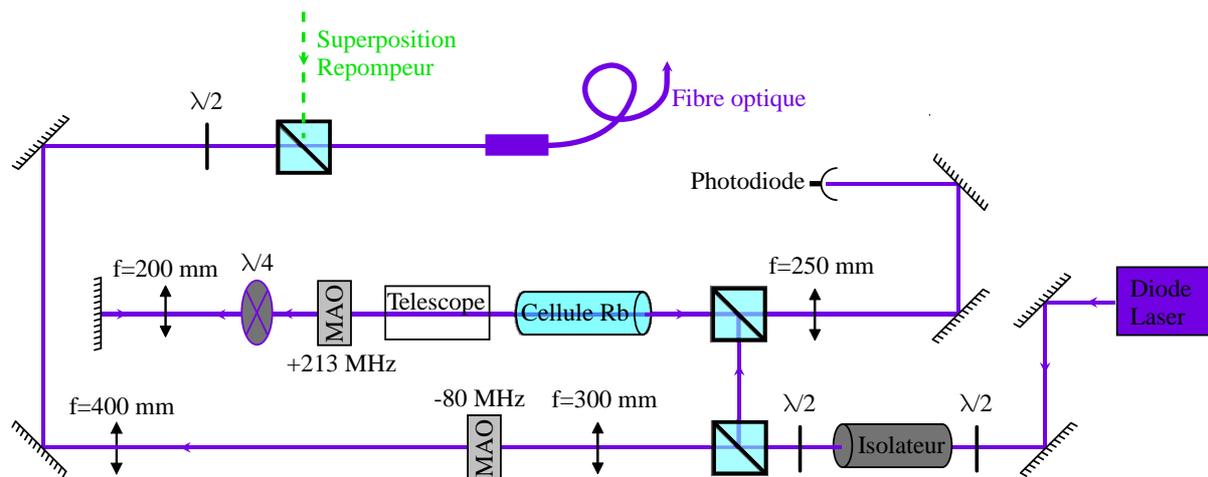


FIG. 2.15 – Montage optique du faisceau sonde

Les images sont prises par une caméra CCD à "transfert de trames" de marque Princeton Instrument. Le capteur CCD est une matrice carrée de 512×512 pixels. Chacun de ces pixels a une dimension de $13 \times 13 \mu\text{m}$. La caméra est utilisée principalement en mode déclenché avec des temps d'exposition variables suivant l'application. L'utilisation d'un programme informatique d'interface avec la caméra permet des opérations simples sur les images telles que la soustraction d'un fond ou l'accumulation de plusieurs expositions sur une même image. La caméra est par ailleurs pré-calibrée ce qui permet de connaître le nombre de charges accumulées dans les cellules du CCD par photon incident à une longueur d'onde donnée. On peut donc très simplement avoir accès au flux lumineux sur un pixel intégré pendant le temps d'exposition. Le grossissement est assuré par un objectif réglable placé à 37,5 cm de l'axe du jet au niveau de la zone C (voir fig. 2.10).

2.2.2 Caractéristiques du jet

Cette partie présente les mesures que nous avons effectuées pour caractériser notre jet atomique. Ces mesures ont toutes été menées dans la partie haute du montage ultra-vide (zone C, fig. 2.10) par le biais de l'imagerie de la fluorescence du jet.

Calibration de la caméra

Avant toute mesure il faut être capable de déterminer le grandissement du montage d'imagerie. Pour cela on fait l'image d'un pied à coulisse réglé sur 10 mm dans les mêmes conditions qu'une image du jet. Dans le cas de l'objectif réglable placé à 375 ± 2 mm de l'axe du jet, la calibration donne un grossissement de 159 ± 5 μm par pixel de la caméra.

L'image est codée sur 16 bits, soient 65536 niveaux d'éclairement possibles. A la sensibilité du CCD utilisée chaque électron accumulé correspond à un "coup" numérique. L'efficacité ε de conversion du CCD à 780 nm est par ailleurs de 0,75. La transmission de l'objectif est en outre de 0,67. En définitive, chaque photon incident est compté comme $0,75 \times 0,67 \sim 0,5$ coups.

Nombre d'atomes dans le jet

La figure 2.16 est une image de la fluorescence du jet prise 24 cm au dessus du col de la cellule en verre (voir fig. 2.10). Le jet est excité par le laser "sonde". Celui-ci est collimaté à 3,5 mm environ et sa puissance est de 2,4 mW, largement suffisante pour saturer la transition. Le temps d'exposition est de 300 ms.

La calibration du taux de conversion de photons en coups numériques de la caméra permet d'évaluer le flux de photon à 780 nm dans l'angle solide défini par l'ouverture de l'objectif (33 mm). Ce dernier peut en outre être relié au flux d'atome dans le jet.

Evaluons d'abord le nombre d'atomes dans le jet éclairés par le laser "sonde". Soit une densité $\rho(x, y, z, v)$ d'atomes au point (x, y, z) avec la vitesse v , le flux traversant la surface horizontale définie par z est donné par :

$$\Phi_{tot}^{(z)} = \int_{x,y} \int_v v \rho(x, y, z, v) dx dy dv \quad (2.3)$$

En introduisant $\Phi^{(z)}(v)$, la densité de flux à la vitesse v à l'altitude z on a :

$$\Phi_{tot}^{(z)} = \int_v \Phi^{(z)}(v) dv \quad (2.4)$$

soit

$$\Phi^{(z)}(v) = \int_{x,y} v \rho(x, y, z, v) dx dy \quad (2.5)$$

En régime de flux stationnaire, le nombre d'atomes présents dans le jet sur une hauteur h à l'altitude z s'écrit :

$$N^{(z)} = h \int_{x,y} dx dy \int_v \rho(x, y, z, v) dv \quad (2.6)$$

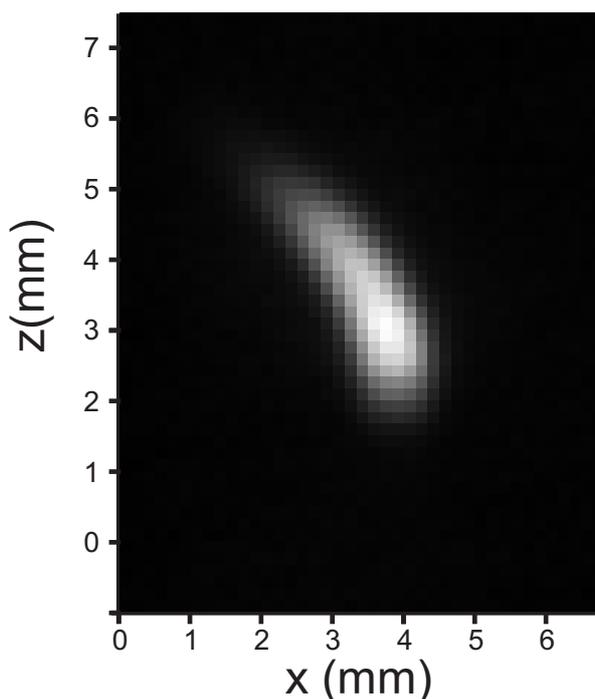


FIG. 2.16 – Image du jet atomique. Le temps d'exposition est de 300 ms. La déviation est due à la pression de radiation du faisceau sonde.

si h est suffisamment petit pour que la densité atomique change peu le long du jet. D'après 2.5, on a donc :

$$N^{(z)} = h \int_v \frac{\Phi^{(z)}(v)}{v} dv \quad (2.7)$$

Si le laser est saturant sur la hauteur h , le taux d'émission de photons par atome est $\frac{\Gamma}{2}$ avec Γ la largeur naturelle du niveau $F' = 3$. Si D est le diamètre de l'objectif et p la distance de celui-ci au jet, une fraction $\frac{D^2}{16p^2}$ de la fluorescence totale est focalisée sur le CCD. Le nombre $N_{ph}^{(z)}$ de photons collectés par la caméra pendant un temps d'exposition Δt est donc finalement :

$$N_{ph}^{(z)} = N^{(z)} \frac{\Gamma}{2} \Delta t \frac{D^2}{16p^2} \quad (2.8)$$

Compte tenu de l'efficacité ε de la caméra et de la transmission T_{obj} ce nombre de photons correspond à $N_c^{(z)}$ coups avec :

$$N_c^{(z)} = \frac{\varepsilon T_{obj} N^{(z)} \Gamma \Delta t D^2}{32p^2} \quad (2.9)$$

Mesures préliminaires du flux et de la vitesse

Si l'on connaît la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ on peut d'après ce qui précède approximer le flux atomique par :

$$\Phi_{tot}^{(z)} = \frac{32p^2 N_c^{(z)} \langle v \rangle}{\varepsilon T_{obj} h \Gamma \Delta t D^2} \quad (2.10)$$

Il reste donc à évaluer la vitesse moyenne des atomes dans le jet. Si l'on observe la figure 2.16 on constate que le jet n'est pas symétrique dans la direction horizontale. On voit en particulier qu'il est dévié dans la partie haute de l'image. Cette déviation est due à la pression de radiation exercée par le laser sonde. Le laser étant saturant la force transverse sur les atomes est constante tant que l'angle de déviation est suffisamment faible pour que l'effet Doppler soit négligeable. Il lui correspond une accélération transverse constante $a = \frac{\hbar k \Gamma}{2m}$, où k est le vecteur d'onde correspondant à 780 nm. Si on considère un faisceau atomique mono-cinétique de vitesse $\langle v \rangle$, les équations du mouvement sont :

$$\begin{aligned} z(t) &= z(t=0) + \langle v \rangle t \\ x(t) &= x(t=0) + \frac{1}{2} a t^2 \end{aligned} \quad (2.11)$$

où z est la coordonnées verticale et x la coordonnée suivant l'axe du faisceau sonde (voir fig. 2.16).

On en déduit :

$$x(t) = x(t=0) + \frac{1}{2} a \left(\frac{z(t) - z(t=0)}{v} \right)^2 \quad (2.12)$$

En pratique, cette équation n'est valable que dans la zone où le faisceau est effectivement saturant. On peut donc utiliser la mesure de la courbure de la trajectoire dans cette zone pour déduire la vitesse moyenne du jet. Pour cela on suit la procédure suivante :

- On ajuste une gaussienne sur le signal de chaque ligne i de l'image.
- On considère que la position du centre $x_c(i)$ de la gaussienne donnée par l'ajustement constitue la position moyenne du jet à l'altitude de la ligne i .
- On trace la trajectoire $x_c(i) = f(i)$.
- On ajuste une parabole sur la portion de la trajectoire située dans la zone où le faisceau sonde est saturant.
- En tenant compte du grandissement du système d'imagerie on déduit de la courbure de la parabole ajustée une évaluation de la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ du jet.

Nous avons utilisé cette méthode pour mesurer la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ du je atomique dans les conditions résumées dans le tableau 2.2. Le calcul donne une vitesse de 16,4 m.s⁻¹. On peut en déduire une évaluation du flux atomique en utilisant la formule 2.10. On trouve environ 1,3 10⁷ atomes par secondes.

P_{Rb} (mbar)	P_{x-y} (mW)	P_{+z} (mW)	P_{-z} (mW)	δ	$I_{bobines}$ (A)	B' (G/cm)
3.10 ⁻⁸	40	2,2	0	-3 Γ	2,5	14

TAB. 2.2 – Paramètres du 2D⁺-MOT.

Distribution de vitesse

Afin de connaître plus précisément la distribution de vitesse de notre jet atomique nous avons recours à une méthode de temps de vol. En "éteignant" le jet atomique à un instant donné on voit la fluorescence décroître à mesure que les atomes de plus en plus rapides disparaissent du flux total. En pratique on dévie le jet avec le laser "pousseur" ce qui a pour effet d'interrompre le flux (voir fig. 2.10). On peut commuter ce laser rapidement grâce à un MAO . On réalise une image du jet à un intervalle de temps variable τ après l'allumage du faisceau pousseur (voir fig. 2.17). La variation de la fluorescence enregistrée en fonction du délai τ permet de remonter à la distribution de vitesse.

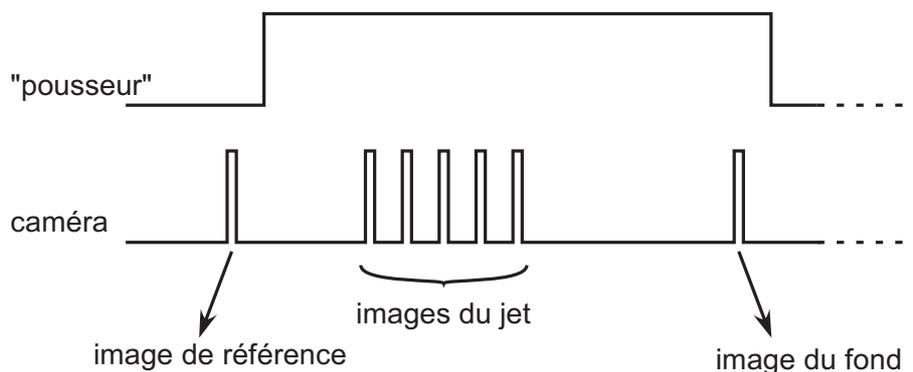


FIG. 2.17 – Séquence expérimentale pour la mesure de la distribution de vitesse. La séquence est répétée 2000 fois pour gagner en rapport signal sur bruit.

Le nombre d'atomes dans le jet après un délai τ s'écrit d'après l'équation 2.7 :

$$N^{(z)}(\tau) = h \int_0^{v_c^{(z)}(\tau)} \frac{\Phi^{(z)}(v)}{v} dv \quad (2.13)$$

En effet, tous les atomes dont la vitesse est supérieure à une vitesse de coupure $v_c^{(z)}(\tau)$ sont trop rapides pour être encore présents dans le jet à l'altitude z et au temps τ après l'extinction du jet. On a :

$$v_c^{(z)}(\tau) = \sqrt{\left(\frac{d + \frac{1}{2}g\tau^2}{\tau}\right)^2 - 2gd} \quad (2.14)$$

Aux $N^{(z)}(\tau)$ atomes présents dans la partie saturante du laser sonde après un délai τ correspondent $N_c^{(z)}(\tau)$ coups comptés par la caméra. Soit d'après l'équation 2.9 :

$$N_c^{(z)}(\tau) = \frac{\varepsilon T_{obj} N^{(z)}(\tau) \Gamma \Delta t D^2}{32p^2} \quad (2.15)$$

Si Δt est assez court pour que $N_c^{(z)}(\tau)$ varie peu pendant l'exposition on a :

$$\int_0^{v_c^{(z)}(\tau)} \frac{\Phi^{(z)}(v)}{v} dv = \frac{32p^2 N_c^{(z)}(\tau)}{\varepsilon T_{obj} h \Gamma \Delta t D^2} \quad (2.16)$$

soit finalement :

$$\Phi^{(z)}(v) = v \frac{dN_c^{(z)}}{dv} \frac{32p^2}{\varepsilon T_{obj} h \Gamma \Delta t D^2} \quad (2.17)$$

En prenant une succession de points pour des valeurs différentes de τ et en dérivant la courbe obtenue par rapport à la vitesse de coupure on obtient la densité de flux à cette vitesse.

La séquence expérimentale est la suivante (voir fig. 2.17) :

- Enregistrement d’une image du jet en régime permanent. Cette image de référence permet de normaliser les images ultérieures afin de s’affranchir des variations du flux d’une répétition à l’autre.
- Interruption du jet grâce au faisceau pousseur.
- Enregistrement d’images successives aux différents délais τ souhaités.
- Enregistrement d’une image de fond après un délai $\tau = 200$ ms suffisant pour que même les atomes les plus lents soient passés.

Cette séquence est ensuite répétée afin d’accumuler un signal suffisant pour que le rapport signal sur bruit soit bon. Nous avons utilisé un temps d’exposition de 0,1 ms et enregistré un point pour τ variant par pas d’une milliseconde entre 5,5 ms et 34,5 ms en accumulant 2000 fois par point. La valeur du nombre d’atomes trouvée est attribuée au temps correspondant au centre de l’intervalle d’exposition, soit 5,55 ms pour le premier point.

Le nombre de coups enregistrés par la caméra pour chaque image est évalué en sommant les nombres de coups des pixels compris dans un rectangle défini par la hauteur (8 pixels) sur laquelle la sonde est saturante et une largeur de 14 pixels centrée sur le jet (supérieure à la section du jet). Pour cette expérience nous avons rétro-réfléchi le faisceau sonde afin de disposer d’un faisceau saturant sur la plus grande surface possible. De cette manière, on évite également de donner une vitesse transverse aux atomes du jet qui les éloignerait de la résonance par effet Doppler.

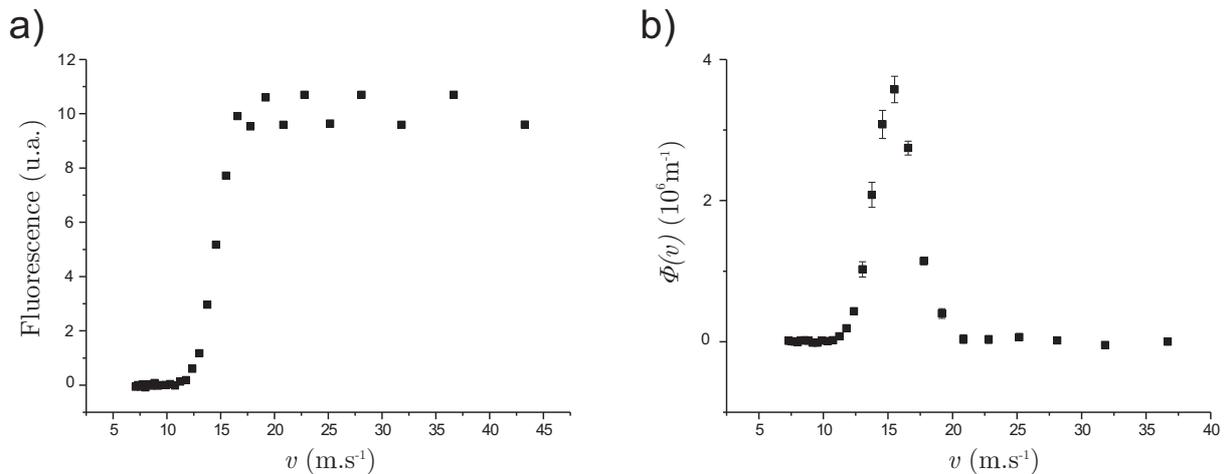


FIG. 2.18 – Distribution de vitesse du jet atomique. a) Signal de fluorescence intégré en fonction de la vitesse de coupure. b) Distribution de vitesse déduite grâce à la formule 2.17

La figure 2.18.a) donne la mesure de la fluorescence intégrée avec la méthode précédente en fonction de la vitesse de coupure. Pour cette mesure, les paramètres étaient ceux du tableau 2.2. On constate qu'aux temps courts la fluorescence reste élevée ce qui montre qu'il y a peu d'atomes très rapides. L'essentiel de la disparition du signal se produit pour des temps compris entre 12 ms et 18 ms. On observe ensuite une annulation du flux lumineux correspondant à l'extinction total du flux d'atomes. La distribution de vitesse du jet atomique est donnée dans la figure 2.18.b). On observe une largeur d'environ 10 ms^{-1} piquée autour de 15 ms^{-1} . Cette vitesse moyenne plus faible que celle calculée précédemment s'explique par le fait que le paramètre de saturation de la transition n'est pas infini. L'accélération transverse subie par les atomes dans la sonde est donc inférieure à l'accélération maximum a_{max} ce qui conduit à surestimer la vitesse moyenne dans la première méthode.

L'intégration de la distribution par rapport à la vitesse fournit une évaluation plus précise du flux d'atomes, soit :

$$\Phi \simeq 1,5 \cdot 10^7 \text{ at.s}^{-1} \quad (2.18)$$

Il faut souligner encore une fois que, la saturation de la transition étant finie, nous surestimons la fluorescence par atome et nous sous-estimons donc le flux d'environ 10%.

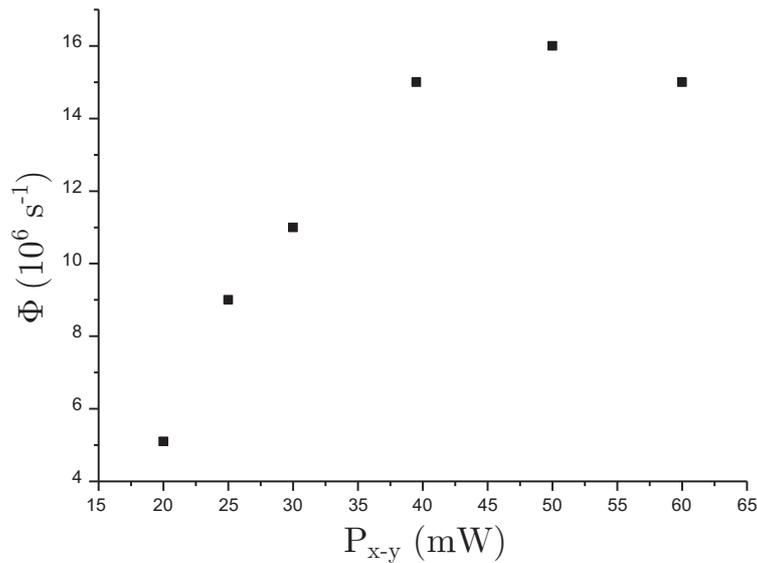


FIG. 2.19 – Variation du flux atomique avec la puissance laser transverse. En abscisse, la puissance P_{x-y} est la puissance par faisceau horizontal.

En ajoutant le faisceau $-z$ nous avons observé un jet plus lent en moyenne et un flux moins important. Les vitesses obtenues sans ce faisceau étant dans la plage de capture de notre PMO cryogénique, nous avons décidé de nous en passer. La figure 2.19 donne la variation du flux atomique avec la puissance P_{x-y} dans chacun des faisceaux horizontaux. On observe une saturation du flux au delà d'une valeur d'environ 40 mW. Si on se fixe à cette valeur, il reste 100 mW à répartir entre les faisceaux du PMO cryogénique.

La figure 2.20 donne la variation de la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ et du flux total Φ avec la puissance P_{+z} dans le faisceau vertical $+z$. On constate que ces deux grandeurs

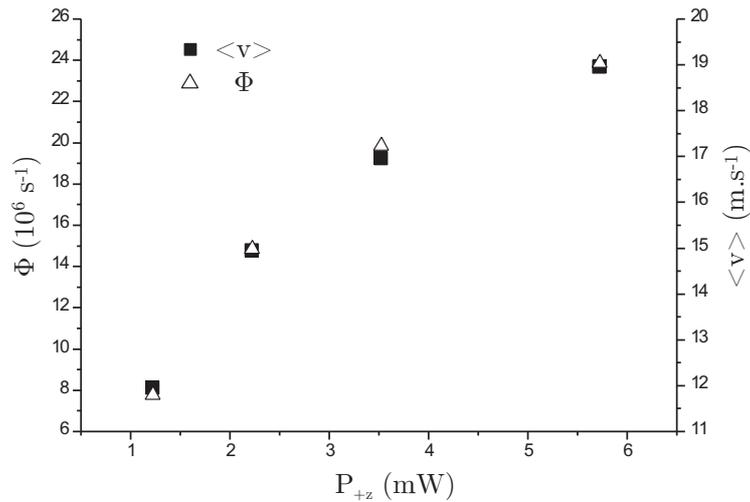


FIG. 2.20 – Variation du jet atomique avec la puissance du laser vertical. La vitesse moyenne $\langle v \rangle$ et le flux total Φ sont représentés. On constate qu'ils sont proportionnels.

sont proportionnelles. On en conclue que la densité atomique dans le piège n'est pas modifiée par le changement de P_{+z} . Le laser extrait une faible partie des atomes refroidis transversalement et leur confère une vitesse d'autant plus grande qu'il est intense.

Divergence

L'ajustement d'une gaussienne sur une coupe horizontale du jet atomique fournit une largeur w_{jet} qui permet d'évaluer la divergence du jet. Il faut pour cela se fixer un point source du jet ce qui est difficile à faire avec une bonne précision. On peut se souvenir que les atomes du jet sont tous passés à travers le diaphragme de 0,8 mm que constitue le trou dans le miroir dont la position est, elle, bien connue. La distance entre le haut de ce trou et l'intersection du jet avec le laser sonde est de 55 mm. La largeur mesurée du jet est $w_{jet} \simeq 9 \pm 1 \text{ pixels} \times 159 \mu/\text{pixel} = 1,43 \pm 0,16 \text{ mm}$. On en déduit que la divergence totale θ_{jet} du jet est :

$$\theta_{jet} \simeq \frac{1,43 - 0,8}{55} \simeq 11,5 \pm 3 \text{ mrad} \quad (2.19)$$

Si on reporte les trajectoires limites correspondant à cette divergence calculée sur un plan du montage, on s'aperçoit que le point source de ces trajectoires est situé au dessus de la limite supérieure des faisceaux de confinement transverse (voir fig. 2.21). La divergence calculée précédemment est donc supérieure à la divergence réelle du jet. Une meilleure évaluation est trouvée en divisant simplement le diamètre du jet au niveau de la sonde par la distance de la sonde au haut des faisceaux $x - y$. On trouve $\theta_{jet} \simeq \frac{1,43}{240} \simeq 6 \text{ mrad}$.

En résumé, nous disposons d'une source d'atomes dont les vitesses longitudinales sont comprises entre 10 et 20 m.s⁻¹ et dont le flux total est de l'ordre de $2 \cdot 10^7$ atomes par secondes. Nous avons par ailleurs observé les atomes de ce jet dans le cryostat au niveau de l'emplacement futur de la puce supraconductrice. Le diamètre du jet dans cette zone était inférieur à 3,5 mm ce qui est cohérent avec une divergence de 6 mrad.

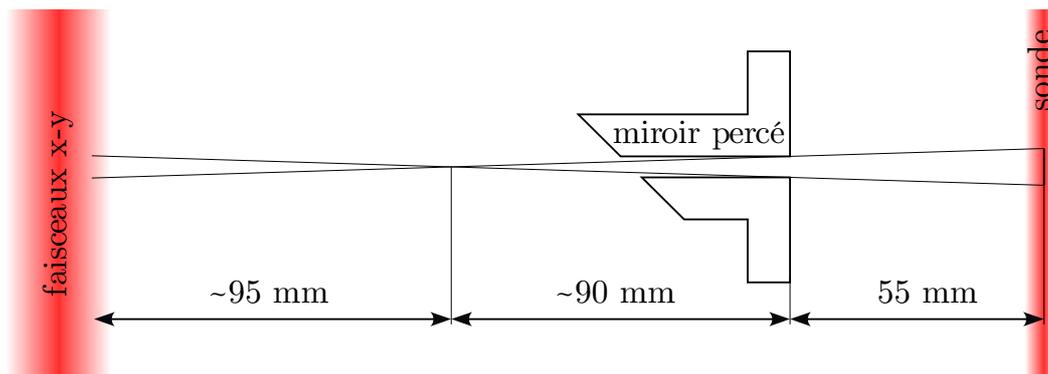


FIG. 2.21 – Divergence du jet atomique. Les trajectoires extrêmes "se croisent" avant le miroir percé. La position du croisement est indicative.

La partie suivante traite de la possibilité de repiéger les atomes de notre jet à l'intérieur du cryostat à l'aide d'un PMO miroir.

2.3 Le piège magnéto-optique miroir cryogénique

Nous avons vu au § 1.2.4 que l'on peut remplacer un Piège Magnéto-Optique (PMO) par une configuration dites PMO miroir, mieux adaptée au transfert des atomes vers un micro-piège magnétique. Nous voulons ici utiliser cet outil dans un environnement différent de l'accoutumée. En effet au lieu de charger le PMO miroir à partir d'une vapeur saturante de Rubidium nous comptons repiéger les atomes issus de notre source externe d'atomes lents. Dans l'idéal il serait possible de capturer tous les atomes parvenant dans la cellule expérimentale. On conserverait ainsi un bon état de propreté de la surface de la puce ce qui pourrait être critique pour des expériences ultérieures (voir § 3.4.1). Le temps de chargement du piège serait en outre plus court. Pour tenter de s'approcher au mieux de cette situation idéale j'ai réalisé des simulations numériques de recapture des atomes du jet. L'optimisation des paramètres du piège qui en résulte est exposée dans la partie 2.3.1. Je décris dans la partie 2.3.2 le dispositif expérimental de notre PMO miroir.

2.3.1 Simulations

Les simulations numériques de recapture du jet atomiques ont été programmées en langage C. Le cœur de l'application est un algorithme de Runge-Kutta à pas adaptatif. Celui-ci résout les équations du mouvement compte tenu de l'interaction des atomes avec les faisceaux lasers et de conditions initiales cohérentes avec les caractéristiques de notre jet atomique. Il est à noter que le calcul des trajectoires ne prend pas du tout en compte les interactions entre atomes. On simule en fait un grand nombre de trajectoires à un atome pour dégager les paramètres critiques pour la recapture.

Conditions initiales

Chaque exécution du programme consiste en un nombre N_{traj} de tirage de conditions initiales pour un atome. La position et la vitesse initiale sont tirées au hasard en accord avec les caractéristiques du 2D⁺-MOT (voir § 2.2). Le système d'axe est choisi avec (Oz) la direction verticale, (Oy) la normale sortant du plan de la puce et (Ox) le long du petit côté de la petite bobine qui produit (avec l'addition d'un champ homogène suivant z) le champ quadrupolaire du piège (voir fig. 2.22). L'emplacement de l'origine O des coordonnées est indiqué dans la figure 2.22.

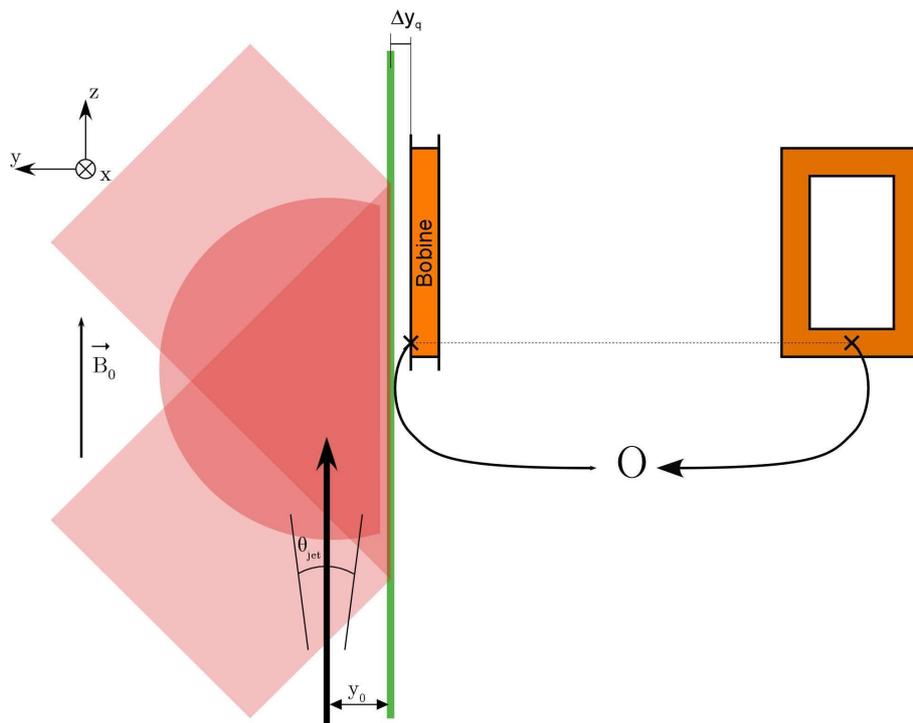


FIG. 2.22 – Système d'axe et notation pour les simulations de repiégeage.

En pratique on se fixe :

- Une coordonnée initiale $z_0 = -65$ cm, soit la différence d'altitude entre le "haut" des faisceaux du 2D⁺-MOT et le centre du PMO miroir.
- Une distance initiale y_0 à la surface du miroir.
- Une vitesse longitudinale moyenne (suivant z) $\langle v_0 \rangle$
- Une largeur de la distribution de vitesse longitudinale Δv_0
- Une divergence θ_{jet} du jet atomique.

Les atomes partent donc tous du point de coordonnées $(0, y_0, z_0)$. On tire au hasard une vitesse longitudinale dans une fenêtre de largeur Δv_0 autour de $\langle v_0 \rangle$. On tire également deux angles polaires d'axe z : φ est pris au hasard entre 0 et 2π et θ est tiré au sort entre 0 et $\theta_{jet}/2$.

Faisceaux lasers

Pour chaque atome on résout les équations du mouvement en présence des faisceaux lasers. Ceux-ci ont des directions de propagation et des hélicités fixées (voir fig. 1.28). Il reste donc pour chaque faisceau les paramètres variables suivants :

- La puissance totale \mathcal{P} .
- Le waist gaussien w .
- Le rayon d du diaphragme centré sur le faisceau.
- Le désaccord δ en unité de largeur naturelle $\Gamma = 6$ Mhz.
- La position $\mathbf{r}^{(a)} = (x^{(a)}, y^{(a)}, z^{(a)})$ d'un point sur l'axe du faisceau (chaque faisceau est défini par la donnée d'un point et d'un vecteur)

Champs magnétiques

Le champ magnétique au point courant est calculé à chaque pas de la simulation en utilisant la loi de Biot et Savard. La bobine qui crée le champ quadrupolaire est modélisée en discrétisant une bobine d'un seul tenant. Le courant total est réparti également sur un réseau de N_l fils dans la direction de la largeur du conducteur et N_e dans la direction de son épaisseur (voir fig. 2.23.a). Les pas entre les fils sont respectivement p_l pour la largeur et p_e pour l'épaisseur. On somme ensuite les champs créés par chacun de ces fils au point considéré. En pratique, les atomes restant à des distances millimétriques de la bobine, un pas de $100 \mu\text{m}$ dans les deux directions est suffisant.

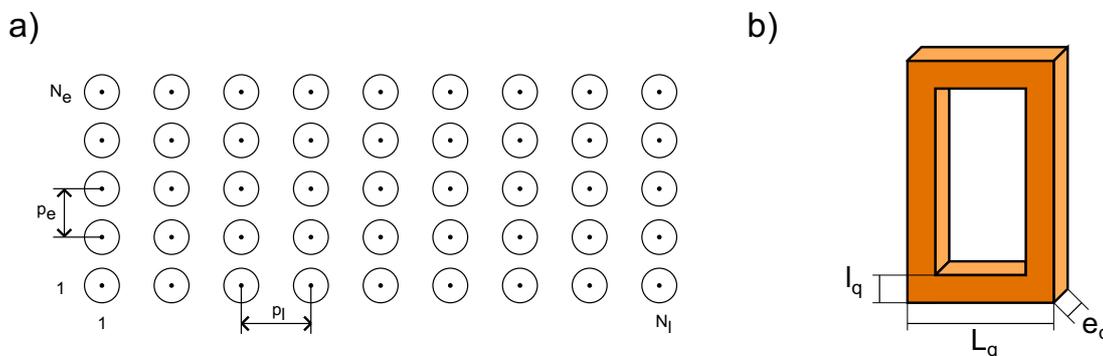


FIG. 2.23 – Géométrie de la bobine du quadrupôle . a) Discrétisation des pistes conductrices. b) La largeur l_q , l'épaisseur e_q et la longueur L_q du petit côté.

Les paramètres de réglages du champ magnétique sont :

- Le champ homogène \mathbf{B}_0 . Dans le programme \mathbf{B}_0 n'est pas calculé à partir d'une géométrie de bobines externes : on ajoute au champ de la *bobine du quadrupôle* un champ constant dans tout l'espace.
- Le courant I_q dans la *bobine du quadrupôle* .
- La largeur l_q , l'épaisseur e_q et la longueur L_q du petit côté de cette bobine (voir fig. 2.23.b).
- La distance Δy_q entre le plan supérieur de la bobine et le plan du miroir (voir fig. 2.22).

Pression de radiation

L'algorithme de Runge-Kutta que nous utilisons résout des équations du type $Y' = f(Y, t)$ où t est le temps, $Y' = \frac{\partial Y}{\partial t}$ et Y peut être un vecteur. Dans notre cas on prend :

$$Y = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

et :

$$Y' = \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \\ F_x/m_{Rb} \\ F_y/m_{Rb} \\ F_z/m_{Rb} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

où F_x, F_y et F_z sont les composantes de la force appliquée sur l'atome. Celle-ci se décompose en un terme de pression de radiation et un terme de gravité. Le calcul de la pression de radiation en fonction de la vitesse et du champ magnétique est donné dans l'annexe C.

Le programme enregistre dans un tableau le temps et la position correspondante pour chaque atome tiré au hasard. Le pas de temps est de 100 μs . Un pas de temps plus court donne les mêmes résultats. En effet l'algorithme diminue le pas de calcul indépendamment du pas de temps à afficher jusqu'à ce qu'une convergence satisfaisante des positions calculées soit obtenu.

Le programme s'arrête :

- Si l'atome heurte le miroir.
- Si l'atome s'éloigne à plus de 2 cm de la surface du miroir.
- Au bout de 300 ms.
- Si l'atome est piégé.

Le critère de temps maximum de 300 ms permet d'éliminer les trajectoires pour lesquelles l'atome est trop rapide et traverse la zone de piégeage en étant peu affecté par les faisceaux. Un atome est considéré comme piégé si la distance entre ses position successives à un pas de temps d'intervalle est inférieure au micron dix fois consécutivement. Il est à noter que cette situation n'a rien de physique : dans un PMO réel, à cause des interactions répulsives entre atomes et de la diffusion d'impulsion le nuage atteint toujours une taille et une température finie d'équilibre. Le propos ici est de vérifier si un atome avec des conditions initiales données peut effectivement être suffisamment refroidi pour être recapturé dans le PMO miroir. On sait par ailleurs que les tailles typiques de pièges dans ce genre de PMO miroir sont de l'ordre de 1 mm. Il suffit donc que la position d'équilibre soit située à une distance de toute surface, et notamment du miroir, supérieure à 1 mm.

Résultats

Le tableau 2.3 donne les paramètres communs à toutes les situations simulées. Il faut noter que la divergence de 7 mRad prise en compte ici correspond à une section du jet de 4,5 mm au niveau de la puce soit un millimètre de plus que la section observée expérimentalement. De la même façon le programme considère une distribution uniforme de vitesse entre deux valeurs extrêmes au lieu de la courbe en cloche de la figure 2.18. Je surévalue donc le nombre d'atomes aux vitesses élevées qui sont a priori les moins aisés à capturer.

conditions initiales			champ magnétique					
$\langle v_0 \rangle$	Δv_0	θ_{jet}	B_0	I_q	l_q	e_q	L_q	Δy_q
15 ms^{-1}	10 ms^{-1}	7 mrad	3 G	35 A	2 mm	1 mm	10 mm	2,6 mm

TAB. 2.3 – Données communes aux simulations de repiégeage. Les notations sont celles du § 2.3.1. Le gradient de champ magnétique au centre du piège est $B'_q \sim 5 \text{ G.cm}^{-1}$.

La figure 2.24 montre la projection de 100 trajectoires dans le plan (xOz). Pour cette simulation les puissances lasers étaient de 2,5 mW pour les faisceaux à 45° et de 2 mW pour les faisceaux $\pm x$. Le désaccord est de 3Γ . On voit sur la figure que dès leur entrée dans zone où les faisceaux $\pm x$ sont présents (zone colorée), les atome sont refroidis dans la direction x . En faisant varier les conditions initiales, on montre que pour une puissance raisonnable de 2 mW dans chacun des faisceaux $\pm x$ le refroidissement dans cette direction n'est pas critique. En faisant l'image d'une lame de rasoir au niveau de la puce nous espérons en outre réduire la puissance laser absorbée par le cœur du montage à une fraction faible de la puissance cryogénique disponible.

Nous avons observé que l'efficacité de recapture est particulièrement sensible à la délimitation de la zone de repompage. Il faut en effet, pour que le piégeage soit efficace, que l'atome ne "voit" pas les faisceaux les uns après les autres mais plutôt tous en même temps. Il apparaît sur la figure 2.25.a que si les atomes interagissent avec la première paire de faisceaux à 45° avant d'interagir avec les autres, seule la composante de la vitesse parallèle à ces faisceaux est amortie. Les atomes ont alors tendance à être déviés perpendiculairement à ces faisceaux ce qui les éloigne de la zone de piégeage. Dans un deuxième temps, les atomes les plus excentrés n'interagissent qu'avec la seconde paire de faisceaux à 45° (en plus de la paire de faisceaux suivant l'axe x). Ils sont alors déviés vers le miroir et ne sont pas piégés. La solution à ce problème consiste à ne repomper les atomes que par un laser colinéaire aux lasers de piégeage suivant l'axe x . De cette façon les atomes ne ressentent la pression de radiation que dans une zone définie par le profil de ces lasers. En ajustant la position et le diaphragme du faisceau repompeur on peut s'arranger pour que dans l'essentiel de la zone repompée, les trois paires de faisceaux soient présentes. La figure 2.25.b représente la projection dans le plan (yOz) de 100 trajectoires simulées dans les mêmes conditions que pour la figure 2.25.a, mais avec un faisceau repompeur superposé aux seuls faisceaux $\pm x$. On constate que la déflexion des atomes ne commencent que quand ceux-ci atteignent la zone repompée. Il sont en conséquence peu déviés au moment où ils pénètrent dans la région où tous les faisceaux sont présents. On est alors dans la

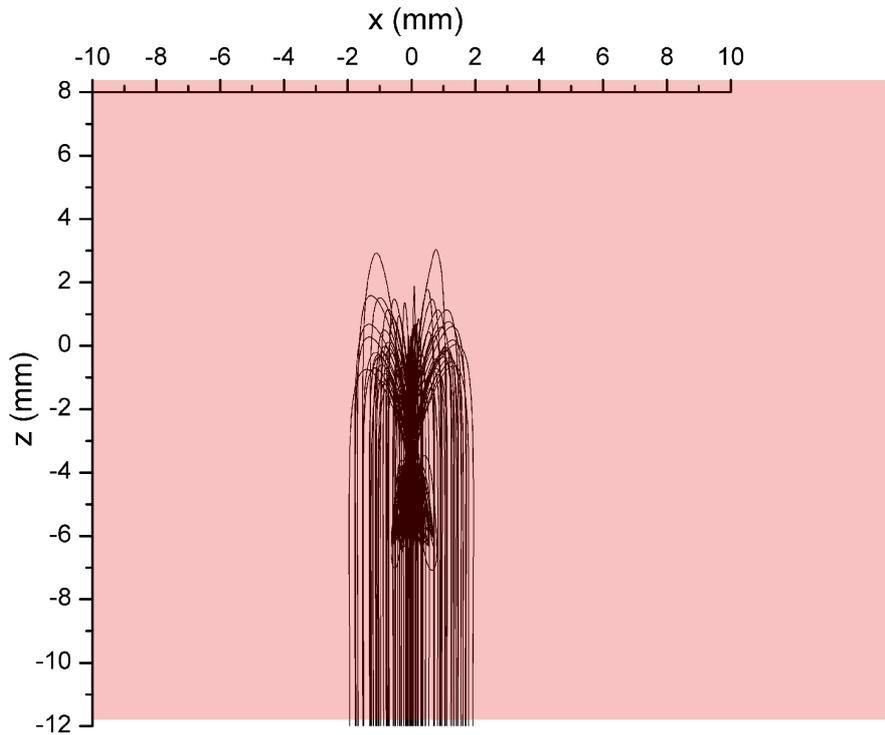


FIG. 2.24 – Refroidissement dans la direction x . Toutes les atomes sont refroidis et piégés dans la direction x pour une puissance de 2 mW dans chaque laser $\pm x$. Ces derniers sont présents dans la zone colorée.

situation typique d'un PMO où le refroidissement a lieu suivant toutes les directions de l'espace. La totalité des trajectoires simulées sont ici piégées.

On comprend de façon intuitive que plus les faisceaux sont intenses plus vite la vitesse initiale des atomes à repiéger est amortie. La figure 2.26 présente le taux de recapture sur 100 trajectoires en fonction de la puissance laser dans chaque faisceau à 45° . On observe une saturation du taux de piégeage au delà d'une puissance de 2,5 mW environ. Pour cette simulation la puissance des faisceaux $\pm x$ est de 2 mW et les désaccords des faisceaux pièges sont de -3Γ .

Compte tenu des caractéristiques du jet atomique nous obtenons un re-piégeage quasi-parfait en simulant avec les paramètres résumés dans le tableau 2.4.

conditions initiales	faisceaux 45°				faisceaux $\pm x$			
	\mathcal{P}_{45°	w_{45°	d_{45°	δ_{45°	$\mathcal{P}_{\pm x}$	$w_{\pm x}$	$d_{\pm x}$	$\delta_{\pm x}$
6 mm	2,5 mW	7,5 mm	7,5 mm	-3Γ	2 mW	10 mm	10 mm	-3Γ

TAB. 2.4 – Données optimisées pour le repiégeage. Les notations sont celles du § 2.3.1.

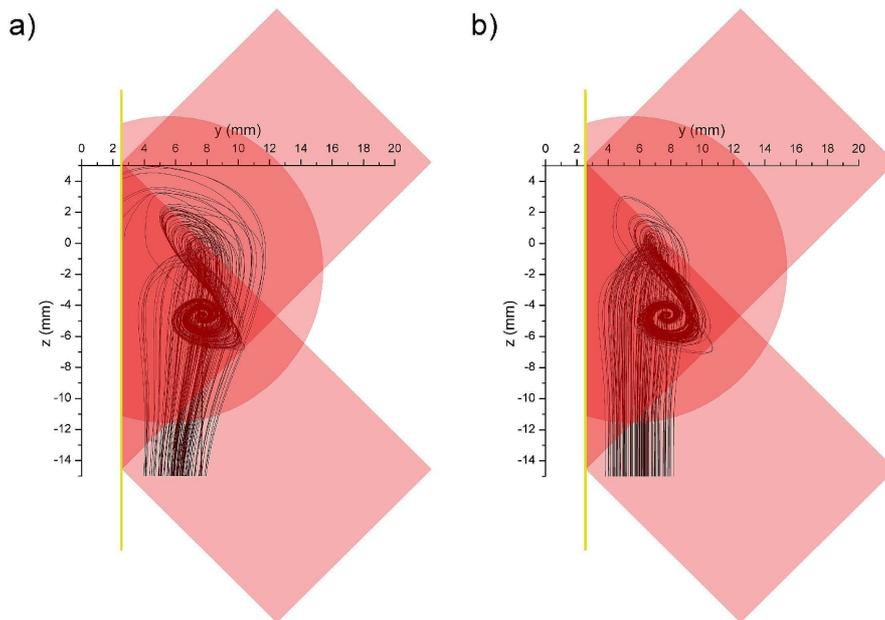


FIG. 2.25 – Définition de la zone repompée. a) Un faisceau repompeur est superposé à tous les faisceaux. Les atomes interagissent d’abord avec une seule paire de faisceaux. Leur vitesse n’est donc pas amortie dans toutes les directions de l’espace. b) Un faisceau repompeur est superposé aux seuls faisceaux horizontaux. On peut, en jouant sur la position $r_{\pm x}^{(a)}$ des faisceaux $\pm x$ et sur leur diamètre, fixer une zone d’interaction effective des atomes avec la lumière piègeante.

2.3.2 Dispositif

Système laser

Les lasers de piégeage sont dérivés de la même source MOPA utilisée dans le 2D⁺MOT (voir § 2.2.1). Une partie du faisceau du MOPA est prélevée grâce à un cube polariseur. On injecte ensuite ce faisceau dans une fibre optique monomode transverse à maintien de polarisation. La séparation de puissance se fait à l’aide d’un multiplexeur fibré de marque OFR. Ce dispositif consiste en cinq coupleurs de fibres optiques et un ban d’optique miniature où sont disposés une lames semi-réfléchissante des cubes polariseurs et des lames demi-onde (voir fig. 2.27). La lame semi-réfléchissante utilisée est une 70-30 ce qui permet en divisant en deux les 70 % d’obtenir 3 faisceaux de puissance comparable. La puissance disponible dans chacun de ces faisceaux est de 10 mW. On en utilise deux pour les lasers à 45° et un séparé en deux parties égales pour le faisceau parallèle au miroir. Afin de ne pas chauffer le support de la puce avec ces faisceaux $\pm x$ on fait l’image d’une lame de rasoir au niveau du miroir. On obtient ainsi un faisceau dont le profil est tronqué parallèlement au miroir.

Le faisceau repompeur provient également du même laser que celui du 2D⁺-MOT (voir fig. 2.13). Il est couplé dans une fibre puis superposé au faisceau $+x$ sur un cube polariseur. Sa fréquence est réglable grâce à un MAO indépendant.

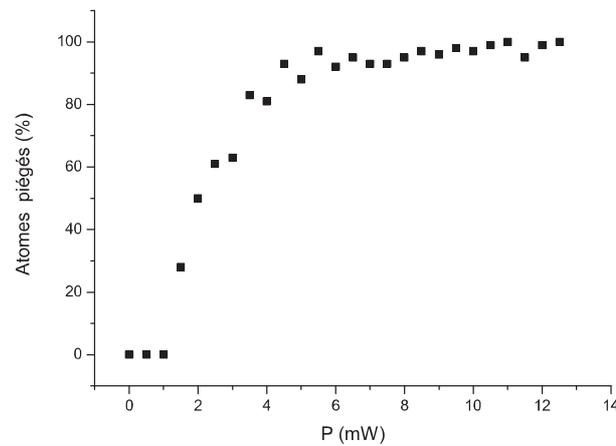


FIG. 2.26 – Optimisation de la puissance dans les faisceaux à 45°.

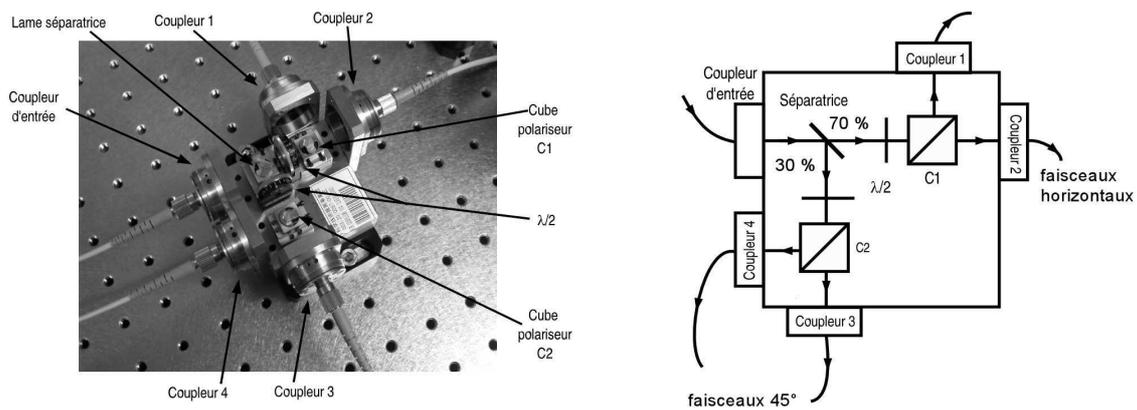


FIG. 2.27 – Multiplexeur fibré.

Champ magnétique

Le champ quadrupolaire nécessaire au piégeage est produit par une petite bobine et une paire de bobines fournissant un champ homogène dirigé verticalement (voir § 1.2.4). Cette bobine dite "du quadrupôle" est constituée d'un enroulement de 100 tours de fil Niomax. L'épaisseur de l'enroulement est de 1 mm, sa largeur de 2 mm. La largeur et la longueur totales de la bobine sont respectivement 10 et 28 mm. Les bobines créant le champ magnétique homogène sont des enroulements de 1100 tours de fils Niomax sur un support rectangulaire de longueur 73 mm et de largeur 58 mm. Ces deux bobines sont situées dans deux plans horizontaux distants de 112 mm. Etant donné cette géométrie, le champ magnétique homogène est donné, en fonction du courant dans chaque bobine, par :

$$B_{hom} \simeq 72 \text{ G/A} \quad (2.22)$$

Conclusion

Notre cryostat a aujourd'hui atteint, après bien des déboires, un régime de fonctionnement stable à la température de l'Hélium liquide. Reste donc la mise au point du cryogénérateur en vue de travailler à des températures inférieures au Kelvin. En l'état actuel, nous n'avons pas d'intérêt particulier à rechercher de telles températures. Une fois que nous aurons fait la démonstration de la possibilité de repiéger un nuage atomique au sein du cryostat il sera en revanche intéressant de réaliser une étude en température. En tout état de cause, la manipulation d'atomes de Rydberg circulaires requerra des températures plus basses.

Le fonctionnement de la source d'atomes lents est à présent bien maîtrisé. Il faudra toutefois réaliser une étude systématique du flux en fonction de la pression de Rubidium afin d'optimiser le temps de chargement du MOT cryogénique. La pression de vapeur saturante est de $4,8 \cdot 10^{-7}$ mbar pour le ^{87}Rb à température ambiante. Il y a donc un ordre de grandeur de marge pour augmenter la pression. Si par ailleurs, on compare notre source à d'autres réalisations expérimentales on s'aperçoit que notre flux est 2 ordres de grandeurs plus faible que celui de la référence [75] par exemple. Cette différence de flux atomique s'explique qualitativement par la plus faible divergence de notre jet. En prenant en compte un facteur de l'ordre de 8 (6 mrad au lieu de 46) sur la divergence on montre que les flux par unité de surface à distance équivalente sont du même ordre pour les deux sources. La faible section de notre jet dans le cryostat devrait par ailleurs faciliter la recapture des atomes, justifiant ainsi le choix d'un jet très collimaté. Si le besoin s'en faisait sentir, nous pourrions approcher le trou du miroir de la zone de "production" du jet afin d'augmenter le flux grâce à un angle solide plus grand.

La prochaine étape expérimentale consistera à recapturer les atomes du jet dans le PMO miroir au sein du cryostat. Comme l'ont montré les simulations numériques, il devrait être possible de repiéger une fraction élevée des atomes du jet. On pourrait alors charger quelques millions d'atomes (ordre de grandeur "classique" pour une expérience de puce à atomes) en un temps de l'ordre de la seconde. Après avoir caractérisé la procédure de recapture nous commencerons les expériences de piégeage magnétique au moyen de conducteurs microfabriqués.

Chapitre 3

Manipuler les atomes de Rydberg circulaires

Ce chapitre est consacré à la description des expériences envisageables dans notre nouveau dispositif. La partie 3.1 explique comment on peut prolonger le temps de vie d'un atome de Rydberg circulaire en inhibant son émission spontanée. Je décris ensuite une technique pour piéger un tel atome (voir § 3.2) tout en préservant la cohérence d'une superposition quantique (voir § 3.3). La dernière section traite de la possibilité d'utiliser notre dispositif pour des expériences, de spectroscopie dans un premier temps, puis d'interaction entre systèmes simples.

3.1 Inhibition de l'émission spontanée

Nous avons vu au § 1.1.1 que les atomes de Rydberg circulaires sont dotés d'un long temps de vie, de l'ordre de 30 ms pour $n=50$. On peut cependant souhaiter augmenter ce temps afin d'être à même de soumettre l'atome à des manipulations plus complexes. Pour cela il faut lutter contre la principale source de désexcitation, l'émission spontanée. Ce phénomène n'est pas une propriété de l'atome seul mais une manifestation de son couplage avec le rayonnement électromagnétique. On peut donc modifier l'émission d'un atome en jouant sur les conditions aux limites imposées au champ émis.

La partie 3.1.1 décrit comment on peut, en principe, inhiber totalement l'émission spontanée d'un atome de Rydberg circulaire. J'étudie ensuite les limitations pratiques qui bornent le temps de vie à une valeur finie.

3.1.1 Principe

L'idée pour inhiber l'émission spontanée d'un atome consiste à le placer dans une cavité ne présentant aucun mode propre du champ électromagnétique disponible à la fréquence d'émission[77].

On considère un atome de Rydberg circulaire placé entre deux miroirs plans infinis et

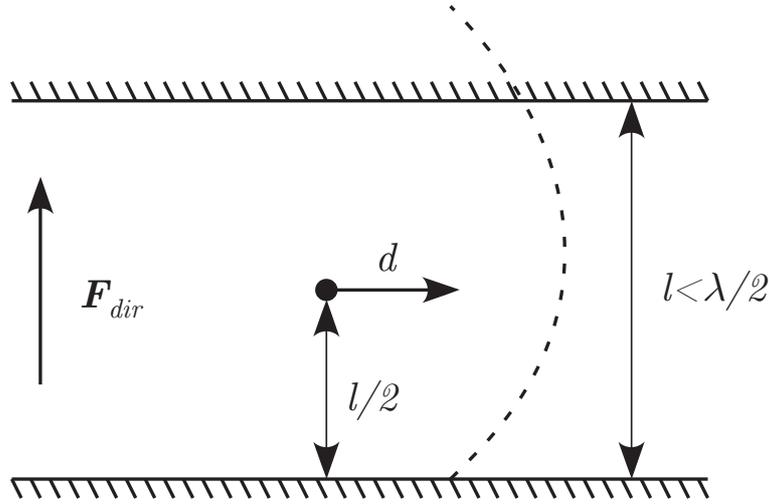


FIG. 3.1 – Géométrie pour l'inhibition de l'émission spontanée.

parfaits, perpendiculaires au champ directeur \mathbf{F}_{dir} qui lui est imposé (voir fig. 3.1). Comme souligné au § 1.1.1, la seule voie de désexcitation pour un atome circulaire est l'émission d'un photon polarisé σ^+ par rapport à l'axe de quantification matérialisé par la direction du champ électrique \mathbf{F}_{dir} . Ce photon a, dans le contexte considéré ici, une polarisation parallèle aux miroirs. La condition d'annulation du champ électrique parallèle à l'interface d'un métal parfait contraint donc l'atome à émettre dans un des modes propres de la cavité formée par les deux miroirs. Si la distance entre les deux miroirs est inférieure à la moitié de la longueur d'onde d'émission ($\lambda_{ge} \sim 6$ mm pour $n=50-51$), tous ces modes propres ont des longueurs d'onde plus courtes que celle du photon à émettre. L'émission spontanée de l'atome est donc totalement supprimée et son temps de vie est infini.

On peut quantifier cet effet en calculant le champ électrique $\mathbf{F}_{dip}(\mathbf{r}, t)$ rayonné au point \mathbf{r} et à l'instant t par un dipôle d situé en \mathbf{r}_d et oscillant à la pulsation ω . Il est commode d'écrire :

$$\mathbf{F}_{dip}(\mathbf{r}, t) = \frac{d\omega^3}{4\pi\epsilon_0 c^3} \mathcal{F}^{(cav)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d, \omega) e^{-i\omega t} \quad (3.1)$$

où $\mathcal{F}^{(cav)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d, \omega)$ est appelée "susceptibilité du champ" dans la cavité formée par les deux miroirs. Cette écriture met en évidence le fait que le champ électrique est une réponse linéaire à l'excitation dont le mouvement du dipôle est la source.

La susceptibilité du champ dans la cavité se décompose en un terme correspondant au rayonnement dans l'espace libre $\mathcal{F}^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d, \omega)$ et un terme réfléchi par les miroirs $\mathcal{F}^{(r)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d, \omega)$:

$$\mathcal{F}^{(cav)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d, \omega) = \mathcal{F}^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d, \omega) + \mathcal{F}^{(r)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d, \omega) \quad (3.2)$$

On peut montrer en suivant la référence [77] que le taux d'émission spontanée Γ d'un dipôle placé dans la cavité au point \mathbf{r}_d s'écrit :

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(1 + \frac{3}{2} \text{Im} \left(\mathbf{d} \cdot \mathcal{F}^{(r)}(\mathbf{r}_d, \mathbf{r}_d, \omega) \right) \right) \quad (3.3)$$

où \mathbf{d} est la direction du dipôle et Γ_0 le taux d'émission spontanée dans l'espace libre.

Le terme réfléchi $\mathcal{F}^{(r)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d, \omega)$ s'obtient à partir du terme d'espace libre $\mathcal{F}^{(0)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d, \omega)$ en utilisant la technique des images. Le champ électrique créé en un point \mathbf{r} est en fait la somme des champs rayonnés (dans l'espace libre) en ce point par les images successives du dipôle dans les miroirs constituant la cavité (voir fig. 3.2). Il suffit donc de calculer les positions de ces images en fonction de la position \mathbf{r}_d du dipôle et de sommer les contributions de chacune en \mathbf{r} .

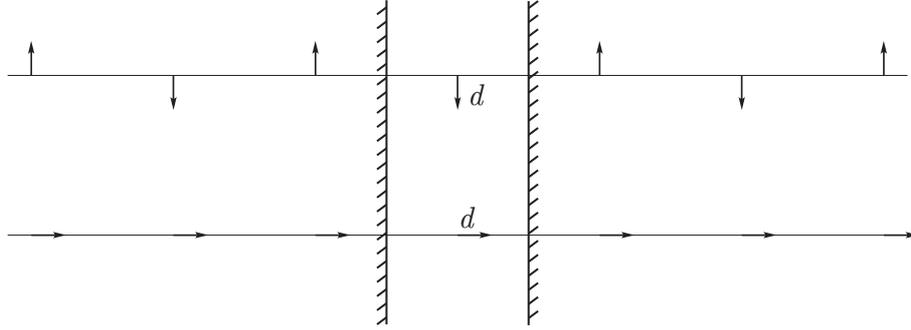


FIG. 3.2 – Technique des images. Les cas du dipôle parallèle et perpendiculaire aux miroirs sont présentés.

Le terme rayonné (dans l'espace libre) à la position \mathbf{r}_d par l'image placée en \mathbf{r}_{im} s'écrit :

$$\mathcal{F}^{(0)}(\mathbf{r}_d, \mathbf{r}_{im}, \omega) = \left(\frac{(\mathbf{u} \times \mathbf{d}) \times \mathbf{u}}{k\rho} + (\mathbf{d} - 3(\mathbf{u} \cdot \mathbf{d})\mathbf{u}) \left(\frac{i}{k^2\rho^2} - \frac{1}{k^3\rho^3} \right) \right) e^{ik\rho} \quad (3.4)$$

où $k = \omega/c$ est le vecteur d'onde associé à ω , \mathbf{u} est le vecteur unitaire dans la direction de $\mathbf{r}_d - \mathbf{r}_{im}$ et $\rho = |\mathbf{r}_d - \mathbf{r}_{im}|$.

Dans le cas particulier où \mathbf{u} est perpendiculaire (resp. parallèle) à \mathbf{d} on trouve l'expression suivante de $\mathcal{F}_{\perp}^{(0)}(\rho)$ (resp. $\mathcal{F}_{\parallel}^{(0)}(\rho)$) :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\perp}^{(0)}(\rho) &= \mathbf{d} e^{ik\rho} \left(\frac{1}{k\rho} + \frac{i}{k^2\rho^2} - \frac{1}{k^3\rho^3} \right) \\ \mathcal{F}_{\parallel}^{(0)}(\rho) &= -2\mathbf{d} e^{ik\rho} \left(\frac{i}{k^2\rho^2} - \frac{1}{k^3\rho^3} \right) \end{aligned} \quad (3.5)$$

La figure 3.3 donne la variation du rapport Γ/Γ_0 dans le cas d'un dipôle parallèle (Γ_{\parallel}) ou perpendiculaire (Γ_{\perp}) aux miroirs en fonction de la distance entre les miroirs. Pour ce calcul les miroirs sont considérés comme parfaits et le dipôle est toujours situé à mi-chemin entre les deux miroirs. Les images successives du dipôle contribuent donc toutes avec le même poids au champ total. On constate que l'émission spontanée est totalement supprimée pour la polarisation parallèle quand la distance est inférieure à la

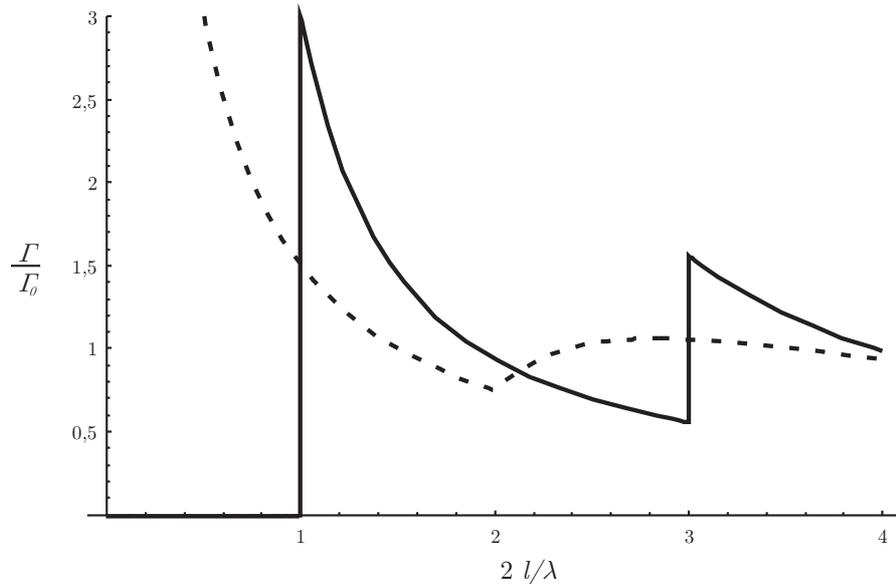


FIG. 3.3 – Taux d'émission spontanée d'un dipôle entre deux miroirs parfaits parallèles. La courbe en trait plein (resp. en pointillé) correspond au cas du dipôle parallèle (resp. perpendiculaire) aux miroirs. Pour des miroirs séparés de moins que la moitié de la longueur d'onde d'émission λ , l'émission spontanée est complètement inhibée dans le premier cas. Elle est exaltée dans le second.

moitié de la longueur d'onde d'émission. Pour la polarisation perpendiculaire, l'émission est au contraire exaltée dans la même gamme de distances.

Dans le cas d'un atome circulaire de Rydberg auquel on impose un champ directeur perpendiculaire aux miroirs, le dipôle est confiné dans un plan qui leur est parallèle. On a donc bien inhibition de l'émission spontanée. En pratique, la réalisation expérimentale se heurte toutefois à certaines contraintes qui limitent le temps de vie à une valeur finie. Des facteurs d'inhibition de l'ordre 20 ont déjà été observés avec des atomes de Rydberg [78] et sur des transitions optiques [79]. Un facteur de 130 a par ailleurs été mesuré dans le cadre du mouvement cyclotron des électrons [80].

3.1.2 Limitations expérimentales

Je détaille dans ce qui suit les différents effets limitant le temps de vie d'un atome circulaire de Rydberg dans les conditions expérimentales d'inhibition de l'émission spontanée.

Imperfections des miroirs

Quels que soient les efforts de fabrication consentis, les deux miroirs définissant la cavité inhibitrice ne sont pas parfaits. Il n'y a donc pas d'annulation stricte du champ électrique à leur interface avec le vide mais une décroissance exponentielle de ce champ sur une

épaisseur de peau ς . Il peut donc exister un processus dans lequel un photon spontané est émis par l'atome et absorbé par le miroir. Dans le cas de miroirs réels on s'attend donc à un effet d'inhibition spontanée imparfait : la durée de vie de l'atome est prolongée mais le nouveau temps de vie est fini.

On peut calculer l'influence de l'épaisseur de peau des miroirs sur les taux d'émission spontanée en présence des miroirs. Le procédé est le même qu'au § 3.1.1 mais on tient compte d'un coefficient de réflexion complexe $\varrho e^{i\chi}$, où ϱ est réel. La contribution au champ total des images correspondant à des réflexions multiples est donc exponentiellement atténuée. En outre le déphasage introduit par chaque réflexion perturbe la situation d'interférence constructive ou destructive caractéristique du cas des miroirs parfaits.

Si l'on souhaite évaluer l'impact de la conductivité finie des miroirs on peut utiliser les relations liant le coefficient de réflexion à l'épaisseur de peau ς dans le miroir si celle-ci est faible devant la longueur d'onde rayonnée λ [81] :

$$\begin{aligned}\varrho &\simeq e^{-\frac{2\pi\varsigma}{\lambda}} \\ \chi &\simeq \frac{2\pi\varsigma}{\lambda}\end{aligned}\tag{3.6}$$

Cette approximation est valable pour une surface d'or et un rayonnement à 50 GHz. En effet l'épaisseur de peau théorique d'un film d'or refroidi à 1 K est de 30 nm alors que la longueur d'onde correspondant à 50 GHz est, elle, de l'ordre de 6 mm. La figure 3.4.a donne la variation du facteur d'inhibition $\frac{\Gamma_{\parallel}}{\Gamma_0}$ pour deux miroirs séparés de 1 mm (compatible avec la technique de piégeage décrite dans la partie suivante), une épaisseur de peau de 30 nm et une distance à l'un des miroirs variable entre 50 et 500 μm . On constate que l'inhibition est moins efficace à mesure que l'atome s'approche de l'un des miroirs. La figure 3.4.b montre que, à une distance fixée de 100 μm de l'un des miroirs, le facteur d'inhibition est une fonction linéaire de l'épaisseur de peau. Cette propriété est vraie quelle que soit la distance entre l'atome et les miroirs entre 50 et 500 μm .

En conclusion, même pour un atome à 100 μm de la surface d'un miroir, on peut espérer une augmentation d'un facteur de l'ordre de 100 du temps de vie (dans le cas de miroirs en Or à 1 K). On aurait alors un temps de vie de l'ordre de 3 secondes.

Pour traiter complètement les imperfections des miroirs il faudrait prendre en compte leur taille finie. De plus, dans la réalisation pratique que nous envisageons, chacun des miroirs sera divisé en plusieurs électrodes séparées par des espaces, conformément à la géométrie du piège utilisée. Ces effets sont a priori difficiles à intégrer dans le calcul de la réflectivité des miroirs. Les techniques de lithographie standard permettent de séparer deux électrodes de moins de 100 μm sans difficulté particulière. Il faut comparer cette échelle avec la longueur d'onde typique de 6 mm des transitions considérées. De la même façon, si chacun des miroirs occupe quelques centimètres carrés, les effets de bords devraient être négligeables. On s'attend donc à ce que ces limitations géométriques perturbent peu la réflectivité des miroirs.

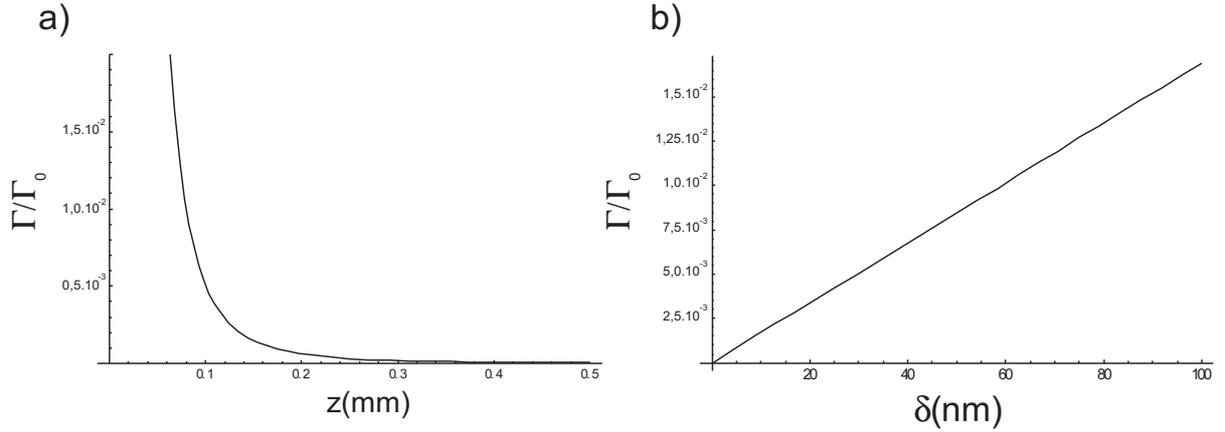


FIG. 3.4 – Paramètres altérant l'inhibition de l'émission spontanée. a) Variation du facteur d'inhibition $\frac{\Gamma_{\parallel}}{\Gamma_0}$ en fonction de la distance à l'un des miroirs pour une épaisseur de peau de 30 nm correspondant au cas de l'or à 1K. b) Dépendance linéaire du facteur d'inhibition $\frac{\Gamma_{\parallel}}{\Gamma_0}$ en fonction de l'épaisseur de peau du métal pour un atome à 100 μm . Dans les deux cas la distance entre les miroirs est fixée à 1 mm.

Inclinaison de l'orbite atomique

La seconde limitation à l'efficacité de l'inhibition de l'émission spontanée est l'existence éventuelle d'un angle θ entre le champ électrique appliqué aux atomes et la normale aux miroirs. A cause de cet angle, le dipôle atomique a une composante perpendiculaire aux miroirs. L'atome peut donc émettre un photon polarisé σ compatible avec les conditions aux limites imposées par les miroirs. Pour évaluer le taux d'émission spontanée liée à cette composante du dipôle, il suffit de projeter le champ électrique local (qui fixe l'axe de quantification pour l'atome) sur la normale aux miroirs. Soit θ l'angle instantané entre ces deux directions, le taux d'émission correspondant est $\Gamma_{\perp} \sin^2 \theta$ car l'émission est proportionnelle au carré du dipôle. Le taux d'émission Γ_{\perp} d'un dipôle perpendiculaire aux miroirs est dans notre cas supérieur d'un facteur β de quelques unités au taux Γ_0 dans l'espace libre d'après le calcul du § 3.1.2. Pour bénéficier de l'effet d'inhibition il faut donc que θ soit suffisamment petit pour que :

$$\frac{\Gamma_{\perp}}{\Gamma_0} \sin^2 \theta = \beta \sin^2 \theta < 1 \quad (3.7)$$

Dans notre situation, on peut calculer, en suivant la même méthode que pour Γ_{\parallel} , que le facteur β est de l'ordre de 4.5 pour deux miroirs en or séparés de 1 mm et ce, quelle que soit la distance de l'atome aux miroirs entre 100 et 500 μm . Cette contrainte permet de fixer une borne supérieure à θ . Si on souhaite inhiber l'émission spontanée d'un facteur 10, l'angle θ doit rester en moyenne inférieur à 150 mRad.

En théorie il n'y a pas de limite a priori à l'homogénéité du champ électrique. Toutefois nous verrons au § 3.2 qu'un champ électrique inhomogène bien choisi permet de piéger les atomes de Rydberg circulaires. Il faudra donc vérifier que ces champs sont compatibles avec une inhibition efficace de l'émission spontanée.

Absorption de photons du corps noir

Le dernier effet limitant la durée de vie des atomes est lié à l'existence entre les deux miroirs de photons du corps noir polarisés perpendiculairement aux miroirs. Ces photons peuvent induire une transition π du type $|n = 50, n_1 = 0, m = 49\rangle \rightarrow |n = 51, n_1 = 0, m = 49\rangle$ ou $|n = 50, n_1 = 0, m = 49\rangle \rightarrow |n = 51, n_1 = 1, m = 49\rangle$ vers des niveaux elliptiques (voir fig. 3.5). Ces processus sont d'autant plus probables que le nombre de photons du corps noir à la fréquence de ces transitions est élevé. On montre en effet que le taux d'absorption vers le niveau supérieur est égal au taux d'émission spontané de ce niveau multiplié par le nombre moyen de photons dans les modes résonants avec la transition [82]. C'est la raison principale pour laquelle nous devons travailler à basse température.

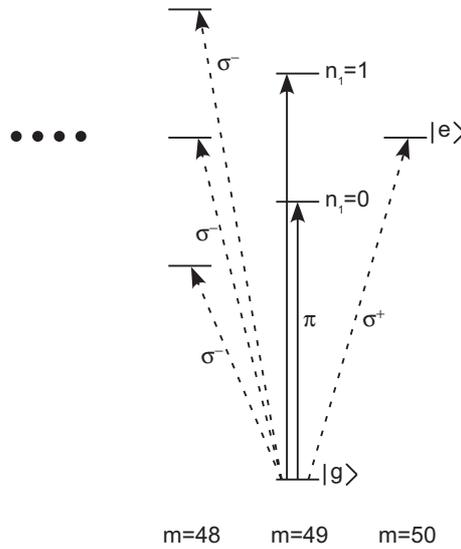


FIG. 3.5 – Schéma de niveaux pour l'absorption de photons π du corps noir. Seuls les niveaux de moment magnétique $m \geq 48$ sont représentés. Les transitions σ (en pointillé) sont inhibées.

Le taux d'absorption Γ_0^π sur les transitions π considérées dans l'espace libre correspond à un temps de vie de 3 secondes. Le temps de vie sur chacune de ces transitions est donc de l'ordre de 600 ms en présence des deux miroirs (en tenant compte de $\beta \sim 5$). On s'attend donc finalement à un temps caractéristique d'absorption de 3 s en prenant en compte les deux transitions possibles et les 0,1 photons du corps noir par mode à 50 GHz (à 1K). C'est cet effet qui impose la limite ultime au temps de vie d'un atome de Rydberg circulaire placé entre deux miroirs. La seule façon de le contourner est de diminuer le température pour atténuer le champ du corps noir à 50 GHz.

J'ai montré que l'inhibition de l'émission spontanée doit nous permettre d'allonger le temps de vie des atomes dans la gamme de la seconde. Il faut simplement pour cela disposer de miroirs suffisamment réfléchissants et d'une technique de piégeage des atomes ne mettant pas en jeu de champs directeurs trop inhomogènes. La partie suivante est consacrée à une technique de piégeage des atomes circulaires de Rydberg permettant une inhibition efficace de l'émission spontanée.

3.2 Le piégeage

Il existe plusieurs techniques pour réaliser un piège à atomes de Rydberg circulaires. La plus évidente consiste à tirer avantage des 50 quanta de moment magnétique de nos atomes pour les piéger magnétiquement (voir annexe A). On peut également utiliser la force pondéromotrice exercée par un laser puissant focalisé [83]. Les puissances laser nécessaire sont néanmoins trop importantes pour être compatibles avec l'environnement cryogénique.

Nous avons décidé d'utiliser la très grande polarisabilité électrique des atomes de Rydberg circulaires pour piéger nos atomes. Le § 3.2.1 donne le principe du piège, le § 3.2.2 décrit les géométries d'électrodes que nous comptons utiliser et le § 3.2.3 présente les résultats de nos simulations numériques du piégeage.

3.2.1 Un piège électrique dynamique

Les atomes de Rydberg circulaires sont dotés d'un effet Stark quadratique (voir § 1.1.1, eq. 1.3). Lorsqu'ils sont plongés dans un champ électrique \mathbf{F} leur énergie est déplacée de la quantité :

$$\Delta E \simeq -\alpha^{(2)}|\mathbf{F}|^2 \quad (3.8)$$

Cet effet est très important en raison de la grande polarisabilité $\alpha^{(2)}$ des atomes circulaires utilisés ($\alpha^{(2)} = 2,2 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$ pour $n=50$). L'électron de valence parcourant une orbite éloignée du noyau, il est en effet très sensibles aux champs externes.

Pour tirer parti du couplage Stark pour piéger des atomes circulaires de Rydberg on se place, comme au § 1.2.2, dans le régime où le dipôle électrique suit adiabatiquement le champ. Si le déplacement des atomes est suffisamment lent, le dipôle reste dans le plan orthogonal au champ électrique local à tout instant. Les atomes "voient" alors un potentiel d'autant plus faible que le champ électrique est grand. Ces atomes sont donc des "chercheurs de champs forts", ce qui signifie que l'on peut les piéger au voisinage d'un maximum du module du champ électrique. Malheureusement, un tel maximum est interdit par les équations de Maxwell dans une région vide de charges. On peut, au mieux, créer une configuration de champ électrique en point de selle (voir fig. 3.6). Un tel point est un minimum (resp. maximum) local dans une direction de l'espace et un maximum (resp. minimum) local dans les deux autres directions.

Il existe une solution dynamique inspirée du piège de Paul [84] pour confiner les atomes de Rydberg circulaires à partir d'une telle configuration. Il s'agit de faire alterner dans le temps les directions piégeantes et anti-piégeantes. Pour une fréquence de commutation ω bien choisie, on obtient en moyenne sur plusieurs oscillations une force de rappel qui permet de confiner un atome. Dans le cas le plus simple, l'énergie s'écrit au voisinage du point selle pris comme origine des coordonnées :

$$E(t) = a_x(t)r_x^2 + a_y(t)r_y^2 + a_z(t)r_z^2 \quad (3.9)$$

où on a pris l'origine des énergies au point selle et $a_i(t) = -a_i^{(0)} \cos \omega t$ avec $i = x, y, z$.

Les équations du mouvement sont donc toutes de la forme :

$$m\ddot{r}_i - 2a_i^{(0)} \cos(\omega t) r_i = 0 \quad (3.10)$$

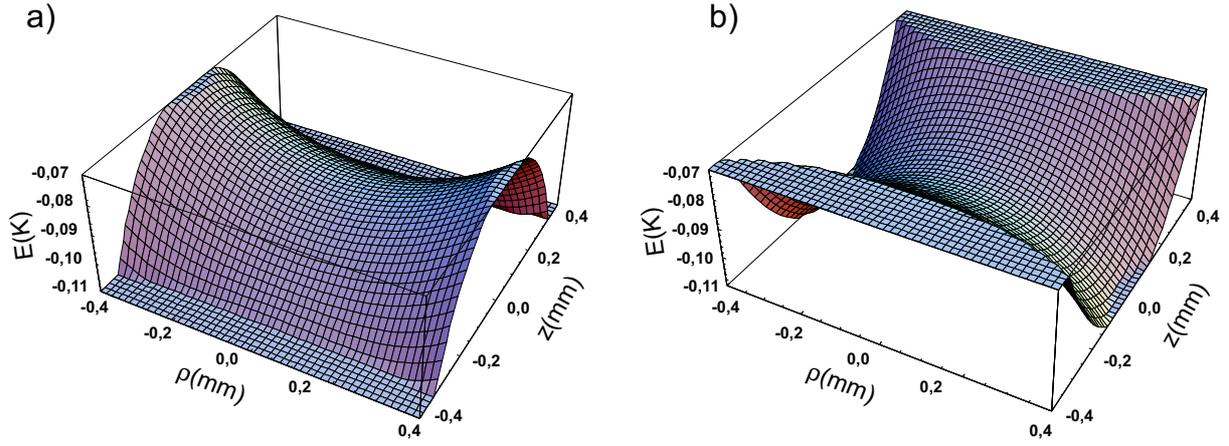


FIG. 3.6 – *Energie potentielle en point de selle. Le potentiel considéré a la symétrie cylindrique autour de l'axe z . Il est entièrement déterminé par la donnée des coordonnées z et ρ . En faisant osciller le potentiel de la situation a) à la situation b) on peut piéger des atomes.*

et on les met aisément sous la forme de l'équation de Mathieu [84] :

$$\frac{\partial^2 r_i}{\partial \tau^2} - 2q_i \cos(2\tau) r_i = 0 \quad (3.11)$$

où $\tau = \omega t/2$ et $q_i = \frac{4a_i^{(0)}}{m\omega^2}$.

Ce type d'équations possède des solutions stables si $|q_i| < 0.907$. Si par ailleurs $|q_i| \ll 1$, le mouvement se décompose en un micro-mouvement rapide à la fréquence ω et un macro-mouvement plus lent dans un pseudo-potential qui s'écrit :

$$E_{pseudo} = \frac{1}{16} m \omega^2 (q_x^2 r_x^2 + q_y^2 r_y^2 + q_z^2 r_z^2) \quad (3.12)$$

Les fréquences propres du mouvement suivant chacune des directions i s'écrivent :

$$\omega_i = \frac{q_i \omega}{2\sqrt{8}} \quad (3.13)$$

ce qui, compte tenu de la dépendance de q_i en $1/\omega^2$, donne une dépendance des fréquences ω_i en $1/\omega$:

$$\omega_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{a_i^{(0)}}{m\omega} \quad (3.14)$$

On voit sur cette expression que si le potentiel oscille trop vite, la force de rappel est complètement moyennée et le confinement disparaît.

La partie suivante décrit des géométries d'électrodes qui approximent un potentiel en point de selle quadratique de la forme de l'expression 3.9.

3.2.2 Géométries d'électrodes

3.2.2.a Piège "hexapolaire"

Nous avons vu au § 3.1 que l'on peut inhiber efficacement l'émission spontanée d'un atome circulaire de Rydberg si on le place entre deux miroirs plans en imposant un champ directeur qui s'éloigne peu de la normale à ces miroirs. On souhaite donc concevoir un piège dans lequel le champ électrique varie peu en direction. La structure de piège discutée ici est similaire à celle proposée dans la référence [84] pour piéger des atomes polarisables dans leur niveau fondamental.

On cherche une configuration de champ électrique qui s'écarte peu, à tout le moins dans une zone donnée, d'un champ homogène. On peut donc écrire le champ électrique \mathbf{F} comme la somme d'un champ homogène \mathbf{F}_1 suivant la direction z et d'un champ inhomogène \mathbf{F}_3 d'amplitude comparativement plus faible :

$$\mathbf{F}(x, y, z) = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_3(x, y, z) \quad (3.15)$$

On souhaite en outre que l'addition des deux champs produisent un potentiel Stark en point de selle autour d'un point O pris comme origine des coordonnées. D'après l'équation 3.8 l'énergie Stark quadratique est :

$$E_{Stark} = -\alpha^{(2)}(\mathbf{F}_1^2 + 2\mathbf{F}_1 \cdot \mathbf{F}_3(x, y, z) + \mathbf{F}_3^2(x, y, z)) \quad (3.16)$$

On a choisi \mathbf{F}_3 petit devant \mathbf{F}_1 en amplitude pour que l'angle θ entre le champ total \mathbf{F} et z reste faible. On néglige donc le terme quadratique en \mathbf{F}_3 et l'essentiel de la variation de l'énergie potentielle E_{Stark} est dû à la projection de \mathbf{F}_3 sur la direction z de \mathbf{F}_1 . Il faut donc trouver une géométrie d'électrodes telle que la projection du champ électrique sur z soit quadratique suivant les 3 dimensions de l'espace. C'est le cas du potentiel hexapolaire obtenu en appliquant une tension U_3 avec des signes alternés aux deux anneaux et deux "coupelles" de la configuration représentée dans la figure 3.7.a). Ce potentiel s'écrit :

$$\phi_3(x, y, z) = \frac{U_3}{2z_3^3}(2z^3 - 3zx^2 - 3zy^2) \quad (3.17)$$

où z_3 est une dimension caractéristique des électrodes et U_3 est homogène à une tension.

Le champ homogène \mathbf{F}_1 correspond lui au potentiel :

$$\phi_1(x, y, z) = \frac{U_1 z}{z_1} \quad (3.18)$$

Finalement, si $U_3 \ll U_1$ l'énergie potentielle s'écrit :

$$E_{Stark} = -\alpha^{(2)} \left(\frac{U_1^2}{z_1^2} + \frac{3U_1 U_3}{z_1 z_3^3} (2z^2 - x^2 - y^2) \right) \quad (3.19)$$

qui est bien de la forme de l'équation 3.9 à une énergie constante près. En imposant une variation sinusoïdale à la tension U_3 on se met donc dans les conditions décrites plus haut.

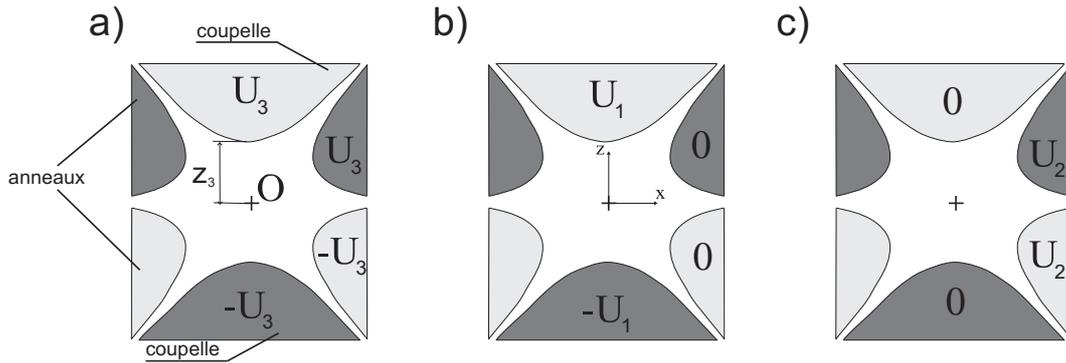


FIG. 3.7 – Géométrie d'électrodes pour un piège hexapolaire. L'arrangement d'électrodes présenté ici possède la symétrie cylindrique autour de l'axe z . La configuration de tensions a) crée un potentiel exactement hexapolaire au centre si les électrodes ont les formes équipotentielles adaptées. En ajoutant les tensions de la configuration b) on superpose un champ essentiellement homogène au centre. La répartition de tensions du c) produit un potentiel à dominante quadrupolaire au centre, propre à compenser la gravité.

Pour que l'énergie potentielle vue par les atomes soit effectivement de la forme de l'équation 3.9, il faut compenser les effets de la gravité en ajoutant à l'énergie Stark de la formule 3.19 un terme linéaire en z . On peut pour cela ajouter un terme quadrupolaire $\phi_2(x, y, z)$ au potentiel électrique. On a :

$$\phi_2(x, y, z) = \frac{U_2}{4z_2^2}(2z^2 - x^2 - y^2) \quad (3.20)$$

Le terme dominant d'énergie potentielle correspondant est :

$$E_{-g} = -\alpha^{(2)} \frac{U_1 U_2}{z_2^3} z \quad (3.21)$$

pour $U_2 \ll U_1$.

On en déduit la valeur du produit $U_1 U_2$ qui compense la gravité :

$$U_1 U_2 = \frac{mgz_2^3}{\alpha^{(2)}} \quad (3.22)$$

où g est l'accélération de la pesanteur.

Si la géométrie de la figure 3.7 permet effectivement de piéger des atomes neutres ou de guider des molécules [85], elle ne permet pas d'inhiber l'émission spontanée. Nous avons donc cherché des géométries qui puissent être lithographiées sur deux substrats plans se faisant face.

3.2.2.b Piège A

La manière la plus simple pour obtenir une géométrie sur deux plans consiste à partir de la géométrie précédente et à projeter les électrodes du demi-espace $z > 0$ sur un

premier plan et celle du demi-espace $z < 0$ sur un plan lui faisant face. On obtient la géométrie représentée dans la figure 3.8. On a sur chaque plan une électrode circulaire centrale entourée d'un plan conducteur. Par analogie avec ce qui précède, la tension U_1 produit un champ quasi-homogène suivant z et la tension U_3 est à l'origine d'un potentiel dont le terme dominant est hexapolaire. La tension U_2 ajoute au potentiel un terme à dominante quadrupolaire résultant en une force constante suivant z afin de compenser la gravité. La distance z_0 vaut dans le cas que nous avons étudié 1 millimètre.

Comme nous allons le voir, on ne peut pas négliger les multipôles d'ordres supérieurs au terme hexapolaire dans le calcul du potentiel électrique créé par cette géométrie. Les équations du mouvement n'admettent en conséquence pas de solution analytique ce qui nous contraint à simuler numériquement les trajectoires atomiques pour optimiser les divers paramètres (tensions, fréquence de commutation).

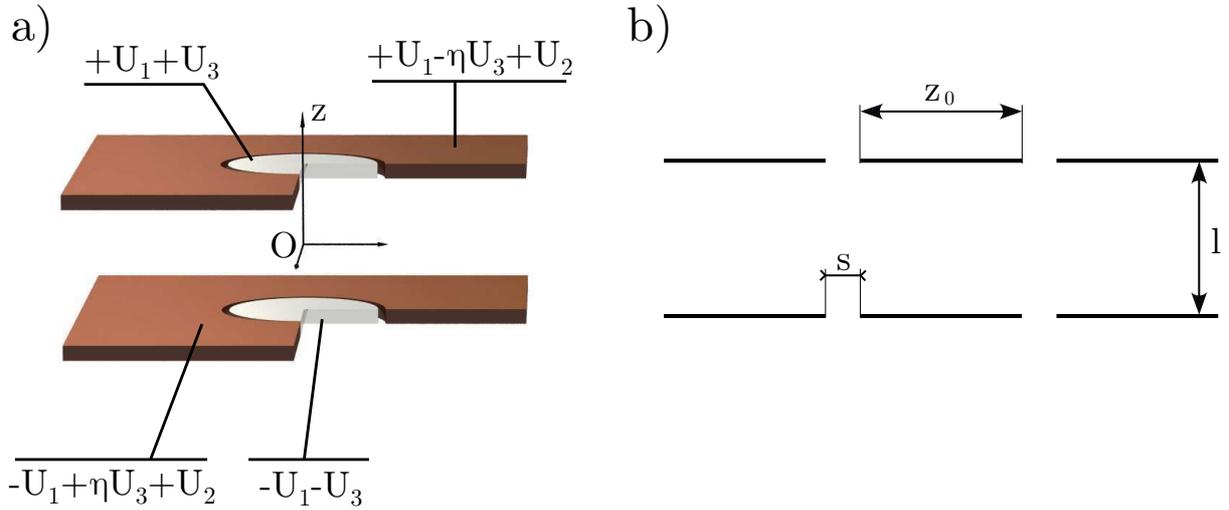


FIG. 3.8 – Géométrie du piège A. a) Agencement des électrodes et tensions appliquées. Les indices des tensions indiquent le terme multipolaire dominant créé par ces tensions par analogie avec la figure 3.7. Le paramètre η est dépendant des rapports d'aspects de la géométrie. Il permet de rendre la valeur du champ au centre du piège indépendante de U_3 . b) Définition des dimensions caractéristiques.

Nous utilisons le logiciel Simion pour calculer le potentiel créé par la configuration d'électrodes de la figure 3.8. Dans le but de simplifier le calcul du champ électrique dans notre programme de simulation, nous avons choisi de développer tous les potentiels électriques sur la base des harmoniques sphériques. Ce choix de base a le mérite de faire apparaître directement le potentiel électrique comme une somme de termes multipolaires tels que ceux (ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3) introduits plus haut. Chaque tension appliquée a ainsi une influence dominante sur l'un des termes de la somme. Nous ajustons donc chaque potentiel ϕ calculé par Simion sur la base des harmoniques sphériques en nous restreignant aux 7 premières et à une zone de $400 \mu\text{m}$ de rayon. La différence relative entre cet ajustement et le potentiel calculé par Simion est dans ce cadre inférieure au pourcent. Le développement d'un potentiel ϕ s'écrit dans le cas général :

$$\phi(r, \theta, \varphi) = \sum_{i=1}^7 V_i \left(\frac{r}{z_0} \right)^i Y_i^0(\theta) \quad (3.23)$$

où Y_l^m désignent les harmoniques sphériques. La longueur z_0 est caractéristique de la géométrie étudiée et permet que tous les coefficients V_i soient homogènes à un potentiel.

Afin de pouvoir modifier individuellement les tensions sur chaque jeu d'électrodes dans le programme de simulation, nous tirons parti de la linéarité de l'équation de Laplace. La procédure consiste à calculer le potentiel ϕ^j obtenu en fixant la tension U_j ($j = 1, 2, 3$) à 1 Volt et les autres à 0 Volt. L'ajustement de ϕ^j sur les harmoniques sphériques fournit 7 coefficients V_i^j :

$$\phi^j(r, \theta, \varphi) = \sum_{i=1}^7 V_i^j \left(\frac{r}{z_0} \right)^i Y_i^0(\theta) \quad (3.24)$$

La linéarité permet ensuite d'écrire le coefficient V_i du développement du potentiel total ϕ comme une somme des V_i^j pondérés par les tensions U_j . On a :

$$V_i = \sum_{j=1}^3 U_j V_i^j \quad (3.25)$$

Finalement, la décomposition s'écrit :

$$\phi(r, \theta, \varphi) = \sum_{i=1}^7 \sum_{j=1}^3 U_j V_i^j \left(\frac{r}{z_0} \right)^i Y_i^0(\theta) \quad (3.26)$$

Calcul du paramètre η

Pour le calcul des potentiels nous avons fixé à 1 mm la distance l entre les deux plans contenant les électrodes. La séparation s entre les électrodes d'un même plan (voir fig. 3.8) est de 40 μm . Supposons dans un premier temps que $\eta = 1$. On trouve les valeurs de coefficients regroupées dans le tableau 3.1. Le terme de champ électrique provenant de U_1 est homogène : tous les V_i^1 sont donc nuls à part V_1^1 . En outre, le plan (xy) est un plan de symétrie pour ϕ^2 ce qui implique que tous ses coefficients impairs sont nuls. De la même façon (xy) est un plan d'anti-symétrie pour ϕ^3 et tous ses coefficients pairs sont donc nuls.

On constate dans ce tableau que V_1^3 est non nul ce qui signifie que la composante homogène du champ électrique dépend de U_3 . Comme U_3 est la tension variable qui crée le confinement dynamique des atomes, on s'expose ici à une oscillation de l'énergie potentielle au centre du piège. Le coefficient V_1^3 étant du même ordre de grandeur que V_1^1 , le chauffage paramétrique résultant peut être très important. Si $U_3 = 0,1 \text{ V}$, le champ homogène correspondant vaut 127 Vm^{-1} soit, compte tenu de la polarisabilité du niveau $|g\rangle$ et en unité de température, une énergie de 170 μK .

$j \setminus i$	1	2	3	4	5	6	7
1	4,09	0	0	0	0	0	0
2	0	-3,12	0	-0,63	0	3,73	0
3	<u>2,60</u>	0	5,48	0	-3,66	0	-5,74

TAB. 3.1 – Coefficient du développement en harmonique sphérique du piège "A" de la figure 3.8 dans le cas $\eta = 1$. La valeur V_1^3 (soulignée) est non nulle ce qui signifie que le champ au centre du piège oscille avec U_3 .

Pour éviter cette oscillation de la valeur du champ au centre nous ajoutons un terme de champ homogène (associé à la tension U'_1) oscillant en phase avec le terme à dominante hexapolaire. La répartition des tensions est celle de la figure 3.9.a.

- La tension U'_3 crée un potentiel dont les coefficients sont ceux de la troisième ligne du tableau 3.1. Ce terme correspond au cas $\eta = 1$.
- La tension U'_1 crée un champ homogène proportionnel au coefficient V_1^1 du tableau 3.1.

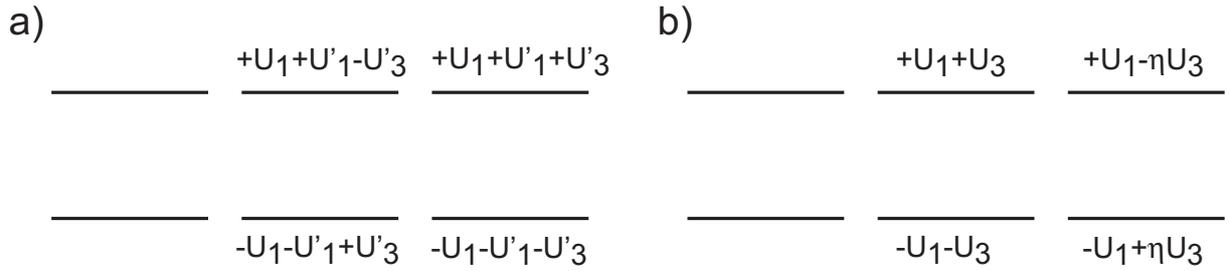


FIG. 3.9 – Calcul du paramètre η . a) L'ajout d'une composante homogène oscillante créée par U'_1 permet de compenser la composante homogène produite par la tension U'_3 . b) On décrit finalement l'agencement des tensions par la donnée du facteur η qui annule le champ homogène oscillant au centre.

Pour que le terme homogène dû à la tension U'_3 soit compensé par le terme homogène dû à la tension U'_1 à tout instant il faut que ces deux tensions oscillent en phase et que leur amplitudes soient reliées par la relation :

$$U'_1 V_1^1 - U'_3 V_1^3 = 0 \quad (3.27)$$

soit :

$$U'_1 = \frac{V_1^3}{V_1^1} U'_3 \quad (3.28)$$

Le lien entre les tensions de la figure 3.8.a et celles de la figure 3.8.b est donné par le système :

$$\begin{aligned} U_3 &= U'_1 - U'_3 \\ -\eta U_3 &= U'_1 + U'_3 \end{aligned} \quad (3.29)$$

En injectant la relation 3.28 dans 3.29 il vient :

$$\eta = \frac{1 + \frac{V_1^3}{V_1^3}}{1 - \frac{V_1^3}{V_1^3}} \quad (3.30)$$

Afin de trouver les coefficients V_i^{3*} ($i = 3, 5, 7$) correspondant au cas où η prend la valeur de l'équation 3.30 il faut se souvenir que ces termes sont créés par la tension U'_3 . On a donc :

$$U_3.V_i^{3*} = -U'_3.V_i^3 \quad (3.31)$$

En utilisant la condition 3.28 d'annulation du champ homogène oscillant on montre :

$$U_3 = U'_3 \frac{-2}{\eta + 1} \quad (3.32)$$

et donc :

$$V_i^{3*} = \frac{\eta + 1}{2} V_i^3 \quad (3.33)$$

pour $i = 3, 5, 7$.

Pour le calcul des coefficients du développement du potentiel électrique de la configuration de tensions de la figure 3.8 on suit finalement la procédure suivante :

- On calcule η grâce à la formule 3.30. On trouve $\eta = 4,49$.
- Pour $j = 1, 2$ les coefficients V_i^j restent ceux des deux premières lignes du tableau 3.1.
- On annule la dépendance en U_3 du champ homogène, soit $V_1^3 = 0$.
- Pour $j = 3$ et $i = 3, 5, 7$ les coefficients V_i^j sont les V_i^{3*} de la formule 3.33. Ils sont rassemblés dans le tableau 3.2.

Cette procédure permet de calculer à tout instant et en tout point de l'espace (dans le domaine de validité du développement) le potentiel électrique et donc le champ correspondant. On en tire ensuite l'énergie potentielle pour simuler numériquement les trajectoires atomiques.

V_1^{3*}	V_2^{3*}	V_3^{3*}	V_4^{3*}	V_5^{3*}	V_6^{3*}	V_7^{3*}
0	0	15,04	0	-10,05	0	-15,76

TAB. 3.2 – Coefficient du développement en harmonique sphérique du piège "A" de la figure. Ces coefficients sont calculés avec la valeur $\eta=4,49$ qui annule la dépendance en U_3 du champ au centre du piège. 3.8

3.2.2.c Piège B

Si nous voulons approcher un atome circulaire de Rydberg d'une surface pour étudier l'interaction résultante, nous devons disposer de la possibilité de le piéger à proximité de

cette surface. Dans le cas du piège A, le centre du piège est par symétrie équidistant des deux plans. La géométrie B est obtenue en "repliant" trois électrodes du piège "hexapolaire" (figure 3.7) sur un même plan et en ne laissant qu'une électrode sur le plan qui lui fait face (voir fig. 3.10). Si on utilise une taille caractéristique z_0 d'électrode on obtient un point de selle situé à une distance de l'ordre de z_0 du plan à trois électrodes. En utilisant une taille caractéristique z_0 10 fois plus petite que précédemment (soit $100 \mu\text{m}$), on peut approcher les atomes à une distance sub-millimétrique. Le potentiel est en outre plus raide ce qui permet un confinement plus important des atomes.

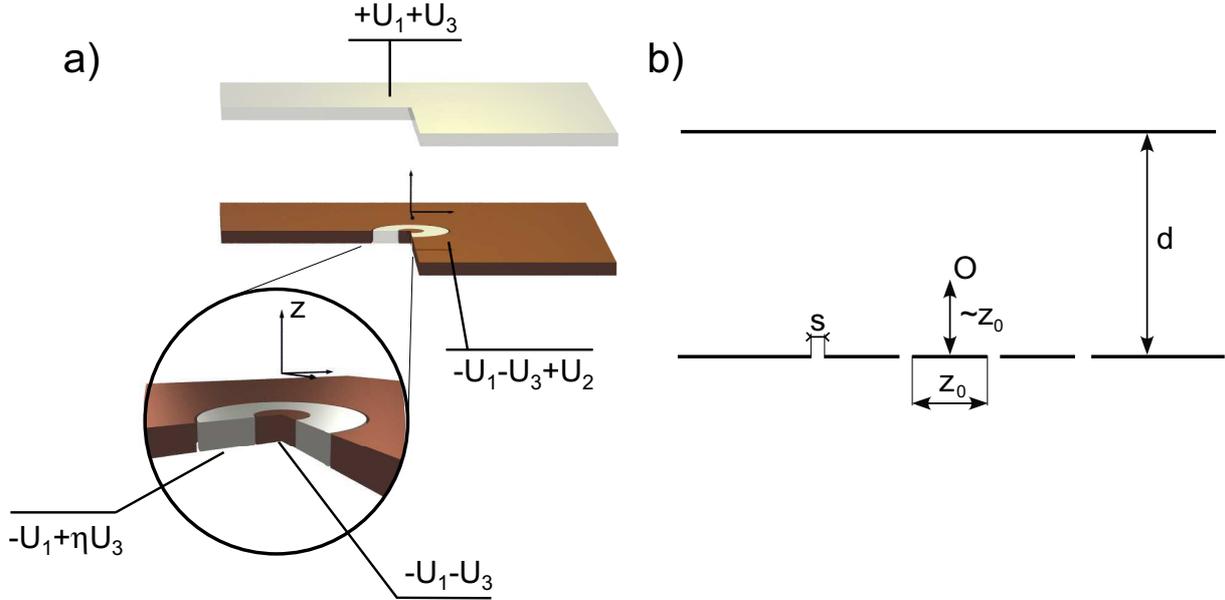


FIG. 3.10 – Géométrie du piège B. a) Agencement des électrodes et tensions appliquées. Le paramètre η est dépendant des rapports d'aspects de la géométrie. Il permet de rendre la valeur du champ au centre du piège indépendante de U_3 . b) Définition des dimensions caractéristiques. Le centre du piège est situé à une distance de l'ordre de z_0 du plan "inférieur".

En suivant la même procédure que précédemment on trouve un développement sur la base des harmoniques sphériques dont les coefficients sont rassemblés dans le tableau 3.3. La distance l entre les plans des électrodes est de 1 mm et la séparation s entre électrodes de $10 \mu\text{m}$. Les ajustements sont réalisés dans une zone comprise dans un rayon de $50 \mu\text{m}$ autour du centre du piège. Celui-ci n'est pas à mi-chemin entre les deux plans mais à $78 \mu\text{m}$ du plan à 3 électrodes. On note que, la symétrie par rapport au plan (xOy) étant brisée, les potentiels ont des coefficients non-nuls pour les ordres pairs et impairs. Le paramètre η vaut ici 19. La différence relative entre les potentiels ajustés et les potentiels calculés est inférieure à $0,1\%$.

A cause de la rupture de la symétrie par rapport au plan médian, les coefficients correspondants à U_3 sont non-nuls pour les valeurs paires de i . Il existe en particulier une composante pour $i = 2$. Toutefois ce terme est petit par rapport à V_2^2 et il n'apporte donc qu'une correction faible à la compensation de la gravité. De la même façon, le coefficient V_3^2 est faible comparé à V_3^{3*} . Le piégeage n'est donc pas perturbé par ce terme hexapolaire statique.

$j \setminus i$	1	2	3	4	5	6	7
1	0,41	0	0	0	0	0	0
2	-0,46	-0,22	-0,037	0,010	0,010	0,001	$-2 \cdot 10^{-6}$
3	<u>0,369</u>	-0,002	0,25	0,241	0,155	0,075	-0,027
3*	0	-0,02	2,5	2,41	1,55	0,75	-0,27

TAB. 3.3 – Coefficient du développement en harmonique sphérique du piège B. La valeur V_1^3 (soulignée) est non nulle ce qui signifie que le champ au centre du piège oscille avec U_3 . En fixant η à la valeur qui annule le champ oscillant au centre on obtient les coefficients V_i^{3*} de la quatrième ligne.

3.2.3 Simulations

La simulation du confinement dans notre piège Stark dynamique est basée sur le même algorithme que celui de la partie 2.3.1. La seule différence est l'expression de la force utilisée. Le pas de temps pour le calcul des positions est fixé au dixième de la période $\frac{2\pi}{\omega}$ d'oscillation de U_3 . Un pas plus fin ne donne pas de résultats différents. On l'a déjà vu, la procédure de résolution des équations calculent les positions intermédiaires mais ne les affiche pas.

Pour évaluer la force exercée sur un atome, il s'agit dans un premier temps de calculer les énergies des niveaux circulaires considérés en fonction du champ électrique \mathbf{F} . On ne peut en effet pas se contenter ici de l'approximation quadratique de la formule 3.8. Nous diagonalisons donc numériquement le hamiltonien de couplage Stark pour 4 multiplicités à partir du niveau qui nous intéresse. Seuls les niveaux de même nombre quantique magnétique sont couplés, ce qui permet de restreindre beaucoup le nombre de niveaux à considérer. Un ajustement des énergies trouvées sur la base des polynômes en \mathbf{F} nous fournit une expression analytique simple que nous utilisons dans le programme qui calcule les trajectoires. C'est à partir de cette expression que nous dérivons l'expression de la force appliquée sur l'atome. Nous nous intéressons en particulier aux forces exercées sur l'atome dans les états $|g\rangle$ et $|e\rangle$ dont les polarisabilités Stark quadratique sont données par l'équation 1.4.

Conditions initiales

Nous définissons dans le programme une température initiale T_i des atomes à piéger. Cette température est reliée aux distributions statistiques $P(r_i)$ et $P(v_i)$ de positions et de vitesses initiales de ces atomes suivant les directions $i = x, y, z$ en considérant qu'ils sont confinés dans un piège magnétique isotrope de pulsation ω_{mag} et dans leur niveau fondamental avant la procédure de "circularisation". On a les lois gaussiennes de probabilité suivantes :

$$\begin{aligned}
P(v_i) &= \sqrt{\frac{m_{Rb}}{2\pi k_B T_i}} e^{-\frac{m_{Rb} v_i^2}{2k_B T_i}} \\
P(r_i) &= \sqrt{\frac{m_{Rb} \omega_{mag}^2}{2\pi k_B T_i}} e^{-\frac{m_{Rb} \omega_{mag}^2 r_i^2}{2k_B T_i}}
\end{aligned} \tag{3.34}$$

où $i = x, y, z$.

On peut tenir compte du processus d'excitation en ajoutant à toute les vitesses une vitesse de recul dans la direction x du faisceau d'excitation. Cet ajout correspond à la modification de l'impulsion de l'atome lors de l'absorption des photons d'excitation laser. En toute rigueur il faut tenir compte de l'impulsion des 3 photons optiques absorbés. Toutefois en utilisant des faisceaux contrapropageant pour les deux premiers échelons (de longueur d'onde comparable), le saut d'impulsion résultant correspondra à une vitesse de recul à 1260 nm (voir processus d'excitation fig. 1.3). Ce raisonnement n'est toutefois valable que si une seule absorption suffit à exciter l'atome (cas idéalisé d'un passage adiabatique par exemple). Dans le programme, on ajoute une vitesse de recul à 780 nm ($\sim 6 \text{ mm.s}^{-1}$) à la vitesse tirée au hasard dans la distribution 3.34. Cette valeur est une simple estimation du recul réalisable dans une expérience réelle.

Trajectoires

La figure 3.11 donne la projection sur le plan (xz) d'une trajectoire typique dans le piège A, ainsi que la variation des coordonnées x et z au cours du temps. Pour cette simulation, l'atome part de l'origine des coordonnées (centre du piège) avec une vitesse donnée par le vecteur (12,0,12) mm.s^{-1} . Les tensions appliquées sont $U_1=0,2 \text{ V}$, $U_2 = -0,003 \text{ V}$, $U_3^0=0,056 \text{ V}$.

Les variations de x sont caractéristiques des solutions de l'équation de Mathieu et présentent un mouvement à la fréquence d'oscillation du potentiel ($w = 2\pi \times 430 \text{ Rad.s}^{-1}$ ("micromouvement") et un mouvement plus lent ($w_x \sim 2\pi \times 64 \text{ Rad.s}^{-1}$) autour du point selle pris comme origine des coordonnées ("macromouvement").

Afin de faire le lien avec la description des solutions de l'équation de Mathieu décrite dans la partie 3.2.1, je calcule ici les paramètres q_i pour chacune des directions i de l'espace (voir eq. 3.2.1). On trouve :

$$\begin{aligned}
q_{x,y} &= -\alpha^{(2)} \left(\frac{3\sqrt{21} U_1 U_3 V_1^1 V_3^{3*}}{\pi m \omega^2 z_0^4} \right) \sim -0,42 \\
q_z &= 2\alpha^{(2)} \left(\frac{3\sqrt{21} U_1 U_3 V_1^1 V_3^{3*}}{\pi m \omega^2 z_0^4} \right) \sim 0,84
\end{aligned} \tag{3.35}$$

Les paramètres q_x , q_y et q_z sont inférieurs en module à 0,907 ce qui justifie que l'on peut piéger dans cette configuration du piège "A". On peut déduire de ce calcul la valeur seuil ω_s de la pulsation pour laquelle il existe des solutions stables dans les trois directions de l'espace. Comme $q_z = 2q_{x,y}$ c'est la direction z pour laquelle la stabilité est la plus critique. On a donc :

$$\omega_s = \omega \sqrt{\frac{q_z(\omega)}{q_z(\omega_s)}} = 2700 \sqrt{\frac{0,84}{0,907}} \sim 2\pi \times 413,5 \text{ Rad.s}^{-1} \quad (3.36)$$

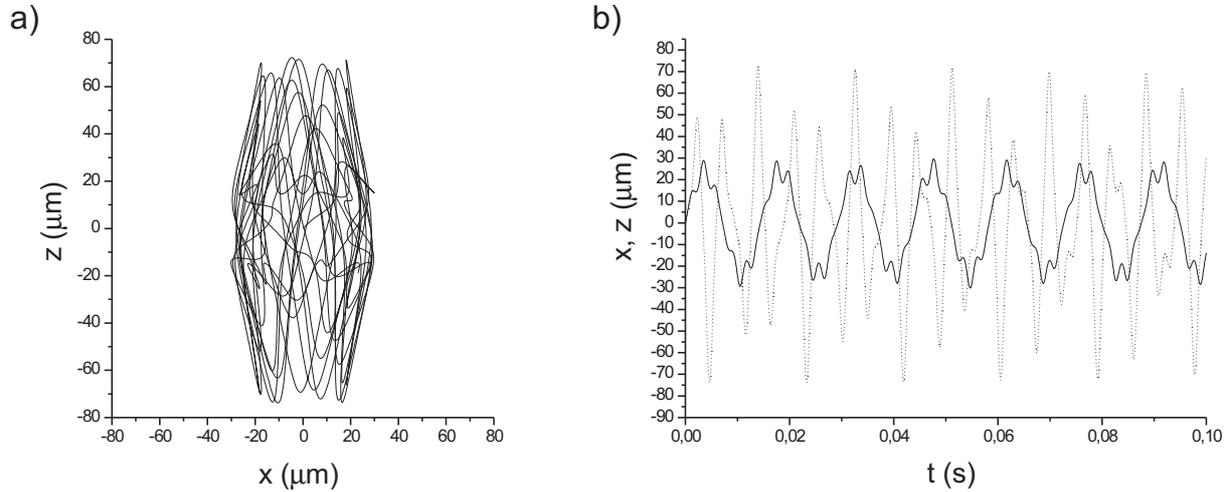


FIG. 3.11 – Trajectoire typique dans le piège A. L'atome part de l'origine avec une vitesse donnée par le vecteur $(12,0,12) \text{ mm.s}^{-1}$. a) Coupe de la trajectoire dans le plan (x,z) . b) Evolution des coordonnées x et z au cours du temps. Pour x (trait plein), on distingue un macro-mouvement à grande échelle sur lequel se superpose le micromouvement associé à l'oscillation du potentiel à la pulsation $\omega = 2\pi \times 430 \text{ kRad.s}^{-1}$. Pour z (pointillé), les deux échelles de temps sont plus proches et on ne peut distinguer clairement deux composantes du mouvement.

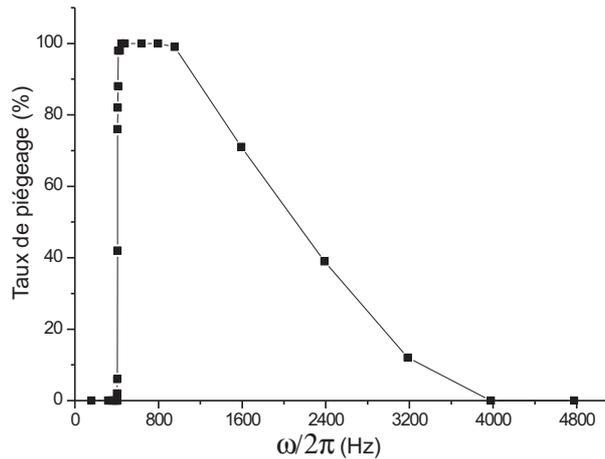


FIG. 3.12 – Evolution du taux de piégeage en fonction de la pulsation du champ "hexapolaire". Au delà d'une pulsation seuil de l'ordre de $2\pi \times 400 \text{ Rad.s}^{-1}$ les atomes peuvent être piégés. La plage sur laquelle le taux de piégeage est 1 s'étend sur environ 4 kRad.s^{-1} .

La figure 3.12 donne la variation du taux de piégeage avec la pulsation ω de U_3 . Pour cette simulation, la température initiale est de $1 \mu\text{K}$. Chaque point correspond à un échantillon statistique de 100 trajectoires tirées au sort dans la distribution de position et

de vitesse correspondante. On constate que, conformément à ce qui précède, aucun atome ne peut être piégé jusqu'à une pulsation seuil de l'ordre de $2\pi \times 400 \text{ Rad.s}^{-1}$. Il existe ensuite une large plage de pulsations pour lesquelles toutes les trajectoires sont piégées. Pour les grandes pulsations, on observe la décroissance du piégeage dû au moyennage de plus en plus efficace du pseudo-potential.

Profondeur de piège

Afin d'évaluer la profondeur de ce type de piège nous simulons un ensemble de trajectoires dont les conditions initiales correspondent à une température T_i donnée suivant les distributions 3.34. Nous définissons la profondeur du piège par la donnée de la température initiale $T_{\text{piège}}$ pour laquelle 50% des atomes sont piégés. Un atome est considéré comme piégé quand sa trajectoire reste bornée, à une distance du centre inférieure à $200 \mu\text{m}$ pour le piège A et $50 \mu\text{m}$ pour le piège B. Ces bornes sont grandes par rapport aux explorations typiques aux températures considérées, si bien que quand elles sont dépassées, l'atome est effectivement perdu par le piège. La figure 3.13 donne un exemple d'une telle trajectoire dans le piège A. Pour cette trajectoire l'atome part du centre du piège avec une vitesse initiale définie par le vecteur $(22, 0, 22) \text{ mm.s}^{-1}$. Le mouvement semble d'abord être confiné au voisinage du centre du piège avant que l'atome ne s'en éloigne brutalement.

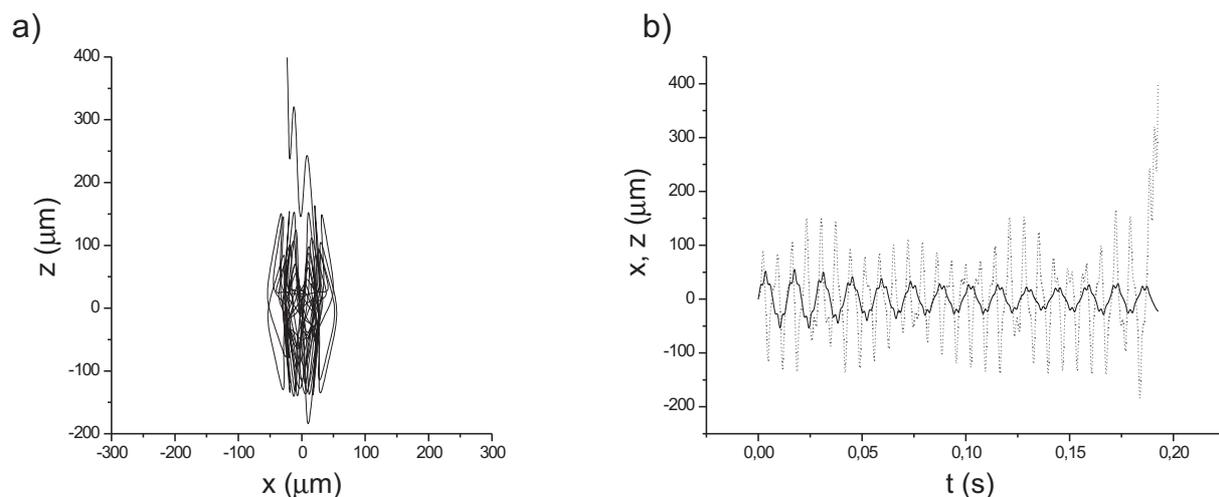


FIG. 3.13 – Trajectoire non piégée dans le piège A. L'atome part de l'origine des coordonnées avec une vitesse donnée par le vecteur $(22, 0, 22) \text{ mm.s}^{-1}$. Le potentiel oscille à la pulsation $\omega = 2\pi \times 430 \text{ kHz}$. a) Coupe de la trajectoire dans le plan (x, z) . b) Evolution des coordonnées x (trait plein) et z (pointillé) au cours du temps. Après environ 18 ms, l'atome s'éloigne du centre du piège et n'est pas rappelé suffisamment malgré plusieurs cycles d'oscillation du potentiel (visibles grâce au micromouvement).

Inclinaison de l'orbite des atomes circulaires

Nous avons vu dans la partie 3.1.2 qu'une des limitations au mécanisme d'inhibition de l'émission spontanée est liée à l'angle θ entre l'axe de quantification de l'atome, matéria-

lisé ici par le champ directeur, et la normale aux miroirs. Il s'agit donc d'évaluer l'ordre de grandeur de la variation de cet angle au cours du mouvement d'un atome confiné dans notre piège. Le programme de simulation calcule donc l'angle θ à chaque pas de l'évaluation. On en déduit le facteur Γ/Γ_0 d'inhibition de l'émission spontanée. La figure 3.14 donne la variation de l'inclinaison θ du champ en fonction des coordonnées cylindriques ρ et z dans le cas du piège A dans les conditions de la première ligne du tableau 3.4. On constate que même pour un écart au centre du piège de $100 \mu\text{m}$, l'inclinaison reste inférieure à 50 mRad .

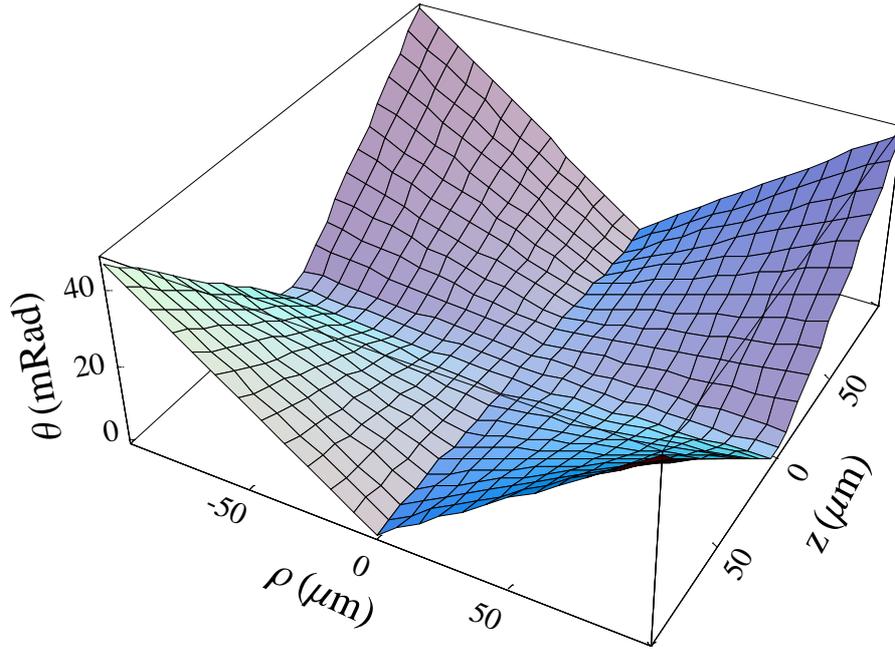


FIG. 3.14 – Variation de l'inclinaison de l'orbite avec la position dans le piège A. Les paramètres du piège sont ceux de la première ligne du tableau 3.4

Nous avons vu au § 3.2.2 que le champ électrique dans le piège s'écarte par construction peu du champ homogène correspondant à U_1 . On peut de plus rendre l'inclinaison θ arbitrairement petite en augmentant U_1 . Une limite évidente à ce rapport est toutefois imposée par le champ électrique d'ionisation.

Comparaison de différents pièges

Le tableau 3.4 donne les caractéristiques de piégeage pour des configurations d'électrodes et de tension différentes :

- La pulsation ω est celle de la tension variable U_3 . On a $U_3 = U_3^0 \cos \omega t$.
- Les ω_i ($i = x, y, z$) sont les pulsations associées au macro-mouvement suivant la direction i .
- La profondeur de piège $T_{\text{piège}}$ est obtenue avec la méthode exposée plus haut. Grâce à la très grande polarisabilité des atomes de Rydberg on peut piéger efficacement des atomes issus de nuages à des températures aussi hautes que le milli-Kelvin avec des tensions de l'ordre du Volt. Les profondeurs obtenues avec des tensions plus

faibles sont très largement supérieures aux températures typiques accessibles dans un piège magnétique, soient quelques centaines de nano-Kelvin après refroidissement évaporatif.

- La valeur moyenne de l’inclinaison de l’orbite atomique est calculée en moyennant sur les trajectoires des atomes piégés provenant d’une distribution d’atomes à la température $T_{\text{piège}}$.
- Le rapport Γ/Γ_0 donne une évaluation du facteur d’inhibition de l’émission spontanée pour la valeur moyenne $\langle |\theta| \rangle$ de l’angle entre le champ électrique et la normale aux miroirs. Ces calculs prennent en compte la valeur de θ et le facteur d’exaltation $\beta \sim 4,5$ de l’émission d’un dipôle perpendiculaires aux miroirs. Les ordres de grandeur obtenus montrent que l’inclinaison de l’orbite des atomes circulaires n’est pas, dans ce type de piège, une cause prépondérante de limitation du temps de vie atomique. Le temps de vie sera essentiellement limité par la qualité des miroirs et l’absorption de photons du corps noir polarisés π (voir partie 3.1.2).
- Le champ électrique prend la valeur $|\mathbf{F}_1|$ au centre du piège.
- Pour le calcul de l’excursion en champ $\overline{\Delta F}$ on simule 100 trajectoires avec des conditions initiales correspondant à un nuage initial à la température de 300 nK dans un piège magnétique de pulsation $2\pi \times 3,2$ kRad.s⁻¹ et subissant un recul dans la direction x des lasers d’excitation. Je donne ici la moyenne sur toutes les trajectoires de l’écart-type du module de F .

Type	U_1	U_2	U_3^0	ω	$\omega_{x,y}$	ω_z	$T_{\text{piège}}$	$\langle \theta \rangle$	Γ/Γ_0	$ \mathbf{F}_1 $	$\overline{\Delta F}$
	(V)			(Rad.s ⁻¹)			(μ K)	(mRad)		(Vm ⁻¹)	
A	0,2	-0,003	0,056	2700	400	1100	30	9,38	$4,0 \cdot 10^{-4}$	399,9	0,3
B	0,2	-0,00045	-0,167	18000	1300	2600	35	3,57	$5,8 \cdot 10^{-5}$	400,6	1,3

TAB. 3.4 – Caractéristiques de différents pièges.

Les simulations numériques montrent que la technique de piégeage électrique dynamique permet de confiner efficacement un atome de Rydberg circulaire excité à partir d’un nuage d’atomes dans le niveaux fondamentaux piégés magnétiquement. On a vu notamment que les températures de piégeage sont grandes devant les températures typiquement accessibles par refroidissement évaporatif. Avant de se pencher sur les possibilités expérimentales qu’offre un tel système, il faut s’intéresser au maintien de la cohérence entre deux niveaux circulaires dans ce type de piège. Disposer d’atomes cohérents sur des échelles de temps longues est en effet la condition sine qua non pour utiliser ces atomes de Rydberg circulaires piégés.

3.3 Le maintien des cohérences atomiques

Avant de considérer les sources de décohérence parasites nous devons prendre en compte la perte de cohérence induite par le mouvement dans le piège. Contrairement à la situation du jet atomique décrit dans le § 1.1.3.a où les atomes sont en vol libre, ceux-ci sont ici soumis à un potentiel piégeant qui est a priori différent suivant le niveau circulaire considéré. Cela peut se traduire par une phase accumulée entre deux niveaux. Si cette

phase est dépendante de la trajectoire, les franges d'une expérience de Ramsey seront brouillées et le contraste résultant sera réduit.

Je décris dans ce qui suit le cas particulier du piège électrique oscillant présenté plus haut (3.3.1) et deux techniques expérimentales pour contourner la décohérence correspondante (3.3.2, 3.3.3).

3.3.1 Une transition élargie par le mouvement

Les niveaux $|g\rangle$ et $|e\rangle$ ont des polarisabilités électriques différentes. Un atome est donc soumis à un potentiel piégeant différent selon qu'il est dans l'un ou dans l'autre état. La figure 3.15 donne la dépendance des fréquences atomiques et de la fréquence de transition correspondante en fonction du champ électrique F . La gamme de champs électriques représentée dans la figure 3.15.b correspond à dix fois l'excursion typique dans un piège de type A avec $U_1 = 0,2$ V. La variation est quasi-linéaire autour du champ F_1 de 400 V/m choisi car, autour d'un champ électrique non-nul, le premier terme non-nul du développement de l'énergie en puissance du champ est le terme linéaire. L'élargissement de 10 kHz de la transition observé doit résulter en un temps de cohérence de l'ordre de 100 μ s. Ce temps est très court par rapport au temps de cohérence d'un atome de Rydberg dans l'espace libre (moyenne des temps de vie des niveaux soient environ 30 ms).

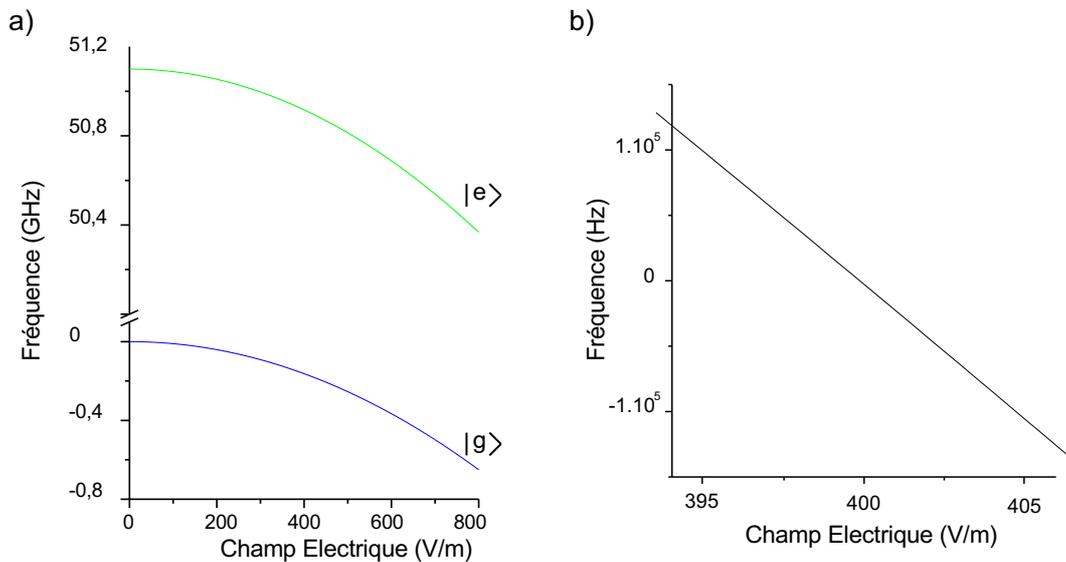


FIG. 3.15 – Variation de la fréquence de transition avec le champ électrique. a) Les deux niveaux circulaire $|g\rangle$ et $|e\rangle$ ont des polarisabilités différentes. b) La fréquence de transition entre les deux niveaux a une variation quasi-linéaire autour du champ au centre du piège $F_1 = 400$ V/m. La valeur de la fréquence au centre est prise comme origine des fréquences. L'élargissement de la raie correspondant est d'environ 10 kHz compte-tenu de l'exploration en champ électrique typique dans le piège.

L'élargissement de la transition $e \rightarrow g$ par le mouvement réduit considérablement le temps de cohérence dans le cas de notre piège électrique oscillant. La maniabilité gagnée en piégeant l'atome n'est d'aucune utilité si l'on est pas capable de parer à cet effet. Je

montre dans la suite que l'on peut obtenir des temps de cohérence nettement plus longs, de l'ordre de la seconde, exploitables pour effectuer des manipulations cohérentes de l'atome.

3.3.2 La technique d'habillage micro-onde

Le problème d'élargissement de la transition d'un système à deux niveaux existe dans une multitude d'autres situations expérimentales. Ce problème est contourné par le groupe de E.A. Cornell [86] en utilisant les deux niveaux hyperfins $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|F = 2, m_F = 1\rangle$ du niveau fondamental $5S_{1/2}$ du ^{87}Rb . Autour d'un champ magnétique de 3,23 G ces deux niveaux subissent le même déplacement Zeeman du premier ordre. Ce choix de champ magnétique permet de minimiser la dépendance en champ de la fréquence de transition et donc de réduire la décohérence induite par le mouvement. Le groupe de J. Reichel atteint grâce à cette technique des temps de cohérences de l'ordre de 3 s pour un nuage d'atomes froids piégés sur une puce [87]. De la même façon, les longs temps de cohérences observés sur le "quantrium" par le groupe de D. Esteve reposent sur l'existence d'un point de l'espace des paramètres où les dérivées secondes (par rapport à la charge et au flux) de la fréquence de transition entre les deux niveaux du Qbit est nulle [18]. L'élargissement par les fluctuations de ces paramètres est, autour de ce point précis, réduit.

Je décris dans ce qui suit une technique expérimentale pour "fabriquer" deux niveaux de polarisabilité électrique voisine. Je montre que l'utilisation de ces deux niveaux doit permettre d'améliorer les temps de cohérence dans notre dispositif expérimental.

Principe

Si l'on souhaite utiliser la technique de piégeage électrique nous devons disposer de deux niveaux dont la polarisabilité est suffisamment proche pour que l'effet d'élargissement par le mouvement reste tolérable. L'idée pour cela est "d'habiller" le niveau $|g\rangle$ avec une micro-onde polarisée π et désaccordée vers le rouge d'une transition $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$. Le niveau $|i\rangle$ choisi est le niveau elliptique $|n = 51, n_1 = 0, m = 49\rangle$ (voir fig. 3.16). Il possède un effet Stark linéaire (97,99 MHz/(V/m)) et est en conséquence plus polarisable que $|g\rangle$. L'habillage micro-onde confère donc au niveau $|g\rangle$ une polarisabilité plus importante en le "mélangeant" au niveau $|i\rangle$. L'effet de déplacement lumineux utilisé ici pour changer l'énergie du niveau $|g\rangle$ est dépendant de la pulsation de Rabi Ω_0 et du désaccord δ_0 de la micro-onde d'habillage par rapport à la fréquence de la transition $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$ pour un champ F_0 donné. On dispose donc de deux degrés de liberté qui doivent permettre d'annuler les composantes linéaire et quadratique du développement en puissance du champ électrique de la fréquence de transition autour de F_0 . Il faut noter que le réglage optimum des paramètres Ω_0 et δ_0 dépend de la valeur précise de F_0 .

Je donne ici le principe du calcul le plus simple à deux niveaux de l'effet d'habillage. Le traitement plus réaliste prenant en compte le déplacement de tous les niveaux susceptibles d'interagir avec la micro-onde ainsi que les expressions exactes des énergies des niveaux considérés sera donné dans la thèse de J. Mozley [88]. Dans le calcul présenté ici :

- Le niveau $|e\rangle$ n'est pas déplacé par l'habillage en π . Cette hypothèse est raisonnable dans la mesure où la fréquence de transition entre $|g\rangle$ et $|i\rangle$ diffère de quelques Giga-

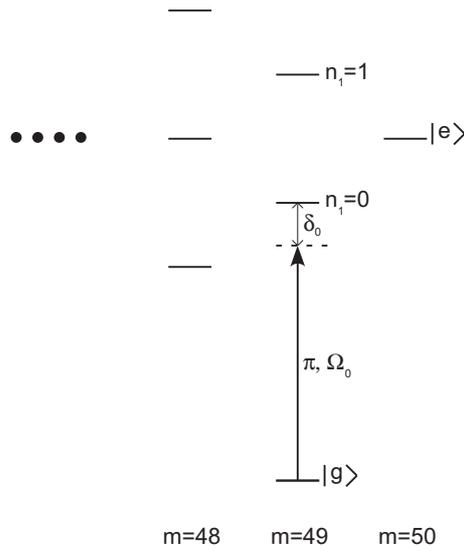


FIG. 3.16 – Schéma de niveaux pour la technique "d'habillage" micro-onde. La micro-onde polarisée π habille les niveaux $|g\rangle$ et $|i\rangle$ avec un désaccord δ_0 et une pulsation de Rabi Ω_0 pour un champ électrique F_0 . On néglige dans un premier temps l'influence du niveau $|n = 51, n_1 = 1, m = 49\rangle$ et le déplacement du niveau $|e\rangle$.

Hertz de la fréquence de transition π correspondante pour $|e\rangle$ ($|e\rangle \rightarrow |n = 52, n_1 = 0, m = 50\rangle$).

- On ne considère pas le couplage entre $|g\rangle$ et d'autres niveaux elliptiques que $|i\rangle$. La transition la plus proche est $|g\rangle \rightarrow |n = 51, n_1 = 1, m = 49\rangle$. Elle est désaccordée d'un supplément de 800 MHz par rapport à $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$ pour $F_0 = 400 \text{ Vm}^{-1}$. C'est sans doute l'influence de ce troisième niveau qui justifie le plus le traitement complet évoqué plus haut.

Soient donc les développements à l'ordre 3 autour de F_0 des énergies des niveaux $|g\rangle$, $|i\rangle$ et $|e\rangle$:

$$E_k(F) = E_k(F_0) + f_k^{(1)} \cdot (F - F_0) + f_k^{(2)} \cdot (F - F_0)^2 + f_k^{(3)} \cdot (F - F_0)^3 \quad (3.37)$$

où $k = g, i, e$.

Les coefficients de ce développement sont calculés en ajustant des polynômes sur les énergies trouvées en diagonalisant le Hamiltonien Stark. L'écart entre les énergies calculées et les énergies ajustées correspond à un écart en fréquence inférieur au Hertz sur une gamme de 1000 Vm^{-1} . Il n'y a donc pas lieu de se préoccuper des termes d'ordres supérieurs.

L'énergie $E_{g'}$ du niveau $|g\rangle$ habillé s'écrit :

$$E_{g'}(F) = E_g(F) - \frac{\hbar}{2}\delta(F) - \frac{\hbar}{2}\sqrt{\Omega_0^2 + \delta(F)^2} \quad (3.38)$$

où $\delta(F)$ est le désaccord entre la micro-onde d'habillage et la transition π visée pour le champ électrique F . Ce désaccord est composé d'un terme statique δ_0 pour le champ F_0

et d'un terme variable avec le champ électrique F . On a en effet par définition :

$$\begin{aligned}\delta(F) &= \omega_h - \omega_{gi}(F) \\ \delta(F) &= \delta_0 - [\omega_{gi}(F) - \omega_{gi}(F_0)]\end{aligned}\quad (3.39)$$

où ω_h et $\omega_{gi}(F)$ sont respectivement les pulsations de la micro-onde d'habillage et de la transition $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$ pour le champ électrique F . Le désaccord $\delta(F)$ se développe donc autour du champ F_0 selon :

$$\delta(F) = \delta_0 + (f_g^{(1)} - f_i^{(1)})(F - F_0) + (f_g^{(2)} - f_i^{(2)})(F - F_0)^2 + (f_g^{(3)} - f_i^{(3)})(F - F_0)^3 \quad (3.40)$$

L'énergie $E_{g'}$ peut également être développée autour de F_0 suivant :

$$E_{g'}(F) = E_{g'}(F_0) + f_{g'}^{(1)}(F - F_0) + f_{g'}^{(2)}(F - F_0)^2 + f_{g'}^{(3)}(F - F_0)^3 \quad (3.41)$$

où les $f_{g'}^{(j)}$ ($j = 1, 2, 3$) sont des fonctions de Ω_0 et de δ_0 . Il s'agit donc de trouver Ω_0 et δ_0 tels que :

$$\begin{aligned}f_e^{(1)} &= f_{g'}^{(1)} \\ f_\alpha^{(2)} &= f_{g'}^{(2)}\end{aligned}\quad (3.42)$$

Les deux niveaux sont ainsi localement "parallèles" jusqu'au second ordre inclus ce qui diminue fortement l'effet d'élargissement par le mouvement. L'utilisation de Mathematica fournit une solution analytique quoique peu parlante :

$$\begin{aligned}\Omega_0 &= 2 \sqrt{\frac{-(f_e^{(1)} - f_g^{(1)})^3 (f_e^{(1)} - f_i^{(1)})^3}{\left(f_i^{(1)}(f_\alpha^{(2)} - f_g^{(2)}) + f_e^{(1)}(f_g^{(2)} - f_i^{(2)}) + f_g^{(1)}(f_i^{(2)} - f_\alpha^{(2)})\right)^2}} \\ \delta_0 &= \frac{(f_e^{(1)} - f_g^{(1)})(f_e^{(1)} - f_i^{(1)})(2f_e^{(1)} - f_g^{(1)} - f_i^{(1)})}{f_i^{(1)}(f_\alpha^{(2)} - f_g^{(2)}) + f_e^{(1)}(f_g^{(2)} - f_i^{(2)}) + f_g^{(1)}(f_i^{(2)} - f_\alpha^{(2)})}\end{aligned}\quad (3.43)$$

ces deux expressions étant valables pour un champ électrique au centre F_0 fixé.

La figure 3.17.b donne la variation de la fréquence de transition obtenue pour des paramètres de la micro-onde optimisés pour $F_0 = 400$ V/m. Ces paramètres sont $\Omega_0 = 2\pi \times 200.10^6$ Rad.s⁻¹ et $\delta_0 = 2\pi \times 556.10^6$ Rad.s⁻¹. Ce sont des valeurs raisonnables compte-tenu des sources micro-onde dont nous disposons. Le terme dominant de la variation de la fréquence est comme on s'y attend du troisième ordre. On constate que, même pour une excursion du champ électrique de 10 V/m, donc supérieure aux excursions typiques dans notre piège (voir § 3.2.3), la fréquence de transition a une variation de l'ordre de la dizaine de Hertz seulement. Ce calcul laisse donc espérer des temps de cohérence supérieurs à la centaine de millisecondes.

Limitations expérimentales

La mise en œuvre expérimentale de cette technique d'habillage nécessite de disposer d'une source micro-onde produisant une onde polarisée π et suffisamment homogène pour

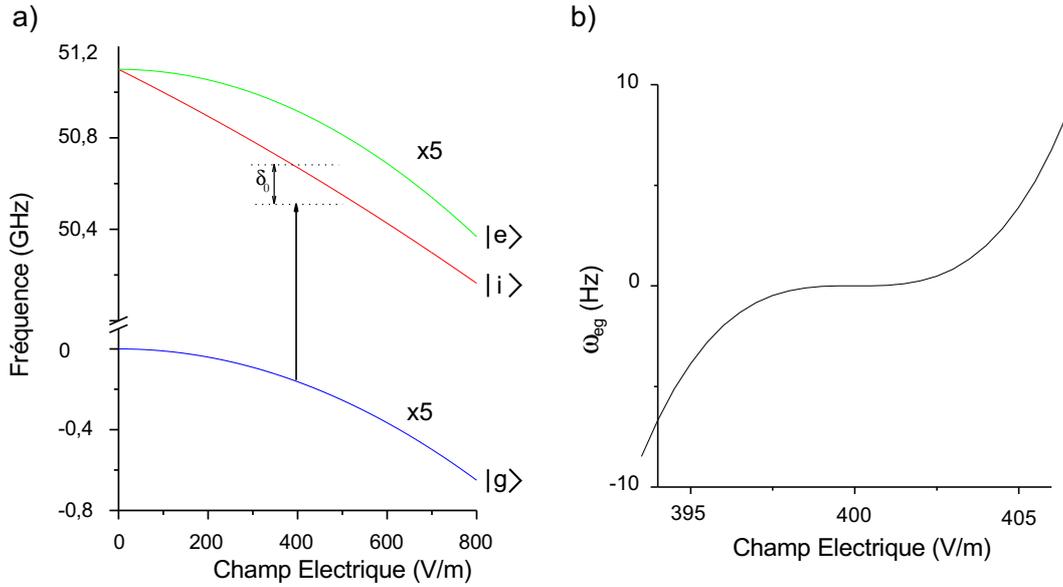


FIG. 3.17 – Technique d'habillage micro-onde. a) Le niveau $|g\rangle$ habillé par la micro-onde est "mélangé" avec le niveau $|i\rangle$. Sa polarisabilité est donc renforcée ce qui permet de le rendre "parallèle" au niveau $|e\rangle$. Par soucis de lisibilité, les dépendances quadratiques des énergies des niveaux circulaires $|g\rangle$ et $|e\rangle$ ont été multipliées par un facteur 5. b) Le terme dominant du développement de la fréquence de transition en puissance du champ est d'ordre 3 grâce à la compensation de l'effet Stark jusqu'à l'ordre 2. L'élargissement de la raie par le mouvement est réduit à moins de 10 Hz pour une exploration en champ électrique typique dans le piège.

que la condition 3.42 soit réalisée au mieux sur toute l'extension du piège. A défaut, la variation avec la position dans le piège de la pulsation de Rabi Ω_0^{eff} "vue" par l'atome nuit à la compensation de la différence de polarisabilité. On peut noter que dans le cas général, la pulsation de Rabi Ω_0 dépend de la position \mathbf{r} dans l'espace pour deux raisons :

- La micro-onde d'habillage n'est pas présente dans tout l'espace, elle a une structure transverse. La pulsation de Rabi est donc une fonction de la position \mathbf{r}_\perp de l'atome dans le profil transverse de l'onde : $\Omega_0 \equiv \Omega_0(\mathbf{r}_\perp)$.
- La micro-onde d'habillage se projette différemment sur la direction π de l'atome en fonction de l'inclinaison θ de l'orbite atomique (ou de manière équivalente du champ électrique) par rapport à sa polarisation. La pulsation de Rabi effective est donc multipliée par $\cos\theta$. L'angle θ étant dépendant de la position \mathbf{r} de l'atome dans le piège, on a finalement $\Omega_0(\mathbf{r}) \equiv \cos[\theta(\mathbf{r})]\Omega_0(\mathbf{r}_\perp)$.

A cause de cette dépendance de la pulsation de Rabi $\Omega_0^{eff}(\mathbf{r})$ "vue" par l'atome, la compensation de l'élargissement induit par le mouvement grâce à la technique d'habillage micro-onde est moins efficace. Afin d'évaluer l'impact réel de ces effets sur la cohérence atomique, nous avons réalisés des simulations numériques de piégeage "en présence" d'une micro-onde d'habillage dont la structure spatiale a été prise en compte. Avant de présenter les résultats obtenus, je décris la technique utilisée pour évaluer la cohérence atomique.

Interférométrie de Ramsey

La technique d'interférométrie de Ramsey [89] peut servir à mesurer le temps de cohérence d'un système. Je rappelle brièvement son principe avant de décrire l'utilisation spécifique que nous en faisons.

Considérons un atome à deux niveaux $|g\rangle$ et $|e\rangle$ séparés par une transition de pulsation ω_{ge} . On peut appliquer sur cet atome, à l'aide d'une source micro-onde de pulsation ω_R , une impulsion de Rabi " $\pi/2$ " qui a pour effet de changer les états $|g\rangle$ et $|e\rangle$ en des superpositions cohérentes à poids égaux de ces niveaux selon :

$$\begin{aligned} |g\rangle &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\omega_R t_i/2} |g\rangle - ie^{-i\omega_R t_i/2} e^{-i\varphi} |e\rangle) \\ |e\rangle &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{-i\omega_R t_i/2} |e\rangle - ie^{i\omega_R t_i/2} e^{i\varphi} |g\rangle) \end{aligned} \quad (3.44)$$

où φ est la phase de la micro-onde à l'instant $t = 0$ du début de l'impulsion de Rabi. La dépendance en temps du champ micro-onde est donnée par $\cos(\omega_R t + \varphi)$. Le temps d'interaction permettant la réalisation de l'impulsion $\pi/2$ est t_i . L'origine des énergies est choisie à mi-chemin entre $|g\rangle$ et $|e\rangle$.

Chaque impulsion $\pi/2$ peut être comprise comme une "lame séparatrice" utilisée pour séparer et recombiner des "chemins" au sein d'un interféromètre. Supposons qu'une première impulsion " $\pi/2$ " est appliquée à l'atome dans l'état $|g\rangle$ au temps $t = 0$ avec une phase φ nulle. Pendant l'évolution libre qui suit, les phases de chacune des composantes $|g\rangle$ et $|e\rangle$ évoluent en accord avec les énergies atomiques. On a au bout d'un temps de vol T_{vol} :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\omega_R t_i/2} |g\rangle - ie^{-i\omega_R t_i/2} |e\rangle) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\omega_R t_i/2} e^{i\omega_{ge} T_{vol}/2} |g\rangle - ie^{-i\omega_R t_i/2} e^{-i\omega_{ge} T_{vol}/2} |e\rangle) \quad (3.45)$$

En appliquant une deuxième impulsion " $\pi/2$ " de recombinaison on obtient finalement :

$$\frac{e^{i\omega T_{vol}/2}}{2} ((1 - e^{i(\omega_{ge} - \omega_R) T_{vol}}) |g\rangle - i(1 + e^{i(\omega_{ge} - \omega_R) T_{vol}}) |e\rangle) \quad (3.46)$$

si le temps de vol T_{vol} est grand devant le temps t_i d'interaction pour chaque impulsion $\pi/2$.

La probabilité $P_{|e\rangle}$ de détecter l'atome dans l'état $|e\rangle$ après cette seconde impulsion est donc un fonction oscillante du temps de vol T_{vol} entre les deux impulsions :

$$P_{|e\rangle}(T_{vol}) = \frac{1}{2} (1 - \cos \delta_R T_{vol}) \quad (3.47)$$

où $\delta_R = \omega_R - \omega_{ge}$ est le désaccord atome-champ.

Ce signal d'interférence entre la composante de la fonction d'onde qui est passée dans $|e\rangle$ à la première impulsion et celle qui a opéré ce changement à la deuxième impulsion est connu sous le nom de franges de Ramsey (voir fig. 3.18). Si l'évolution n'est pas libre

entre les deux impulsions, on ajoute une phase supplémentaire Φ qui traduit la "différence d'histoire" entre les deux niveaux. Les franges de Ramsey obtenues sont alors déphasées de Φ .

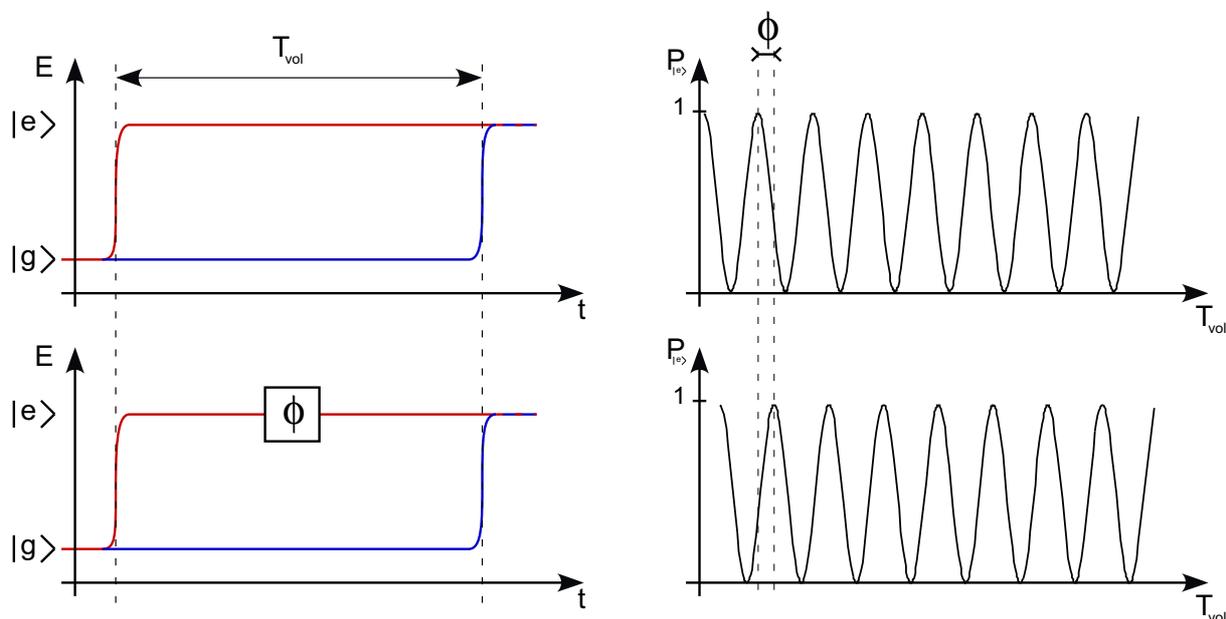


FIG. 3.18 – Principe de l'interférométrie de Ramsey. a) Cas de l'évolution libre. On observe un système de franges correspondant à l'interférence entre les deux chemins en énergie suivis par l'atome. b) S'il existe une différence d'interaction suivant l'état de l'atome, on obtient un déphasage Φ entre les deux états. Le système de frange est décalé de cette quantité.

Pour utiliser l'interférométrie de Ramsey comme mesure de la cohérence d'une superposition quantique, on évalue le contraste des franges de Ramsey. Si tous les atomes dont l'état est mesuré pour reconstruire le système de franges ont exactement la même "histoire" entre les deux impulsions $\pi/2$ le contraste des franges est de 1. Supposons au contraire que les deux niveaux sont déphasés entre les deux impulsions d'une quantité Φ variable d'une répétition de l'expérience à l'autre. En fonction de la distribution de ces phases aléatoires, le contraste des franges de Ramsey sera plus ou moins réduit. En particulier, quand la largeur de cette distribution devient de l'ordre de 2π les franges se brouillent complètement. C'est en cela que la mesure du contraste de ces franges au cours du temps fournit une mesure du temps de cohérence de la superposition. Le contraste des franges de Ramsey mesure la largeur de la distribution des phases incohérentes accumulées entre les deux impulsions.

Je donne ici la méthode pour calculer le contraste des franges de Ramsey connaissant un échantillon statistique de phases accumulées. A la $i^{\text{ème}}$ trajectoire on associe la phase accumulée Φ_i . Le signal de Ramsey S est la moyenne des signaux correspondants aux n trajectoires individuelles, soit :

$$S = \frac{1}{2n} \sum_{i=1}^n 1 - \cos(\delta_R T_{vol} + \Phi_i) \quad (3.48)$$

Ce signal s'écrit également comme une sinusoïde de contraste C déphasée de $\tilde{\Phi}$:

$$S = \frac{1}{2}(1 - C \cos(\delta_R T_{vol} + \tilde{\Phi})) \quad (3.49)$$

En développant le cosinus de la somme il vient :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}(1 - C \cos(\delta_R T_{vol}) \cos(\tilde{\Phi}) - C \sin(\delta_R T_{vol}) \sin(\tilde{\Phi})) \\ &= \frac{1}{2n} \sum_{i=1}^n (1 - \cos(\delta_R T_{vol}) \cos(\Phi_i) - \sin(\delta_R T_{vol}) \sin(\Phi_i)) \end{aligned} \quad (3.50)$$

soit

$$\cos(\delta_R T_{vol}) \left(C \cos(\tilde{\Phi}) - \overline{\cos(\Phi)} \right) + \sin(\delta_R T_{vol}) \left(C \sin(\tilde{\Phi}) - \overline{\sin(\Phi)} \right) = 0 \quad (3.51)$$

où la barre dénote la moyenne sur toutes les trajectoires.

Le contraste C étant indépendant du désaccord δ_R , il faut annuler les deux membres de l'équation 3.51. Il vient finalement :

$$C = \left(\left(\overline{\cos(\Phi)} \right)^2 + \left(\overline{\sin(\Phi)} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (3.52)$$

Résultats

Dans le cas qui nous préoccupe, la phase accumulée par le dipôle atomique entre deux impulsions de Rabi est dépendante de la trajectoire suivie par l'atome dans le piège. Pour évaluer plus précisément l'impact de l'effet d'élargissement induit par le mouvement sur la décohérence d'une superposition de $|g\rangle$ et $|e\rangle$ nous avons modifié le programme de simulation de trajectoires de la partie 3.2.3. Nous calculons en parallèle, pour les mêmes conditions initiales, les trajectoires d'un atome dans les deux états qui nous intéressent : le niveau circulaire $|e\rangle$ et le niveau habillé issu de $|g\rangle$. Nous intégrons en outre le long des trajectoires l'énergie (potentielle + interne) pour chacun de ces états ($E_{g'}(t)$ et $E_e(t)$). C'est cette différence d'énergies qui donne lieu à la phase accumulée définie par :

$$\Phi(t) = \frac{1}{\hbar} \int_{t_0}^t (E_e(t) - E_{g'}(t)) dt \quad (3.53)$$

Cette phase consiste comme on l'a vu en une composante rapide évoluant à la pulsation $\delta_R = \omega_R - \omega_{ge}$ et une composante plus lente liée au mouvement de l'atome dans le piège. Lorsque l'on soustrait la phase moyenne sur toutes les trajectoires comme dans ce qui

précède, on soustrait non-seulement le terme rapide d'évolution libre mais éventuellement aussi un terme de dérive moyenne qui renormalise la fréquence de la transition.

Nous déduisons, grâce à la formule 3.52, l'évolution du contraste $C(t)$ des franges de Ramsey de l'évolution des phases $\Phi_i(t)$ accumulées pour un échantillon statistique de trajectoires. Les conditions initiales sont tirées au sort comme dans le § 3.2.3 en tenant compte du recul pendant l'excitation vers le niveau de Rydberg.

Afin de simuler des conditions réalistes, nous avons procédé aux modifications suivantes du programme du § 3.2.3 :

- Les énergies et les forces sont calculées dans le cadre du traitement complet de l'effet d'habillage (voir thèse de J. Mozley). Contrairement au modèle décrit plus haut, nous prenons donc en compte le couplage à la micro-onde de tous les niveaux pertinents .
- Nous considérons un mode propagatif guidé de la micro-onde d'habillage. La dépendance spatiale transverse de Ω_0 est donc celle d'une arche de sinuséide avec des nœuds à $y=\pm 1$ cm (le système de coordonnées est celui du § 3.2.3). La puissance de la micro-onde d'habillage est homogène dans les directions x et z . La polarisation est bien perpendiculaire à la puce au centre du mode, c'est-à-dire π pour l'atome.
- Le champ d'habillage est projeté en chaque point sur la direction locale du champ électrique de piégeage afin d'intégrer l'effet de l'inclinaison de l'orbite atomique sur le mécanisme de compensation de l'effet Stark.

Il faut noter qu'il existe, en toute généralité, un deuxième effet qui réduit le contraste des franges de Ramsey. Il s'agit de l'effet "Stern et Gerlach" [90]. Soumis à des potentiels piégeants différents, les composantes de l'atome sur chacun des deux niveaux suivent des trajectoires distinctes. Conformément au principe de complémentarité, le contraste des franges de Ramsey est alors multiplié par le recouvrement entre les fonctions d'ondes des deux composantes. Le traitement quantique complet du mouvement dans les pièges étudiés est un problème difficile sans solution analytique quand l'énergie potentielle n'est pas strictement quadratique . Toutefois, tant que la distance entre l'atome dans $|g\rangle$ et l'atome dans $|e\rangle$ à un instant donné est très inférieure à la longueur de de Broglie thermique, l'effet de séparation des paquets d'ondes sur le contraste reste négligeable. Nous vérifions donc a posteriori que les trajectoires simulées ne se séparent pas significativement.

La figure 3.19 donne la variation du contraste des franges de Ramsey calculé sur 10000 trajectoires. Les conditions initiales correspondent à un nuage d'atomes à la température $T_i = 300$ nK piégés magnétiquement à la pulsation $\omega_{mag} = 2\pi \times 3,2$ kRad.s⁻¹ et subissant un recul lors de l'excitation. Les caractéristiques du piège sont celles de la première ligne du tableau 3.4. Le contraste chute à 50 % au bout de 24 ms et n'est plus que de 13 % au bout de 500 ms. A cette température la longueur d'onde de De Broglie thermique est de l'ordre de 600 nm. La séparation spatiale des trajectoires des niveaux $|g\rangle$ et $|e\rangle$ n'excède pas 100 nm et sa moyenne est de l'ordre de 10 nm. L'effet Stern et Gerlach ne doit donc pas diminuer significativement les contrastes calculés.

La décroissance du contraste est non-exponentielle. On observe une première chute rapide du contraste suivie d'une décroissance beaucoup plus lente. On peut expliquer ce comportement en étudiant un histogramme des phases accumulées à un instant donné. La figure 3.20 représente l'historgramme correspondant à l'échantillon de trajectoires utilisé pour la figure 3.19 après un délai de 500 ms. On constate que les phases sont distribuées

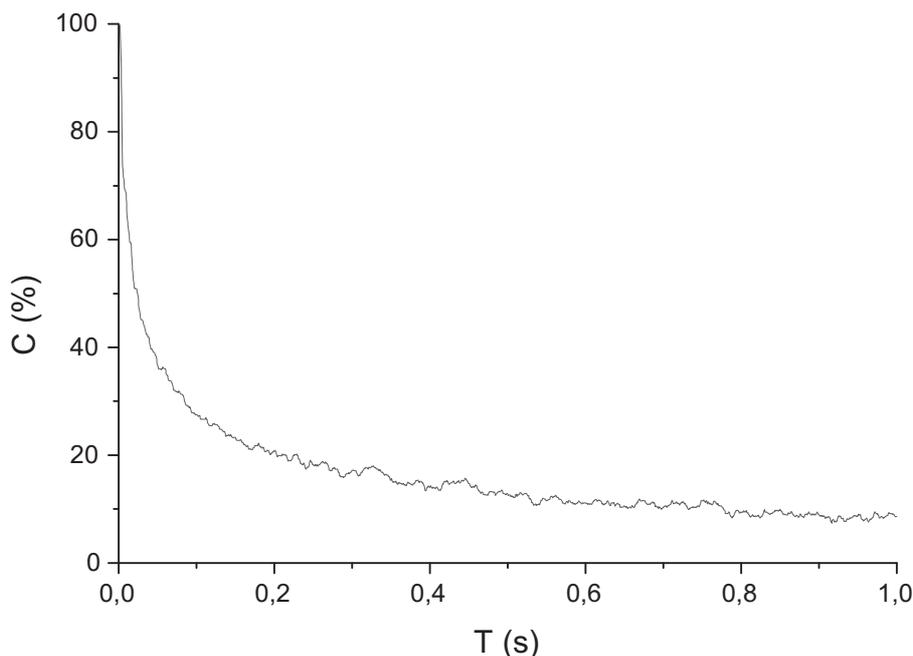


FIG. 3.19 – Evolution du contraste des franges de Ramsey en fonction du temps en présence de la micro-onde d’habillage. La décroissance observée est non exponentielle et présente deux temps caractéristiques : d’abord une variation très rapide sur moins de 30 ms puis une évolution beaucoup plus lente sur un temps caractéristique de l’ordre de la seconde.

de la manière suivante :

- Un "fond" relativement plat de trajectoires avec des déphasages compris entre $0,5 \pi$ et quelques π . Cet ensemble de trajectoires donne une contribution quasi-nulle au contraste des franges de Ramsey car on peut trouver pour chaque trajectoire une trajectoire complémentaire déphasée de π .
- Un pic centré autour de la valeur $0,8 \pi$. Si on considère la fraction des trajectoires ayant des phases situées dans une largeur de $0,5 \pi$ autour du centre de ce pic, on trouve qu’ils représentent 17 % du total des trajectoires. Cette fraction d’atomes explique qualitativement le contraste de 13 % observé.

On peut comprendre cette distribution de phases à deux composantes en se référant aux trajectoires observées. Elles se divisent en deux classes : des trajectoires qui restent confinées près du centre du piège et d’autres qui explorent des régions où les écarts de champ électrique $|F - F_0|$ ainsi que l’inclinaison de l’orbite atomique sont relativement élevés.

A la lumière de ce qui précède on peut expliquer les deux temps caractéristiques d’évolution du contraste. Dans un premier temps, le déphasage rapide des trajectoires "extrêmes" conduit à la chute brutale du contraste en une trentaine de millisecondes. Les trajectoires plus confinées mettent ensuite un temps beaucoup plus long pour être totalement déphasées, ce qui explique que le contraste est encore de l’ordre de 10 % après 1 seconde.

Les valeurs de contraste calculées dans cette partie constituent une amélioration quan-

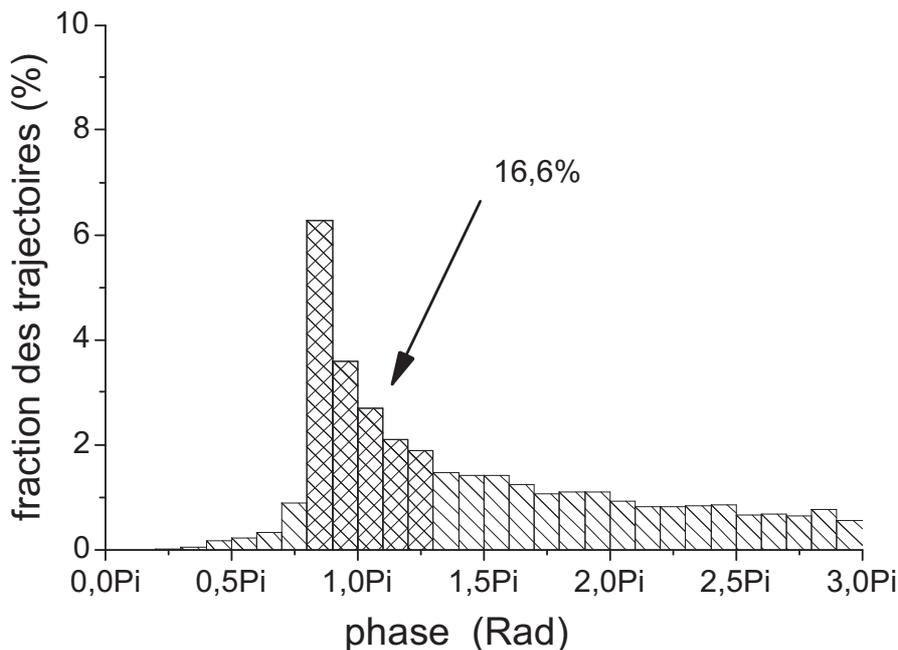


FIG. 3.20 – Distribution de phases accumulées après 500 ms.

titative considérable par rapport à la situation sans habillage micro-onde. Je décris dans la partie suivante une méthode pour améliorer encore les temps de cohérence.

3.3.3 Des échos atomiques

La figure 3.21 donne l'évolution dans le temps de la phase entre $|e\rangle$ et $|g\rangle$ pour une trajectoire caractéristique. Les variations de x et z sont superposées à la courbe. On constate que la phase évolue par paliers successifs. Le saut de phase $\Delta\Phi$ entre deux paliers est à peu près constant ce qui résulte en une dépendance quasi linéaire de la phase à grande échelle. Les marches observées sont en fait synchrones avec les points de rebroussement du "macro-mouvement" atomique. C'est en effet dans les zones les plus éloignées du centre du piège que l'atome est soumis aux champs électriques extrêmes :

- L'écart $|F - F_0|$ au champ de "compensation" y est le plus grand.
- L'angle θ entre le champ local et la polarisation de la micro-onde également.

C'est donc là que la phase s'accumule le plus vite.

La figure 3.22.a donne l'énergie potentielle vue par l'atome en fonction de la coordonnée z pour une position initiale au centre du piège et une vitesse initiale dirigée suivant l'axe z . En raison de l'oscillation du potentiel, cette énergie peut prendre des valeurs différentes pour une même position. De manière attendue, la valeur de l'énergie au centre du piège est constante d'un passage de l'atome au suivant. Lorsque l'atome s'éloigne, la dispersion sur l'énergie en un point donné commence par grandir. On voit en particulier des valeurs aussi bien inférieures que supérieures à la valeur au centre. Cette répartition est due à l'oscillation du potentiel. Quand on s'éloigne d'avantage, il n'y a plus de valeurs négatives et la distribution se resserre. Ces points correspondent aux points de rebroussement de

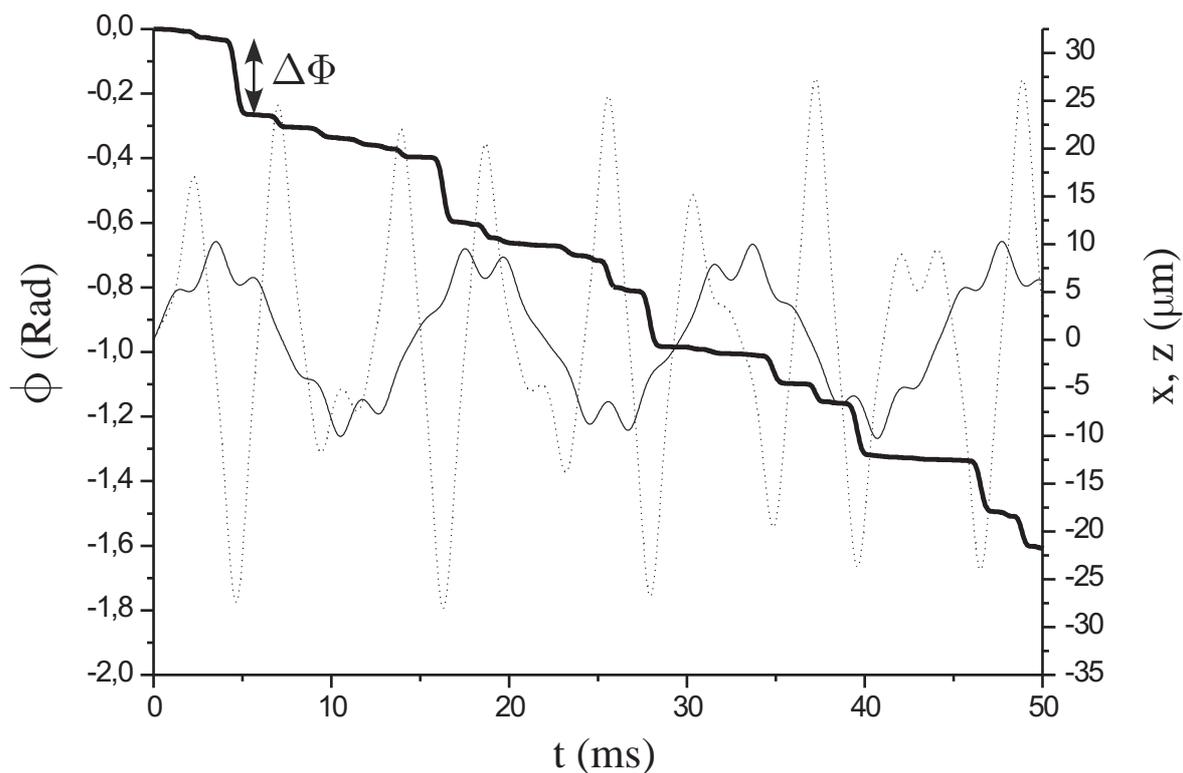


FIG. 3.21 – Evolution de la phase d'une cohérence atomique en fonction du temps en présence de la micro-onde d'habillage. La variation de la phase Φ est donnée en trait gras. Les courbes en traits fins plein et pointillé représentent respectivement l'évolution dans le temps des coordonnées x et z .

la trajectoire : l'atome rencontre un potentiel suffisamment élevé pendant une durée suffisante pour que sa vitesse change de signe. En résumé, quand on s'éloigne du centre la phase s'accumule de plus en plus vite et la distribution d'énergie à une distance donnée s'affine. La combinaison de ces deux effets explique pourquoi les marches de phase observées sont de taille comparable : la plus grande part de la phase est acquise aux points de rebroussement de la trajectoires à des positions où l'atome ressent un potentiel toujours du même ordre.

Le fait que la phase s'accumule toujours dans le même sens est dû à la variation symétrique autour de F_0 de la fréquence de transition en présence de l'habillage micro-onde. En effet dans le traitement prenant en compte tous les niveaux habillés par la micro-onde π la compensation de l'effet Stark est toujours imparfaite. Il reste donc une dépendance quadratique de la fréquence de transition par rapport au champ électrique (voir fig. 3.22.b).

Nous avons vu que la phase évolue par des sauts successifs d'amplitudes comparables et séparés d'un intervalle de temps régulier. A grande échelle de temps on observe donc une variation linéaire de la phase accumulée. Cette linéarité suggère une méthode pour conserver une cohérence atomique sur des temps longs. Il s'agit en fait d'adapter la technique "d'échos de spin" [31] à notre système . Nous parlons donc dans ce qui suit d'échos atomiques [91].

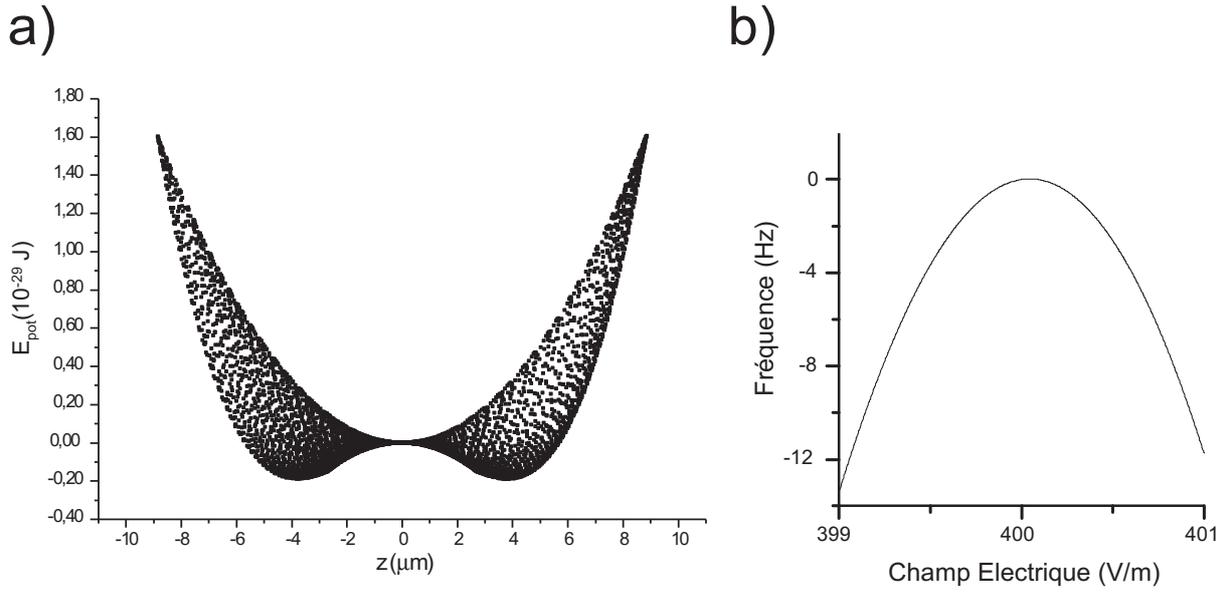


FIG. 3.22 – Accumulation de la phase dans le piège électrique. a) Energies potentielles en fonction de la valeur de la coordonnées z . Aux faibles valeurs de z l'énergie est distribuée de manière symétrique autour de l'énergie au centre. Les valeurs les plus élevées de z ne sont atteintes que lors des rebroussement de la trajectoire. les énergies correspondantes sont donc toujours supérieures à l'énergie au centre. b) Dans le cadre du traitement complet de la compensation de l'effet Stark, il reste un terme quadratique dominant dans le développement de la fréquence de transition autour du champ F_0 . Cela explique que les marches de phases sont toujours dans le même sens.

D'après ce qui précède, l'évolution dans le temps d'une superposition à poids égaux de $|g\rangle$ et $|e\rangle$ peut s'écrire :

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle + e^{i\varphi(t)} |e\rangle) \quad (3.54)$$

avec $\varphi(t) = at + \delta\varphi(t)$, l'écart $\delta\varphi(t)$ à la dépendance linéaire restant de l'ordre de $\Delta\Phi/2$.

Si à l'instant t_π on soumet l'atome à une impulsion π de Rabi qui a pour effet d'inverser les états atomiques ($|g\rangle \rightarrow -|e\rangle$ et $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$), on peut inverser l'évolution de la phase et finalement l'annuler à quelques $\Delta\Phi$ près au voisinage du temps $2t_\pi$. On a après l'inversion :

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(-e^{i(\varphi(t)-\varphi(t_\pi))} |e\rangle + e^{i\varphi(t_\pi)} |g\rangle) \quad (3.55)$$

donc

$$|\Psi(2t_\pi)\rangle = \frac{e^{iat_\pi}}{\sqrt{2}}(-e^{i(\delta\varphi(2t_\pi)-\delta\varphi(t_\pi))} |e\rangle + e^{i\delta\varphi(t_\pi)} |g\rangle) \quad (3.56)$$

où le déphasage entre les deux états est effectivement borné par $3\Delta\Phi/2$.

Le raisonnement qui précède étant valable quels que soient a et $\Delta\Phi$ et donc quelle que soit la trajectoire, au temps $2t_\pi$ tous les déphasages sont inférieurs à $3\text{Max}\{\Delta\Phi\}/2$.

Comme cette taille de marche de phase est très inférieure à π , le contraste des franges de Ramsey en ce point peut être très bon. Il est toutefois, dans une situation moins idéalisée, limité par la qualité intrinsèque de l'impulsion π .

Nous avons ajouté à notre programme la possibilité de soumettre l'atome à des impulsions π plus ou moins parfaites. Pour cela nous transformons les états atomiques suivant :

$$\begin{aligned} |g\rangle &\rightarrow \cos \alpha |e\rangle + \sin \alpha |g\rangle \\ |e\rangle &\rightarrow \cos \alpha |g\rangle - \sin \alpha |e\rangle \end{aligned} \quad (3.57)$$

où l'angle α est tiré au hasard dans une distribution gaussienne centrée sur π de largeur $\pi/10$ pour tenir compte des imperfections de l'impulsion π .

La figure 3.23 donne l'évolution du contraste des franges de Ramsey calculée dans les mêmes conditions que la simulation de la figure 3.19 avec une impulsion π à $t_\pi = 500$ ms. La figure présente une résurgence du contraste à hauteur de 82 % après une seconde.

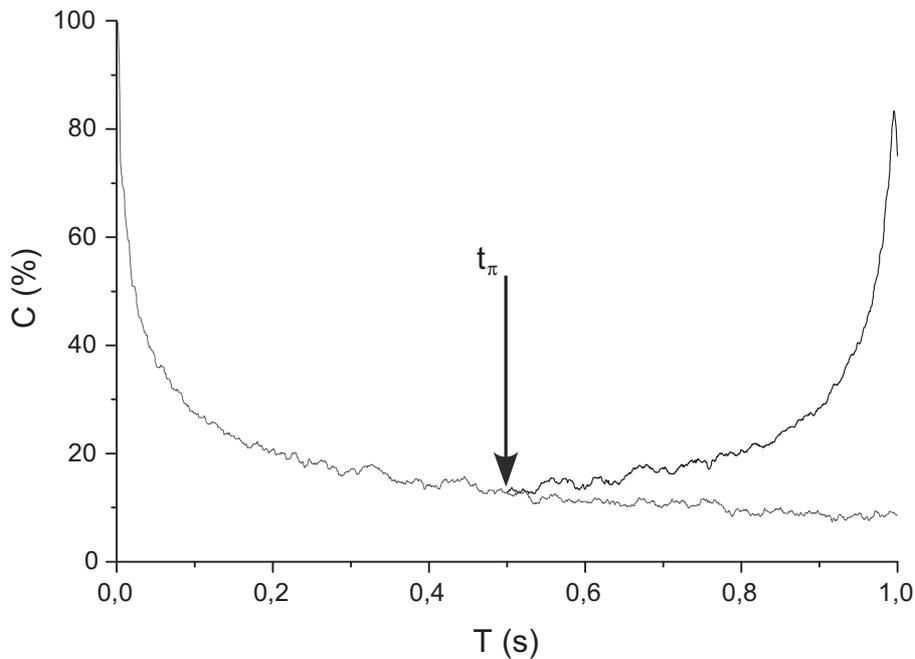


FIG. 3.23 – La technique d'écho atomique. Grâce à une impulsion π de Rabi au temps $2t_\pi$ on "retourne" le dipôle atomique ce qui permet d'accumuler la phase en sens inverse. En attendant le temps $2t_\pi$, on observe une résurgence du contraste correspondant à un retour en phase des dipôles pour toutes les trajectoires. Le contraste est limité par la dispersion des "taille de marches" $\Delta\Phi$ (voir fig. 3.22) et les imperfections de l'impulsion π .

Ce résultat très satisfaisant permet d'envisager d'exploiter au maximum le temps de vie de l'atome (voir § 3.1) en conservant la cohérence grâce aux techniques d'habillage micro-onde et d'échos atomiques décrites précédemment. Je m'intéresse dans la partie suivante aux expériences envisageables avec des atomes de Rydberg circulaires uniques, métastables, cohérents et piégés au voisinage de surfaces.

3.4 Des atomes de Rydberg piégés en interaction

L'interaction d'un atome unique avec une surface est un domaine riche et mal connu. Je présente ici des effets susceptibles d'être observés dans notre système. La partie 3.4.1 est consacrée aux expériences de spectroscopie de surface à proprement parler. Dans le § 3.4.2 je décris des proposition d'expériences utilisant une surface supraconductrice pour intriquer deux atomes piégés.

3.4.1 Spectroscopie

En raison de leur très grand dipôle électrique, les atomes de Rydberg sont très sensibles aux changements de champ électrique. Cette sensibilité peut être mise à profit pour sonder une surface à travers l'interaction entre le dipôle atomique et la surface. De ces processus résulte généralement un déplacement de la transition entre les deux niveaux d'intérêt, $|g\rangle$ et $|e\rangle$. Les effets inhomogènes tels que les dispersions de position de l'atome produisent, à partir des différents déplacements, un élargissement de la raie. On peut donc rêver de se servir d'un atome de Rydberg circulaire piégé comme d'un microscope de surface. Pour une série de positions différentes on réaliserait une expérience de spectroscopie de l'atome. Les largeurs de raies mesurées et les fréquences de transition fournirait une information qui permettrait de reconstruire une image "électrique" de la surface. La question de l'interprétation des images obtenues dépend de notre connaissance préalable des interactions entre le dipôle atomique et différents types d'objets. Par ailleurs, si l'on souhaite s'intéresser à la manipulation cohérente d'atomes de Rydberg circulaires au voisinage de surfaces, il faut s'assurer que ces interactions n'induisent pas de décohérence sur des échelles de temps trop courtes.

Nous avons déjà vu au § 3.1 que l'interaction entre un dipôle électrique et une surface métallique (un miroir) peut conduire à une modification de l'émission spontanée. La référence [77] montre que ces effets s'accompagnent de déplacements des raies atomiques. On peut interpréter ces déplacements en fréquence comme résultant de l'interaction entre le dipôle atomique et celui de son (ses) image(s) dans le(s) miroir(s). On comprend ainsi que le déplacement doit diverger lorsque l'atome est approché de la surface. Dans le cas d'un dipôle situé à mi-distance entre deux miroirs séparés d'une distance l on calcule la variation du déplacement $\delta\omega$ en pulsation présentée en figure 3.24. Les paramètres de réflectivité des miroirs sont ceux de l'Or à 1 K et pour 50 GHz (épaisseur de peau 30 nm).

Si, ce qui correspond plus à la situation expérimentale que nous voulons explorer, on fixe la distance entre les miroirs et on varie la distance z de l'atome à l'un deux, on obtient la variation de pulsation de la figure 3.25. Seul le cas du dipôle parallèle aux miroirs est présenté. Pour une distance de $100 \mu\text{m}$ on calcule un déplacement de $-80\Gamma_0$ soient 2,7 kHz environ. Un tel déplacement peut être aisément résolu à l'aide des sources micro-ondes dont nous disposons. Il faut noter que malgré les conditions aux limites imposées par les miroirs, on peut tout de même sonder la transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ en champ proche (onde évanescente). Si l'on s'intéresse à la différence de déplacement en fréquence entre deux positions atomiques distantes de $1 \mu\text{m}$ au voisinage de $100 \mu\text{m}$, on trouve 83 Hz environ. Cette valeur donne un ordre de grandeur de l'élargissement homogène de la raie atomique

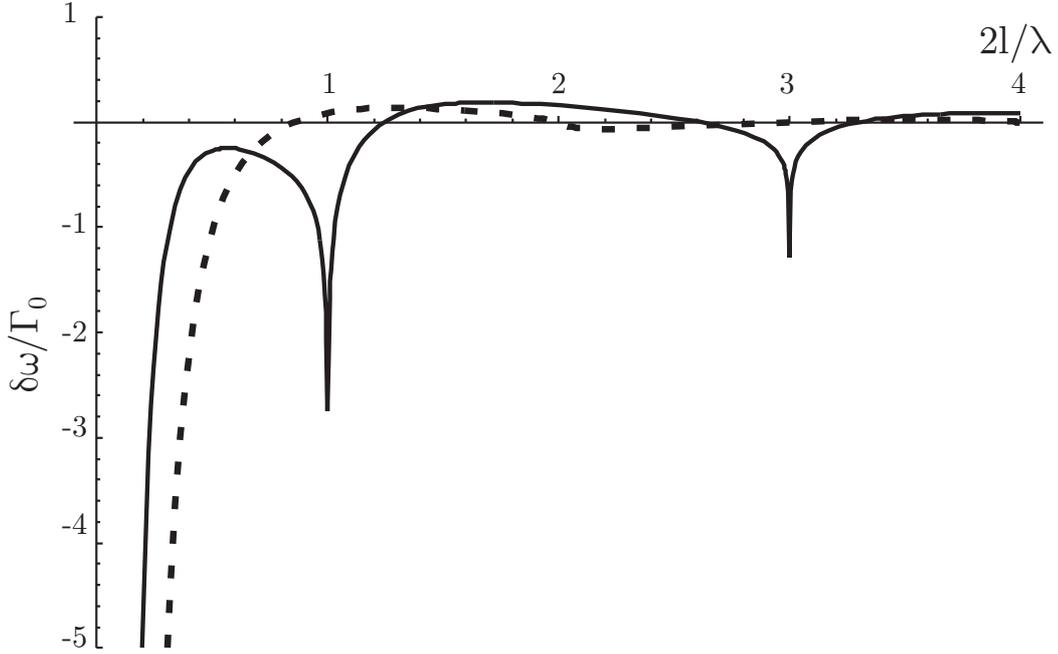


FIG. 3.24 – Variation du déplacement en pulsation avec la distance entre les miroirs. Le cas du dipôle parallèle (resp. perpendiculaires) aux miroir est présenté en trait plein (resp. pointillé).

par l'interaction avec les miroirs. Il lui correspond un temps de cohérence atomique de l'ordre de 12 ms. Ce genre d'effet est toutefois efficacement compensé par l'utilisation de la technique d'écho atomique (voir § 3.3.3) dans la mesure où les trajectoires sont quasi-périodiques.

Un autre phénomène susceptible d'élargir la transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ est connu sous le nom de "patch effect". Dans un conducteur métallique il existe des zones ayant des potentiels électriques différents. Le plus souvent, ces régions correspondent aux grains d'un solide polycristallin dont le travail d'extraction varie en fonction de l'orientation. Les différences de potentiel typiques sont de l'ordre de la dizaine de milli-Volts. Des différences de potentiel du même ordre peuvent également apparaître entre la surface et une particule adsorbée. Il résulte de ces différences de potentiel, un terme d'interaction avec le dipôle d'un atome situé au voisinage d'une surface et donc une source d'élargissement des raies atomiques. Une expérience récente a ainsi mis en évidence l'influence sur un condensat de Bose-Einstein de l'adsorption massive d'atomes de Rubidium sur une surface [92].

Considérons pour évaluer cet effet une collection de "patches" carrés de côté a (voir fig. 3.26). La différence de potentiel entre plus proches voisins est ΔV . J'évalue dans ce qui suit le champ électrique $F(z)$ à une distance z de la surface. Chaque couple de patch se comporte comme un dipôle $d_{patch} = q_{patch}a$. La différence de potentiel ΔV peut être reliée à la charge q_{patch} du "patch" par :

$$\Delta V = \frac{q_{patch}}{4\pi\epsilon_0 a} \quad (3.58)$$

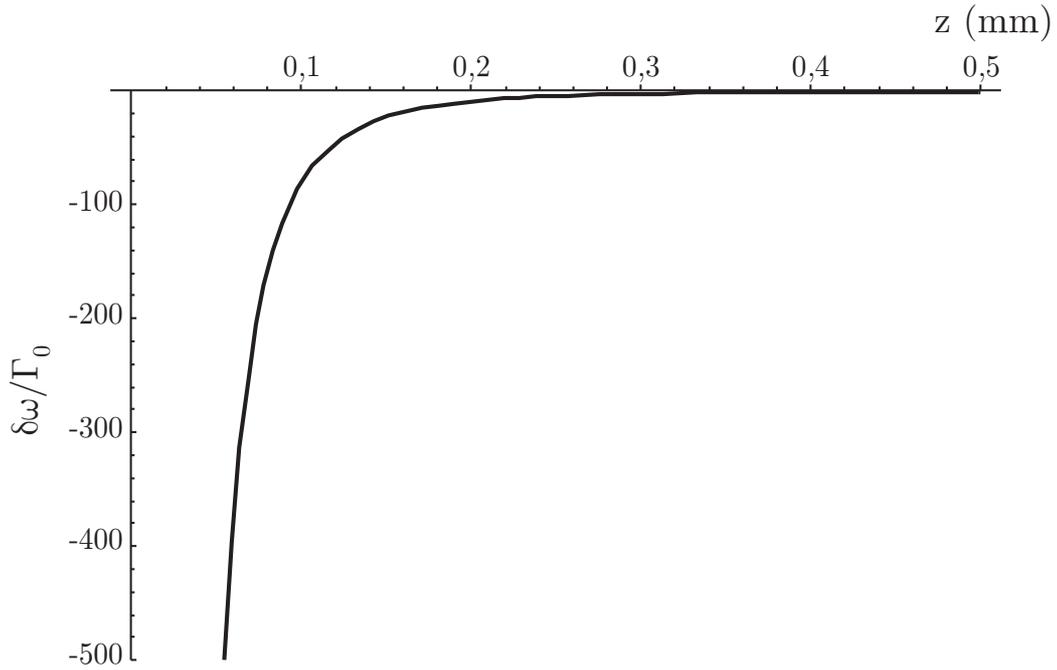


FIG. 3.25 – Variation du déplacement en pulsation avec la distance à l'un des miroirs.

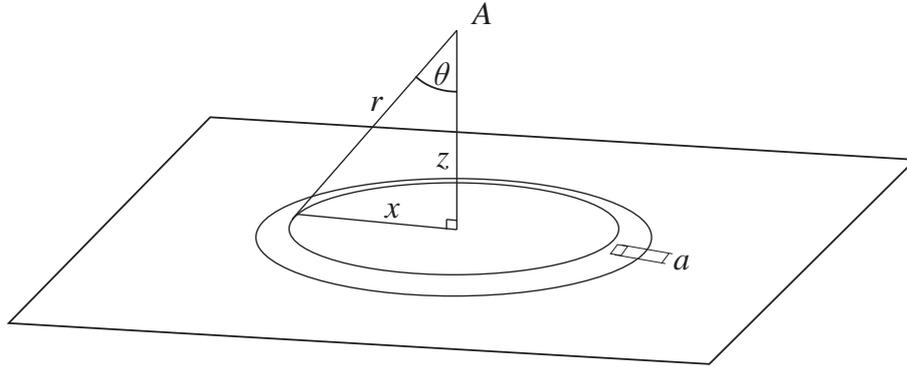


FIG. 3.26 – Calcul du "patch effect". L'atome, situé au point A ressent le champ électrique rayonné par des "patches" carrés de côté a .

d'où l'expression du dipôle associé au "patch" :

$$d_{patch} = 4\pi\epsilon_0\Delta V a^2 \quad (3.59)$$

Le champ électrique $F_{patch}(r)$ rayonné par un couple de patch à une distance r est celui d'un dipôle, soit :

$$\begin{aligned} F_{patch} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{d_{patch}}{r^3} \\ F_{patch} &= \frac{\Delta V a^2}{r^3} \end{aligned} \quad (3.60)$$

Il s'agit à présent de sommer les contributions de tous les dipôles du plan. Soit la couronne de largeur dx et de rayon x centrée sur la verticale de l'atome (voir fig. 3.26). Si on considère que l'orientation des dipôles correspondants aux "patches" suit une marche aléatoire, la contribution de chaque couronne au champ total $F(z)$ sera proportionnelle à la racine carrée $d\sqrt{N}$ du nombre de dipôle qu'elle contient. On a :

$$d\sqrt{N} = \frac{\sqrt{2\pi}dx}{a} = \frac{\sqrt{2\pi}zd\theta}{a \cos^2 \theta} \quad (3.61)$$

où on a exprimé la quantité dN en fonction de l'angle polaire θ .

Finalement le champ total sera :

$$\begin{aligned} F(z) &\sim \int F_{patch} d\sqrt{N} \\ F(z) &\sim \int_0^{\pi/2} \frac{\Delta V a^2 \cos^3 \theta}{z^3} \frac{\sqrt{2\pi} z d\theta}{a \cos^2 \theta} \\ F(z) &\sim \frac{\sqrt{2\pi} a \Delta V}{z^2} \end{aligned} \quad (3.62)$$

Pour un atome situé à une distance $z = 500 \mu\text{m}$ du miroir, des "patches" de taille $a = 50 \text{ nm}$ (typique des technique d'évaporation standard) et une différence de potentiel ΔV entre "patches" de $0,1 \text{ V}$ on trouve un champ électrique de 50 mV.m^{-1} environ. La dispersion du champ sur une extension spatiale de $10 \mu\text{m}$ est de 2 mV.m^{-1} . Ces ordres de grandeur sont petits devant les champs et les dispersions de champs calculés au § 3.2.3 pour le piège A. Le confinement ne doit donc pas être altéré par cet effet. La perte de cohérence associée sera elle aussi faible. A l'échelle du piège, la contribution en champ électrique sera essentiellement un champ constant. En modifiant les paramètres de l'habillage micro-onde pour tenir compte du champ électrique moyen réel on doit se placer dans de bonnes conditions pour la compensation de la différence d'effet Stark.

3.4.2 Collisions assistées

Je présente dans ce qui suit le calcul du couplage entre un atome circulaire de Rydberg et un guide d'onde coplanaire. L'utilisation d'une ligne de transmission pour coupler deux atomes de Rydberg a été proposée par M. Lukin [93].

La géométrie de cavité que j'étudie ici est celle utilisée dans la groupe de R. Schoelkopf [33]. Comme le montre la figure 3.27, il s'agit d'un guide d'ondes coplanaire avec plan de masse dont le conducteur central est interrompu en deux endroits. Ces deux interruptions sont les équivalents coplanaires des miroirs d'une cavité Fabry-Perrot. Ils assurent le confinement du champ dans la direction de la ligne et permettent de coupler la cavité avec les modes propagatifs de la ligne.

Nous avons vu au début du chapitre que nous pouvons disposer d'atomes de Rydberg circulaires piégés au voisinage d'une puce électronique. Ces atomes doivent être polarisés suivant la direction normale au plan de la puce si l'on souhaite inhiber l'émission spontanée. Pour coupler les deux niveaux circulaires $|g\rangle$ et $|e\rangle$ il faut donc exposer l'atome à

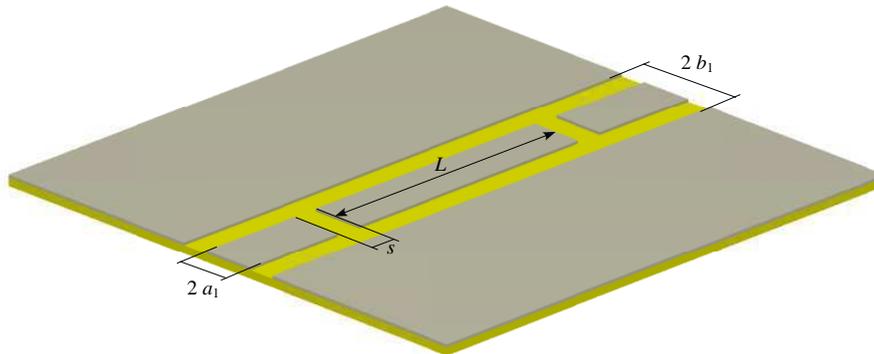


FIG. 3.27 – Guide d’ondes coplanaire et cavité. Le couplage de la cavité au reste de la ligne est assuré par la capacité des deux interruptions. En élargissant ces dernières on augmente le facteur de qualité de la cavité.

un champ polarisé σ , donc parallèle à la puce. L’examen des lignes de champ d’un guide d’onde coplanaire (voir fig. 3.28) montre que le champ est à peu près parallèle au plan de la ligne au dessus de l’interstice de la ligne. Si les électrodes de piégeage et la ligne de transmission sont coplanaires, ce qui est la situation la plus simple expérimentalement, c’est dans cette zone qu’il faut piéger les atomes. Je suppose dans la suite que je dispose d’une configuration d’électrodes de piégeage qui permette de piéger l’atome au milieu de la cavité (dans le sens de sa longueur) et à une distance h de la puce.

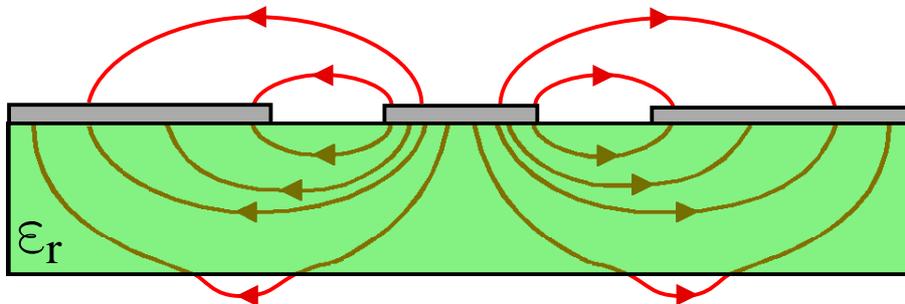


FIG. 3.28 – Lignes de champ électrique quasi-statique d’une ligne de transmission coplanaire.

Afin de calculer le champ électrique en un point donné, on peut, en suivant Wen [94], se placer dans le cadre de l’approximation quasi-statique. On considère donc un problème électrostatique à deux dimensions dans chaque plan perpendiculaire à l’axe x (voir fig. 3.28)). Il s’agit de calculer le champ électrique $F_y(h)$ suivant la direction y . Les paramètres variables sont le rapport d’aspect b_1/a_1 de la ligne et l’épaisseur du substrat. On peut de plus disposer un plan de masse sous le substrat. Dans tous les cas, le champ peut être déterminé en utilisant une transformation conforme. Il suffit donc de connaître l’amplitude de la tension sur le conducteur central de la ligne pour déduire la valeur du champ électrique à la position de l’atome. En quantifiant le problème de la ligne de transmission, Blais *et al* [33] montrent que la tension au centre de la cavité s’écrit :

$$V = V^0[a + a^\dagger] = \sqrt{\frac{\hbar\omega_r}{LC_l}}[a + a^\dagger] \quad (3.63)$$

où ω_r est la pulsation de résonance de la ligne, L sa longueur et C_l sa capacité par unité de longueur.

Pour un substrat en silicium, en fixant le rapport d'aspect b_1/a_1 à une valeur de 2, on trouve une impédance caractéristique de la ligne d'environ 50Ω et une capacité par unité de longueur $C_l \sim 0,13 \text{ nF.m}^{-1}$. La vitesse de propagation v_p vaut environ $0,4c$. La longueur L de la ligne qui produit un mode de plus basse fréquence à 50 GHz est :

$$L = \frac{\pi v_p}{\omega_r} \sim 1,18 \text{ mm} \quad (3.64)$$

On trouve finalement une amplitude $V^0 \sim 10 \mu\text{V}$ de la tension au centre de la cavité pour un champ de un photon. En divisant cette tension par la largeur $b_1 - a_1$ de l'interstice de la ligne, on obtient une approximation grossière du champ électrique \mathcal{E}_0 pour un photon, dans la limite où l'on reste à une distance du plan de la ligne comparable à $b_1 - a_1$. Le calcul donne un champ \mathcal{E}_0 de l'ordre de $0,1 \text{ V.m}^{-1}$ en considérant $b_1 - a_1 = 100 \mu\text{m}$ et une hauteur h du même ordre. La pulsation de Rabi du vide $\Omega_{\text{ligne}} = 2 \frac{d_{ge} \cdot \mathcal{E}_0}{\hbar}$ (d_{ge} est l'élément de matrice du dipôle électrique sur la transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$) correspondante est alors $\Omega_{\text{ligne}} \sim 2\pi \times 8,5 \text{ MHz}$. Cette valeur est plus de deux ordres de grandeurs plus élevées que la valeur de $2\pi \times 50 \text{ kHz}$ mesurée dans l'expérience en jet atomique. Cette différence s'explique par le fait que dans le cas de la ligne de transmission, le champ électrique est confiné transversalement dans une zone d'extension petite devant la longueur d'onde. Le volume du mode est donc extrêmement faible.

Une première application envisageable d'un tel couplage serait la mesure non destructive de l'état atomique par la méthode dispersive utilisée par R. Schoelkopf dans la référence [95]. Cette technique consiste à mesurer le déphasage induit sur la micro-onde par l'atome. Ce déphasage dépendant de l'état atomique, on réalise ainsi une mesure de l'état atomique. La micro-onde utilisée dans ce cadre n'est pas résonante avec la transition atomique et la probabilité d'absorption d'un photon reste donc très faible. La mesure peut donc être qualifiée de non-destructive : une fois l'état atomique déterminé, l'atome est effectivement dans cet état.

Les lignes de transmissions coplanaires peuvent également être utilisées pour coupler deux atomes distants. Le mécanisme est le même que celui décrit dans au § 1.1.3.b dans le cadre du dispositif en jet atomique. On a vu que la pulsation de l'oscillation de Rabi entre deux atomes est proportionnelle au carré du couplage de chaque atome avec le champ. On peut donc prévoir une forte augmentation de la vitesse d'intrication entre deux atomes grâce à cette méthode.

Conclusion

J'ai montré dans ce chapitre en m'appuyant sur des paramètres réalistes d'un point de vue expérimental que notre dispositif doit conduire à la production d'atomes de Rydberg circulaires uniques, métastables, piégés et cohérents. Les perspectives d'exploitations

de tels outils sont nombreuses, tant au niveau fondamental (interactions atome/surface, étude de systèmes simples) qu'au niveau appliqué (spectroscopie, traitement quantique de l'information). Il est cependant évident que ces développements ne se feront qu'à moyen ou long terme.

Avant de parvenir à la situation expérimentale décrite plus haut, la mise en œuvre du projet passera par de nombreuses étapes qui devraient donner lieu à des études annexes passionnantes. Nous attendons notamment beaucoup du système d'étude nouveau que constitue un nuage d'atomes froids ($T_{at} < 1 \mu\text{K}$) dans un environnement froid ($T_{env} \sim 1 \text{ K}$). Récemment, de nombreux articles ont été publiés qui s'intéressent à l'influence de la proximité d'une surface sur les propriétés d'un nuage d'atomes froids. La référence [34] montre notamment que les fluctuations thermiques de courants sont à l'origine de fluctuation magnétiques susceptible d'exciter des atomes hors d'un piège magnétique ou encore d'accélérer la décohérence d'un condensat de Bose-Einstein. Notre système modifie les paramètres expérimentaux pertinents pour ce problèmes sur deux fronts. D'une part le fait de travailler à basse température gèle les fluctuations thermiques. D'autre part l'utilisation de supraconducteurs pour les conducteurs du piège change a priori la statistique des courants. Il y a donc là un travail à la fois théorique et expérimental à effectuer pour appréhender cette nouvelle situation. La référence [96] traite de l'influence directe d'une surface, isolante ou métallique sur la stabilité d'un condensat de Bose-Einstein. La dépendance en température de ces interactions atome/surfaces pourraient également constituer un objet d'étude très intéressant. Dans le cas spécifique d'une surface supraconductrice, on peut également imaginer observer une signature sur la stabilité des atomes piégés de la présence de vortex de flux magnétique.

Chapitre 4

Comptage d'électrons : un détecteur supraconducteur

Comme nous l'avons vu au § 1.1.1 la détection des atomes de Rydberg se fait par ionisation. Il faut donc détecter de manière efficace des électrons uniques. La solution utilisée actuellement pour l'expérience en jet atomique, le multiplicateur d'électron, est certes fiable mais encombrante. En outre le multiplicateur doit être thermalisé à la température de l'azote liquide car il dissipe beaucoup d'énergie Joule au niveau du pont de résistance qui crée l'étagement des tensions de dynodes. Ce multiplicateur est donc la source d'un rayonnement à 77 K qui peut pénétrer dans la zone expérimentale. On observe en conséquence un champ "thermique" dans cette zone supérieur aux 0,1 photons par mode prévu à 1 K. La solution actuellement retenue consiste à bloquer l'accès aux ondes "gênantes" grâce à une grille dont la maille est plus petite que la moitié de la longueur d'onde correspondante. L'inconvénient est que l'efficacité de détection se trouve multipliée par la transparence de cette grille.

Toutes ces limitations nous poussent à chercher une technique de détection des électrons plus performante et plus intégrée. Nous avons commencé l'étude de détecteurs d'électrons basés sur la transition supraconducteur/normal d'une couche mince supraconductrice. Cette technique développée pour la détection de rayons X [97] peut être adaptée à notre cas particulier. La partie 4.1 explique le principe de fonctionnement de ces détecteurs. La partie 4.2 décrit le dispositif expérimental auquel nous avons eu recours. Je rapporte ensuite l'observation de premiers signaux expérimentaux de détection d'électrons uniques (4.3). Je conclus en décrivant les défauts actuels du dispositif et en proposant des solutions pour poursuivre cette étude (4.4).

4.1 Aspects théoriques

4.1.1 Principe de fonctionnement

La figure 4.1 décrit le principe de fonctionnement des détecteurs de photons uniques cités précédemment. On considère une piste supraconductrice de largeur w et d'épaisseur

h déposée sur un substrat isolant. On lui impose un courant I_{bias} légèrement inférieur au courant critique supraconducteur I_c , soit $I_{bias} = (1 - \epsilon)I_c$. La séquence de détection est la suivante :

- Un photon frappe la surface de la piste avec une énergie E_i .
- Au niveau de l'impact se crée une zone normale dite "hotspot" dont la taille croît au cours du temps jusqu'à atteindre un rayon maximum $r_{HS}(E_i)$.
- Le "supercourant" évite donc cette zone normale en passant autour du "hotspot".
- La densité de courant dans ces zones supraconductrices peut devenir surcritique si la zone normale occupe une fraction suffisante de la section du fil.
- On a alors une transition vers l'état normal de toute une section du fil. Le courant I_{bias} étant maintenu on voit apparaître une tension aux bornes du fil.
- Les processus de rethermalisation du film par le substrat conduisent la zone normale à se résorber. Finalement le signal observable est donc une impulsion de tension aux bornes du fil.

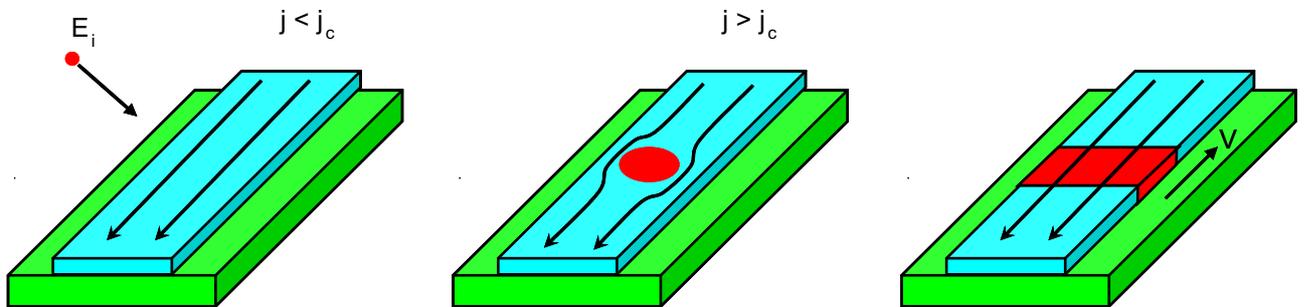


FIG. 4.1 – Principe du détecteur à film supraconducteur

Sobolewski *et al* rapportent dans la référence [98] la détection de photons infrarouges de longueur d'ondes comprises entre 500 nm et 2,1 μm (2,5 à 0,6 eV) en utilisant cette technique. Leurs mesures ont été entreprises sur des pistes de NbN d'épaisseur 6 nm et de largeur 200 nm. Les signaux de détection ont une durée de 150 ps, limitée par la bande passante de la chaîne d'amplification. La largeur temporelle intrinsèque de ces signaux est évaluée à 30 ps.

4.1.2 Cas des électrons

Le principe de fonctionnement exposé plus haut est propice à la détection de particules énergétiques autres que des photons. Il suffit pour cela qu'une fraction non négligeable de l'énergie incidente puisse être absorbée par le film supraconducteur pour créer un "hotspot". Dans le cas particulier qui nous intéresse, nous comptons sur l'interaction coulombienne de l'électron incident avec les électrons du supraconducteur pour casser assez de paires de Cooper et ainsi nucléer un point chaud. Il est en outre assez aisé de conférer de l'énergie à un électron en l'accélérant dans une différence de potentiel. La gamme du keV peut être aisément atteinte, soit une particule près de trois ordre de grandeur plus énergétique que les photons infrarouge détectés avec cette technologie [99]. En contrepartie on peut envisager d'augmenter la section du fil de détection ce qui permettrait de disposer d'une efficacité de collection plus grande. En effet, en admettant que l'efficacité

intrinsèque de ces détecteurs est bonne, le rendement quantique final sera limité par notre capacité à focaliser tous les électrons émis par un atome sur le fil. Ce problème est en fait loin d'être trivial. Au moment de la détection d'un atome de Rydberg, sa position est connue avec une précision de l'ordre du millimètre (dans le cas de l'expérience en jet atomique). L'électron d'ionisation a donc une énergie initiale dont la distribution de probabilité est liée à l'incertitude sur la position via le gradient du potentiel, c'est-à-dire le champ d'ionisation. Il s'agit donc de guider des électrons ayant une distribution d'énergie non-nulle sur un fil dont la section est de l'ordre du micron. Ce problème revient donc à concevoir un système d'optique électronique très focalisant (grossissement de l'ordre de 1000) et doté d'une grande profondeur de champ.

Nous avons choisi d'utiliser le Niobium comme supraconducteur pour le film détecteur. Ce matériau a été préféré au NbN le plus souvent utilisé pour les détecteurs de photons pour deux raisons :

- Contrairement au problème de la photodétection nous n'avons pas d'intérêt, à court terme en tout cas, à rendre le temps mort du détecteur aussi court que possible. Les temps caractéristique de rethermalisation dans NbN permettent d'observer des signaux de détection d'une durée de l'ordre de la centaine de picoseconde. Les données dont nous disposons pour le Niobium suggèrent des temps typiques de l'ordre de quelques nanosecondes. Cette échelle de temps serait déjà suffisante pour faire mieux que les 10^7 détections par secondes du montage en jet atomique.
- Les techniques de dépôt de couches minces de Niobium sont plus facilement accessibles (voir § 4.2.1)

J. Mozley a effectué les calculs de croissance d'un "hotspot" dans une couche mince de Niobium soumise à une excitation ponctuelle avec une énergie dans la gamme 100-2000 eV [88]. Le calcul bute sur la difficulté de trouver certains chiffres caractéristiques du Niobium mais permet cependant d'évaluer une taille maximum de "hotspot" dans des conditions d'épaisseur de la piste et d'énergie incidente données. On trouve que pour une piste d'épaisseur comprise entre 20 et 40 nm et une énergie de 2000 eV le hotspot a un rayon de l'ordre de 200 nm. Si l'on est capable de soumettre l'échantillon à un courant de polarisation égal à 90 % de son courant critique, un tel hotspot permet de faire transiter un fil de largeur 4 μm environ.

4.1.3 Modèle simple pour la détectivité

Il existe une limitation géométrique de l'efficacité de détection liée à la position transverse de l'impact sur le fil. Je décris ici un modèle très simple pour tenir compte de cet effet. La figure 4.2 présente la géométrie considérée. On considère un fil de largeur w et d'épaisseur e . L'hypothèse la plus simple consiste à supposer que lorsqu'un électron frappe la surface avec une énergie E_i à une distance l du bord du fil, il crée un "hotspot" de rayon $r_{HS}(E_i)$. Ce point chaud est tronqué si la distance l au bord est inférieure à son rayon. Cette hypothèse revient à ne pas tenir compte des effets de bord dans le calcul de la croissance du "hotspot" et à les réintégrer après coup en disant qu'il n'y a pas de quasi particules hors du film supraconducteur. On s'attend à ce qu'un calcul plus complet donne un point chaud plus allongé dans le sens de la longueur du fil, l'énergie absorbée devant se "dissoudre" dans un volume du même ordre. On néglige toutefois la variation

de la taille de la zone normale dans le sens de la largeur du fil.

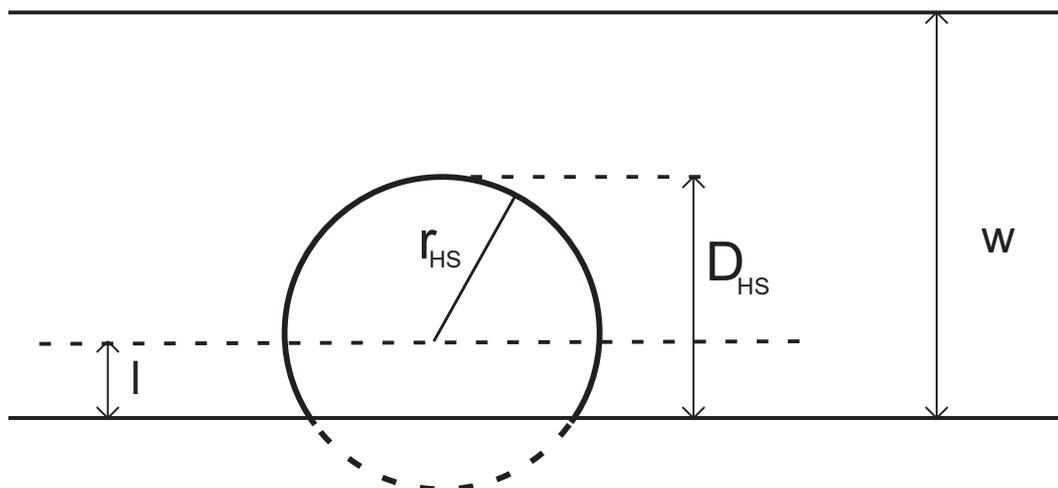


FIG. 4.2 – Influence de la position de l'impact de l'électron. On considère un "hotspot" circulaire plus ou moins tronqué en fonction de la position de l'impact électronique.

Dans le cadre de cette approximation la largeur effective du "hotspot" est :

$$\begin{aligned} D_{HS} &= r_{HS} + l & \text{si } 0 < l < r_{HS} \\ D_{HS} &= 2r_{HS} & \text{si } \frac{w}{2} > l > r_{HS} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Nous considérons ici que la distance l reste positive, c'est-à-dire que l'électron tombe sur le fil. Pour un électron suffisamment énergétique, on peut imaginer qu'un impact hors de la piste provoque un échauffement du substrat susceptible de nucléer un point chaud dans le conducteur. Nous négligeons cette possibilité dans le modèle présenté ici.

Fixons une énergie incidente E_i et donc un rayon $r_{HS}(E_i)$ de "hotspot" correspondant. Pour un courant I_{bias} donné, la condition de détection sur le diamètre du "hotspot" est :

$$D_{HS} > D_c = w \left(1 - \frac{I_{bias}}{I_c} \right) \quad (4.2)$$

la densité de supracourant autour du "hotspot" devenant ainsi supérieure à la densité de courant critique.

Nous supposons ici que tous les électrons dont l'énergie incidente et le point d'impact avec la piste conduisent à un diamètre de "hotspot" D_{HS} supérieur au diamètre critique D_c sont effectivement comptés. Cette hypothèse revient à considérer que l'énergie déposée dans le conducteur est toujours égale à l'énergie incidente. On néglige donc la possibilité qu'un électron soit réfléchi de manière élastique par la surface. Dans ce qui suit on s'intéresse, dans le cadre du modèle proposé, à la détectivité η d'un fil supraconducteur en fonction du courant de polarisation I_{bias} . La quantité η est définie comme la fraction des électrons tombant sur le fil produisant un "hotspot" remplissant la condition 4.2. Il est bien entendu qu'il faut ensuite tenir compte de la surface couverte par le fil pour évaluer la détectivité réelle du système.

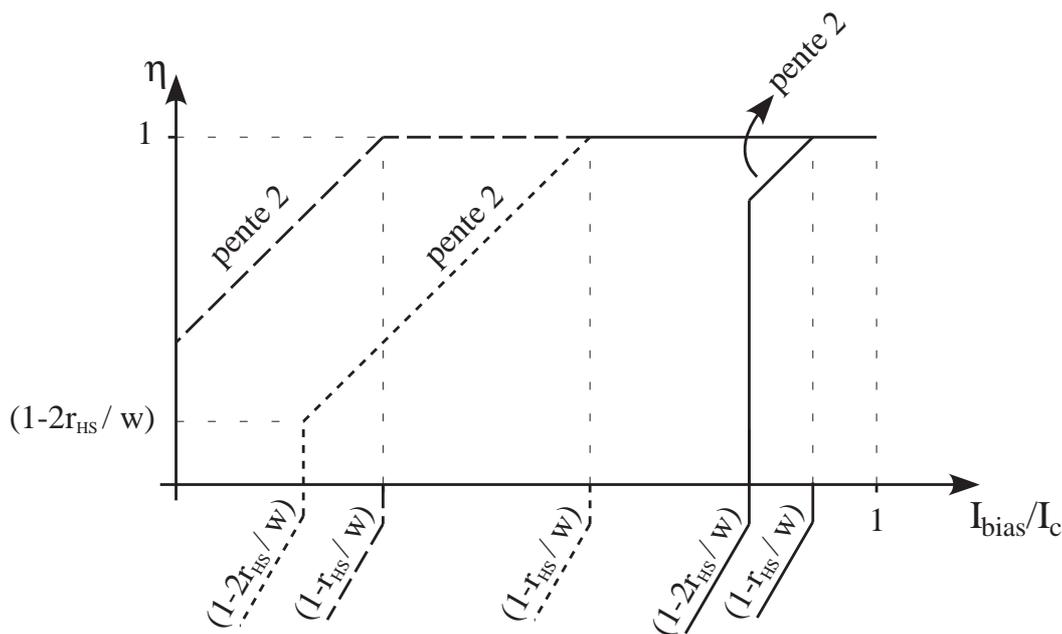


FIG. 4.3 – Variation de l'efficacité de détection en fonction du courant imposé. Les courbes en trait plein et pointillé court correspondent à deux cas où $2r_{HS} < w$. Le cas $w/2 < r_{HS} < w$ est représenté par la la courbe en pointillés longs.

La figure 4.3 illustre les différents régimes de fonctionnement lorsqu'on varie I_{bias}/I_c dans le cas où $2r_{HS} < w$:

- Pour $I_{bias} < I_c \left(1 - \frac{2r_{HS}(E_i)}{w}\right)$, tous les "hotspots" créés (même bien centrés) sont trop petits pour que le supercourant qui les contourne soit surcritique. La détectivité η est donc nulle.
- Pour $I_{bias} = I_c \left(1 - \frac{2r_{HS}(E_i)}{w}\right)$, tous les électrons créant un "hotspot" non tronqué sont détectés. La détectivité est en ce point $\eta = 1 - \frac{2r_{HS}(E_i)}{w}$. A partir de ce courant la détectivité est linéaire en courant et s'écrit $\eta = 2\frac{I_{bias}}{I_c} - 1 + \frac{2r_{HS}(E_i)}{w}$.
- Au delà du courant $I_{bias} = I_c \left(1 - \frac{r_{HS}(E_i)}{w}\right)$, tous les électrons sont détectés et la détectivité sature donc à la valeur 1.

Dans le cas où $2r_{HS} < w$, il n'y a pas de seuil de détection car les électrons tombant au centre de la piste créent un "hotspot" de taille supérieure à la largeur de la piste. La condition 4.2 est donc remplie pour un courant infiniment faible. L'allure de la détectivité η en fonction du rapport I_{bias}/I_c est obtenue en translatant la courbe précédente vers les courants faibles (voir fig. 4.3). On ne considère ici que les courants positifs car le fonctionnement du détecteur est indépendant du signe du courant.

Dans la pratique, on ne peut pas rendre le courant imposé aussi proche que l'on veut du courant critique. Etant donné la température finie à laquelle on opère, la transition a une largeur en densité de courant non nulle. Il faut également éviter qu'un bruit électronique ne fasse transiter l'échantillon dans son état normal provoquant ainsi un compte noir.

La partie suivante décrit le montage expérimental que nous avons utilisé pour tester

ces détecteurs ainsi que les premiers signaux obtenus.

4.2 Dispositif expérimental

4.2.1 Echantillons

L'équipe de D. Estève au CEA a gracieusement mis à notre disposition ses outils pour le dépôt et la gravure de films de Niobium. J'ai ainsi personnellement réalisé les échantillons utilisés pour cette thèse en bénéficiant de l'aide précieuse des membres de ce groupe de recherche. La procédure de fabrication est schématisée en figure 4.4 suit les étapes suivante :

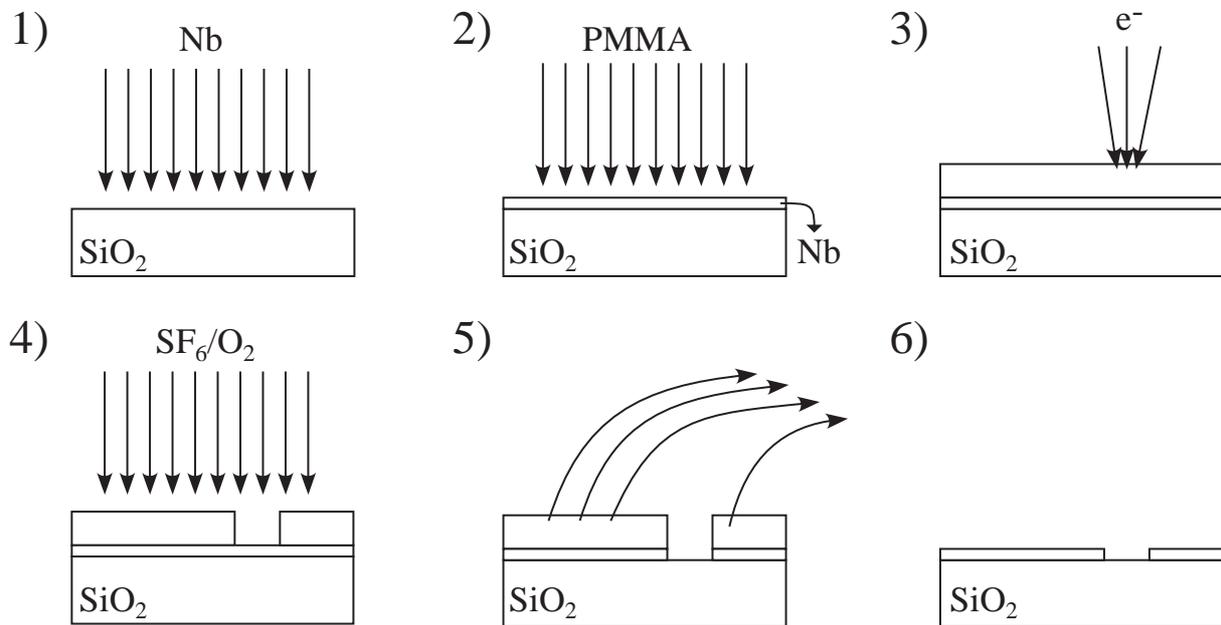


FIG. 4.4 – Fabrication des échantillons pour la détection. Les différentes étapes sont commentées dans le corps du texte.

1. On pulvérise une couche de Niobium dont on contrôle l'épaisseur sur un substrat de silicium de 300 μm d'épaisseur oxydé sur 500 nm. Tous les échantillons que nous avons testés proviennent d'un même "wafer" de Silicium couvert d'une couche d'environ 30 à 35 nm d'épaisseur.
2. On dépose une résine, le PMMA sur ce "wafer". L'épaisseur de résine est contrôlée en faisant tourner l'échantillon pendant le dépôt. Pour ce procédé de fabrication, l'épaisseur de résine est de 170 nm. Elle est obtenue en faisant tourner l'échantillon à 2000 tours/min pendant une minute. On chauffe ensuite l'ensemble à 170° pendant 10 minutes.
3. On utilise un microscope électronique à balayage pour lithographier la résine. On expose au faisceau électronique les contours des conducteurs désirés (le négatif du

motif). De cette façon on obtient un motif entouré d'un plan conducteur pouvant servir de plan de masse.

4. Après révélation de la résine, on grave le motif grâce à un procédé de gravure ionique réactive (RIE). Seules les parties de la puce ayant été exposées au faisceau électronique sont attaquées par la gravure. Le temps de gravure est calibré pour enlever toute l'épaisseur de Niobium aux endroits exposés.
5. La résine est dissoute dans l'acétone dans une cuve à ultrasons.

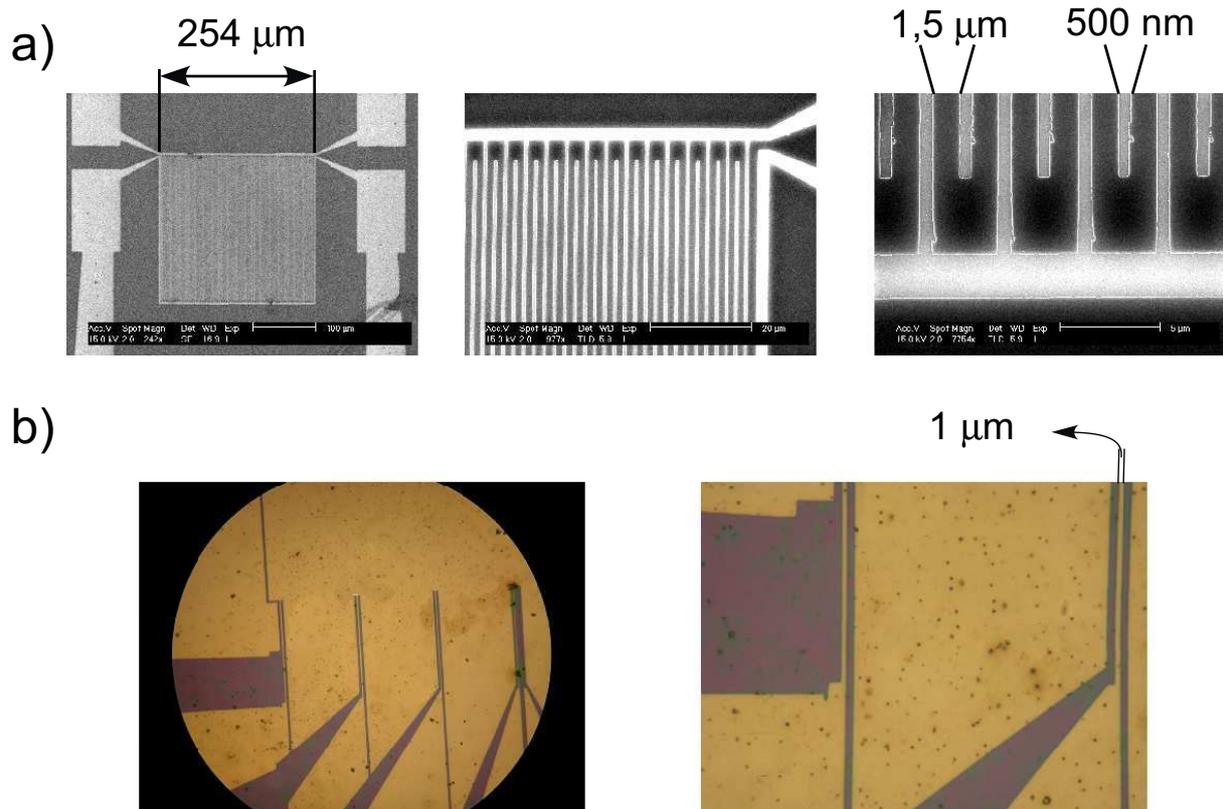


FIG. 4.5 – Images en microscopie électronique des échantillons pour la détection d'électrons uniques. a) Échantillon 1 : fil de largeur $1,5 \mu\text{m}$ en méandre. b) Échantillon 2 : fil rectiligne de $1 \mu\text{m}$ de large. Il y a plusieurs fils de tailles différentes sur le même échantillon. Tous les tests présentés ont été effectués sur le même fil.

Nous avons fabriqué deux types d'échantillons distincts à partir d'un même film d'épaisseur comprise entre 30 et 35 nm : des méandres et des fils rectilignes. Les méandres sont des fils de largeur $1,5 \mu\text{m}$ repliés sur eux-même pour recouvrir la plus grande fraction possible d'une aire de $250 \times 250 \mu\text{m}$ (voir fig. 4.5.a). Dans la suite je désigne par échantillon 1 un méandre dont l'interstice entre les différentes arches a une largeur de 500 nm. Sa longueur totale dépliée est de l'ordre de 3,3 cm. Cet échantillon permet de disposer d'une grande aire de collection pour un électron incident. Nous avons également étudié un fil rectiligne de largeur $1 \mu\text{m}$ et de $100 \mu\text{m}$ de long que nous appelons dans la suite échantillon 2 (voir fig. 4.5.b). Cette géométrie plus simple permet de s'affranchir des problèmes de transmission du signal inhérents au méandre. Il est également plus aisé de maîtriser

les dispersions de largeur et d'épaisseur du fil pour une longueur de $100 \mu\text{m}$ que pour une longueur totale dépliée du méandre de $3,3 \text{ cm}$ environ.

4.2.2 Montage cryogénique et source d'électrons

Les tests ont été réalisés dans un cryostat annexe à Hélium 4 pompé. L'échantillon à tester était monté sur un support solide du fond du récipient d'Hélium 4 (voir fig. 4.6). Dans ce montage, on peut varier la température de l'échantillon entre $4,2 \text{ K}$ et $1,5 \text{ K}$ en pompant directement sur le réservoir d'Hélium 4. L'isolation vis à vis du rayonnement du corps noir à température ambiante est obtenue grâce à deux écrans thermalisés respectivement à la température du bain d'Hélium et à la température de l'Azote liquide. L'écran thermalisé à la température de l'Hélium permet en outre de blinder l'échantillon vis-à-vis des bruits venant de l'extérieur.

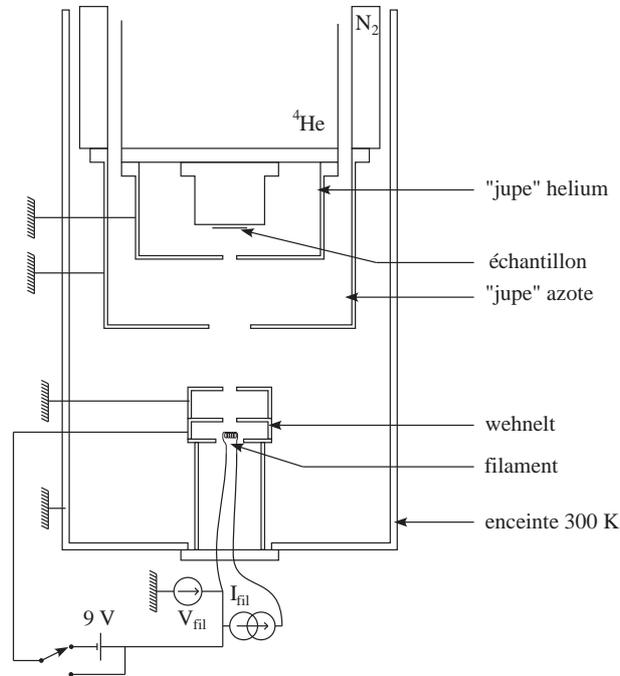


FIG. 4.6 – *Petit cryostat pour les tests de détection d'électrons uniques.*

La figure 4.6 montre également la source d'électron que nous avons utilisé. Il s'agit d'un filament de Tungstène parcouru par un courant I_{fil} . L'alimentation en courant de ce filament est flottante à une tension V_{fil} qui permet de régler l'énergie des électrons émis. Une électrode percée, le "wehnelt", permet d'interrompre le flux d'électron quand on lui impose un potentiel V_w inférieur de 9 volts à V_{fil} . Les électrons émis par le filament ne sont alors pas suffisamment énergétiques pour franchir la barrière de potentiel produite dans le trou de ce "wehnelt".

4.2.3 Circuits de polarisation

Le circuit de polarisation des échantillons détecteurs doit obéir à deux impératifs :

- Alimenter le fil de détection avec un courant stable.
- Transmettre le signal rapide de détection pour qu'il soit observable dans de bonnes conditions à l'extérieur du cryostat.

Il faut par ailleurs comme nous le verrons par la suite éviter au maximum tous les bruits susceptibles de faire transiter l'échantillon dans son ensemble ou de provoquer un compte noir.

Je présente dans ce qui suit les circuits de polarisation que nous avons utilisé avec chacun de nos deux échantillons. Il est à noter que, à l'exception notable de la piste de détection elle-même, tout le circuit "signal" est adapté 50Ω pour faciliter la connection à un oscilloscope ou à un circuit de comptage d'impulsions. Nous estimons que quand un électron est détecté la résistance de la zone rendue normale est de l'ordre de quelque dizaine d'Ohms. Pour évaluer cet ordre de grandeur nous mesurons la résistance "par carré" des échantillons, soit la résistance d'une portion du fil de longueur égale à la largeur du fil. Cette grandeur est caractéristique d'un film donné et de son épaisseur. Pour la mesurer nous divisons la résistance totale de l'échantillon par le nombre de portions carrées qui le constitue. Nous trouvons, à température ambiante, une résistance par carré de $19,5 \Omega$ pour l'échantillon 1 et de 20Ω pour l'échantillon 2. Lorsqu'une section de fil transite vers la phase normale, la résistance au courant qui apparaît est comparable à cette résistance par carré dans la mesure où la taille de "hotspot" est du même ordre que la largeur du fil. En définitive, la perte de signal due aux problèmes d'adaptation d'impédance doit donc être raisonnable.

4.2.3.a Echantillon 1

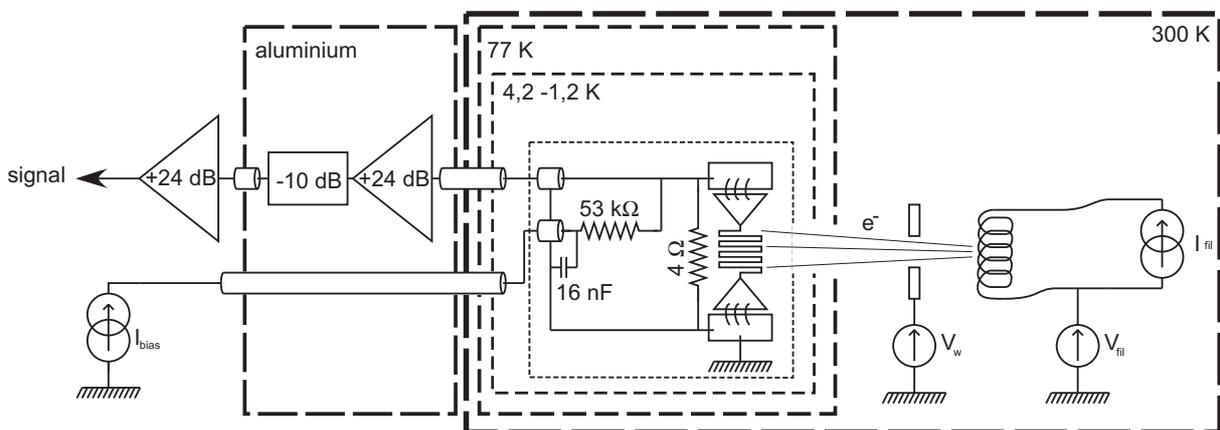


FIG. 4.7 – Circuit de polarisation de l'échantillon 1. Le premier amplificateur et le filtre passe-bas 1, 9 MHz sont emballés dans du papier aluminium pour écranter le bruit.

La figure 4.7 représente le circuit de polarisation que nous avons utilisé avec l'échantillon 1.

- L'échantillon est connecté au reste du circuit via des "bondings" en aluminium de diamètre $25 \mu\text{m}$ sur des électrodes de contacts triangulaires. La source de courant est de marque Yokogawa. Nous avons constaté que cette source introduit un bruit haute fréquence assez important, d'où la nécessité de filtrer la ligne.

- La résistance de $50 \text{ k}\Omega$ ($53 \text{ k}\Omega$ à $4,2 \text{ K}$) permet de s'assurer que la source se comporte effectivement comme une source de courant même quand une petite partie du méandre devient résistif. Etant donnée la résistance de $19,5 \text{ }\Omega$ par carré de l'échantillon 1, la résistance d'une zone normale de longueur faible devant la longueur totale est en effet négligeable par rapport à ces $53 \text{ }\Omega$.
- La capacité de 16 nF sert à filtrer le bruit haute fréquence incident par la ligne "bias". La fréquence de coupure correspondante est d'environ 1 kHz .
- Sur la ligne "signal" le branchement ampli-atténuateur-ampli réduit les problèmes d'oscillation des amplis.

4.2.3.b Echantillon 2

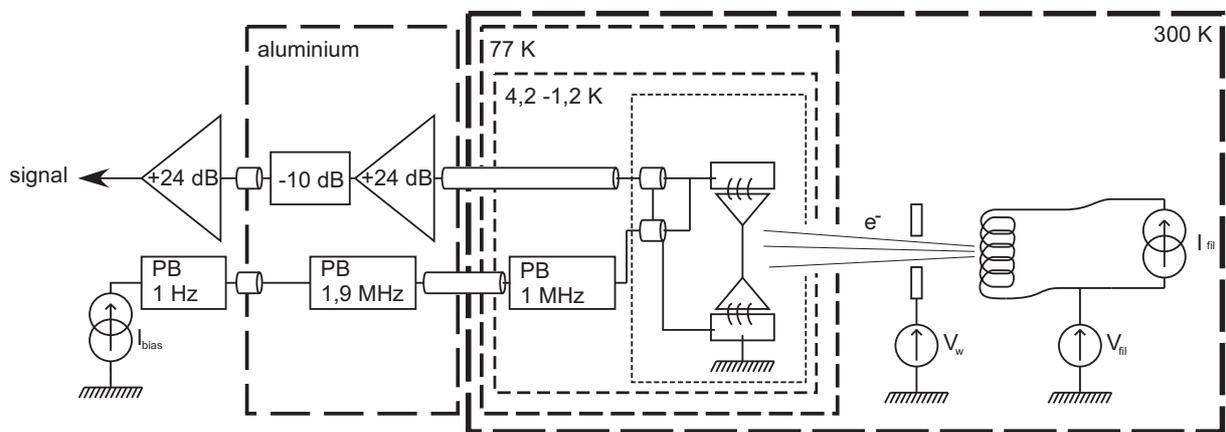


FIG. 4.8 – Circuit de polarisation de l'échantillon 2. Le premier amplificateur et le filtre passe-bas $1,9 \text{ MHz}$ sont emballés dans du papier aluminium pour écranter le bruit.

La figure 4.8 représente le schéma électrique de polarisation et de détection utilisé pour les expériences avec l'échantillon 2.

- Le filtre passe-bas de fréquence de coupure 1 MHz situé dans le bain d'hélium a été fabriqué au laboratoire suivant des plans gracieusement fournis par le groupe de D. Estève au CEA. Il s'agit en fait d'un simple filtre passif à base de résistances et de capacités (voir fig. 4.9). Les composants sont soudés et disposés dans un boîtier en laiton rempli d'une poudre métallique isolante. Cette poudre permet d'atténuer notablement les très hautes fréquences ($>1 \text{ GHz}$), en empêchant la propagation de ces ondes autour des composants du filtre par rayonnement. C'est ce filtre passe-bas qui réalise la séparation de la partie "signal" (rapide) de la partie "bias" (lente). La résistance au courant continu de ce filtre est de $17,4 \text{ k}\Omega$ à $4,2 \text{ K}$. Associé avec la source Yokogawa, on a donc une "vraie" source de courant tant qu'il n'y a pas de zone normale de longueur comparable au fil.
- Les deux filtres situés à l'extérieur du cryostat atténuent le bruit entrant dans le circuit par la voie de "bias". Le passe-bas coupant à 1 Hz a été réalisé au laboratoire. Le filtre à $1,9 \text{ MHz}$ est de marque Minicircuit.

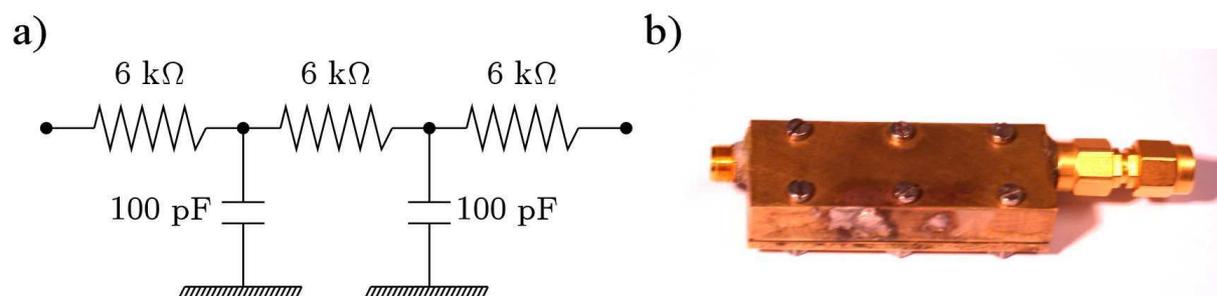


FIG. 4.9 – Filtre passe-bas "à poudre". a) Circuit électrique. b) Boîtier en laiton avec connecteurs SMA.

4.3 Signaux de détection

Je présente ici les résultats obtenus sur l'échantillon 1 (méandre de $1,5\ \mu\text{m}$ de large) et sur l'échantillon 2 (fil droit de largeur $1\ \mu\text{m}$). Ces résultats sont confrontés au modèle de détectivité de la partie 4.1.

4.3.1 Courants critiques

Avant de détecter des électrons nous devons mesurer le courant critique de l'échantillon. Pour cela nous réalisons une caractéristique courant de "bias"/tension aux bornes de la ligne "signal" (sans amplificateur).

Echantillon 2

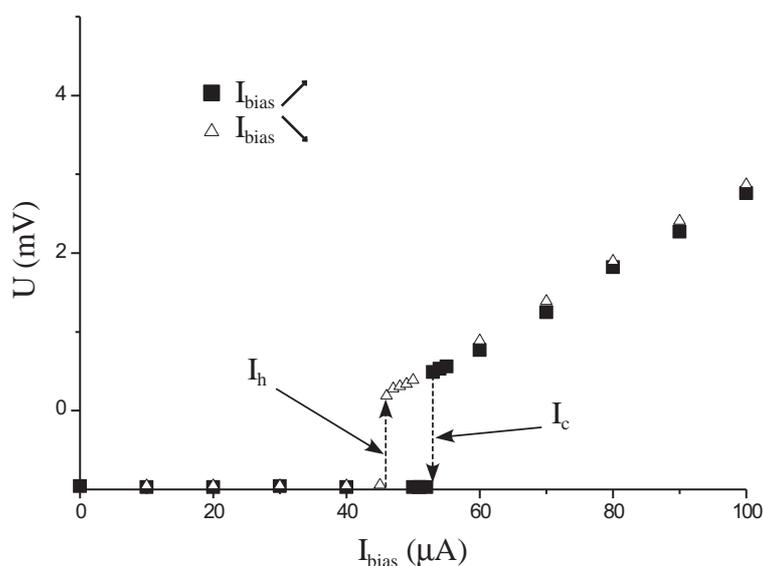


FIG. 4.10 – Mesure du courant critique de l'échantillon 2. L'hystérèse observée est due à l'effet Joule. A courant faible on observe une tension constante négative probablement due à un effet thermoélectrique.

La courbe 4.10 obtenue dans le cas de l'échantillon 2 présente un comportement hysté-
rétique lorsqu'on balaie I_{bias} dans le sens croissant puis dans le sens décroissant. On note
que la transition vers la phase normale se fait à un courant plus haut ($53 \mu A$) que la tran-
sition vers la phase supraconductrice ($46 \mu A$). On définit le courant I_h qui est le courant
pour lequel l'échantillon passe de l'état normal à l'état supraconducteur en diminuant
le courant. Cette valeur du courant est en fait celle pour laquelle un point chaud peut
s'auto-entretenir. Pour cette intensité, la puissance Joule dissipée par un point chaud est
entièrement absorbée par les mécanismes de thermalisation, essentiellement par le sub-
strat. Si le courant est plus grand, le hotspot chauffe trop et provoque une "avalanche"
qui fait transiter l'échantillon entier. Si au contraire on impose un courant inférieur, le
gaz de quasiparticules qui constitue le "hotspot" se thermalise et on bascule donc dans la
phase supraconductrice. En tout état de cause, le courant limite que l'on peut imposer à
un échantillon tout en espérant détecter des électrons sans effet d'avalanche est I_h .

Il faut noter que le courant critique que nous mesurons ici ne semble pas être le courant
critique intrinsèque de l'échantillon. En effet, lorsque nous branchons les deux amplifi-
cateurs sur la ligne "signal" pour compter les événements de détection, nous observons un
courant critique statique de $75 \mu A$, supérieur à la valeur de $53 \mu A$ mesurée sans amplifi-
cateur. Nous attribuons cette différence de mesure à une meilleure isolation du bruit en
présence des amplificateurs. En effet, si le bruit est de nature à créer des pics de courant
au niveau du fil de détection, il peut être responsable d'une transition rapide vers l'état
normal dès que le courant est allumé.

Echantillon 1

La figure 4.11 donne la caractéristique courant/tension pour un méandre. Le courant
critique est de $270 \mu A$ et le courant de hotspot de $115 \mu A$.

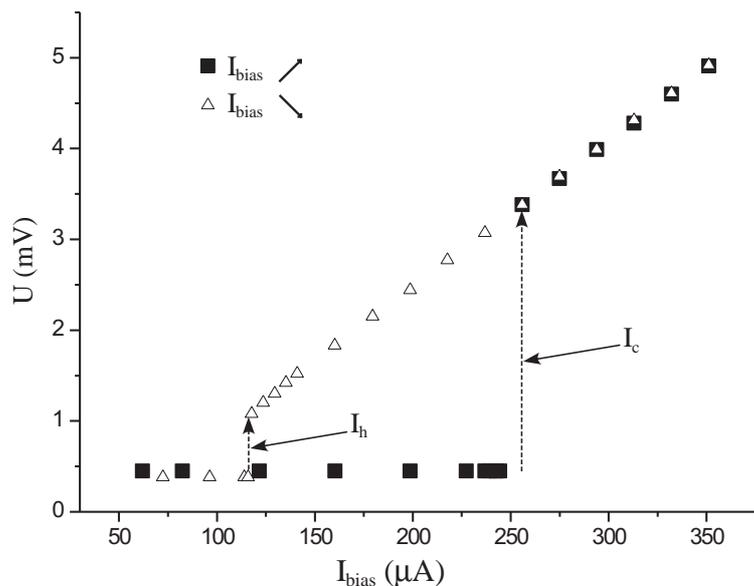


FIG. 4.11 – Mesure du courant critique de l'échantillon 1.

Dans ce cas, l'ajout des amplificateurs sur la ligne "signal" ne change pas significati-

vement le courant critique mesuré.

4.3.2 Mesures dynamiques de courants critiques

Afin de déterminer le courant critique intrinsèque, c'est-à-dire non-limité par le bruit, d'un échantillon, il faut observer ce dernier juste après l'allumage d'une source de courant, avant qu'un pic de bruit ne soit capté. Le courant critique est le courant seuil pour lequel il n'y a pas de stabilité possible de l'échantillon dans la phase supraconductrice, même pendant un court instant.

Supposons que l'on soumet un échantillon à une rampe linéaire de courant (taux de variation du courant I'). On observe la transition en masse de l'échantillon au bout d'un délai donné τ_i . En reproduisant cette expérience à I' constant, on produit un histogramme des temps de transition τ_i . Au temps τ_i correspond un courant $I(\tau_i) = I'\tau_i$, compte tenu du taux de variation de la rampe. On dispose donc d'un histogramme de courants critiques. Dans la situation où les fluctuations thermiques sont la seule source de bruit, cet histogramme doit être asymétrique avec une limite franche imposée par le courant critique intrinsèque. Sa largeur est alors liée à la température. Si au contraire il existe une source de bruit supplémentaire importante, l'histogramme est symétrique et déplacé vers les bas courants. Sa largeur est alors liée à la densité de bruit sur l'échantillon. En effet, les bruits susceptibles de faire transiter l'échantillon sont répartis dans le temps avec une distribution donnée. Soit t_{bruit} le délai aléatoire entre deux tels pics de bruit. On peut considérer que t_{bruit} est une variable aléatoire dotée d'une valeur moyenne $\langle t_{bruit} \rangle$ et d'un écart type Δt_{bruit} . Plus le courant est augmenté rapidement moins la probabilité qu'un bruit fasse transiter l'échantillon avant le courant critique réel I_c est grande. En particulier si le temps pour atteindre I_c est inférieur au temps minimum entre deux pics de bruit, on peut observer une transition pour une valeur du courant très proche de I_c (limitée thermiquement). En diminuant le temps de montée de la rampe on déplace donc le centre des histogrammes vers les forts courants. Tant que le courant critique est imposé par le bruit, l'histogramme des temps de transition est symétrique. Lorsqu'on approche de I_c en augmentant I' , l'histogramme se déforme en "s'aplatissant" du côté des forts courants. La valeur limite, "à droite" de l'histogramme correspondant est le courant critique intrinsèque.

Nous avons soumis notre échantillon 1 (fil rectiligne) à des rampes de plus en plus rapides sans jamais observer de déformation de l'histogramme. La figure 4.12.a présente la variation du courant critique déduit de la valeur moyenne des temps de transition en fonction du taux de montée de la rampe. On constate que cette courbe est croissante et qu'elle ne sature pas dans la gamme observée. On est donc a priori loin du courant critique intrinsèque. Ces mesures démontrent toutefois que le courant critique que nous observons en statique est limité par le bruit.

Si l'on souhaite augmenter davantage la vitesse de rampe on est confronté au problème de la transmission du signal. La rampe en courant est déformée (pas linéaire) et on ne peut en conséquence pas déduire le courant au moment de la transition du taux de variation que l'on souhaite imposer. Pour contourner cette limitation on peut réaliser des mesures grossières du courant de transition en visualisant l'événement à l'oscilloscope et

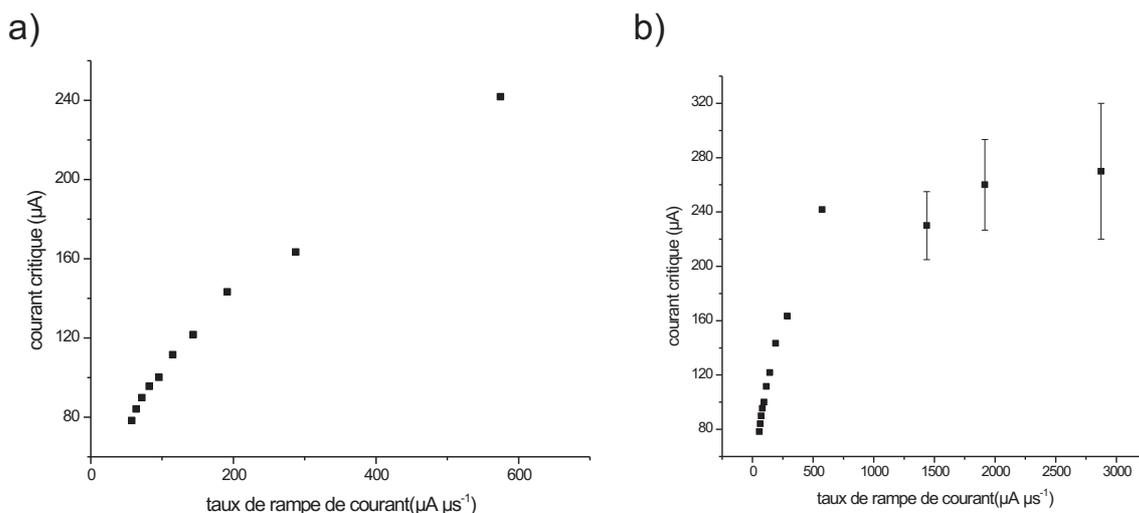


FIG. 4.12 – Variation du courant de transition de l'échantillon 1 en fonction de la vitesse de rampe. a) Les valeurs des courants sont déduites du délai moyen entre le début de la rampe et la transition. b) Valeurs supplémentaires obtenues en visualisant les événements à l'oscilloscope.

en mesurant sur la trace la tension aux bornes de l'échantillon au moment de la transition. Nous avons effectué des mesures de ce type en plaçant une résistance de 10Ω en série avec le fil. La rampe de courant était fournie par un générateur d'impulsions de tension en série avec une résistance de $1 \text{ k}\Omega$. La tension aux bornes de l'échantillon était visualisée après amplification. La figure 4.13 présente les traces d'oscilloscope obtenues avec une rampe négative d'amplitude 600 mV et de temps de montée 60 ns . On observe que la tension U_{ech} commence à croître avec un délai par rapport à la tension U_{rampe} mesurée directement aux bornes du générateur de signaux. Ce retard est égal au double du temps de propagation t_{prop} du signal de rampe du générateur jusqu'à l'échantillon. Nous mesurons $2t_{prop} \sim 20 \text{ ns}$ en bon accord avec la distance à parcourir ($\sim 2 \text{ m}$). La tension U_{ech} aux bornes de l'échantillon présente un "accident" que nous attribuons au changement d'impédance du fil au moment de la transition vers l'état normal. En soustrayant le délai $2t_{prop}$ au temps de cette transition on évalue l'instant où la tension de rampe était telle que le courant correspondant à travers la résistance de $1 \text{ k}\Omega$ était égal au courant critique de l'échantillon. On peut ainsi remonter au courant critique. La valeur calculée est évidemment entachée de beaucoup d'erreur dans la mesure où l'instant de la transition et le délai de propagation sont mesurés avec une faible précision. Les mesures présentées dans ce qui suit sont donc essentiellement indicatives.

Nous avons mesuré grâce à cette méthode des courants de transition compris entre 230 et $270 \mu\text{A}$ pour des taux de rampes compris entre 10000 et $20000 \mu\text{A } \mu\text{s}^{-1}$. Si on ajoute ces points aux données précédentes, on observe une saturation de la valeur du courant de transition à une valeur d'environ $270 \mu\text{A}$ (voir 4.12.b). Les barres d'erreurs sur ces 3 points sont obtenues en tenant compte d'une incertitude de 5 ns sur le pointé du temps de transition.

Si l'on compare le plus grand courant critique dynamique observé ($270 \mu\text{A}$) au courant critique mesuré en statique ($53 \mu\text{A}$) on s'aperçoit que le bruit sur l'échantillon est le

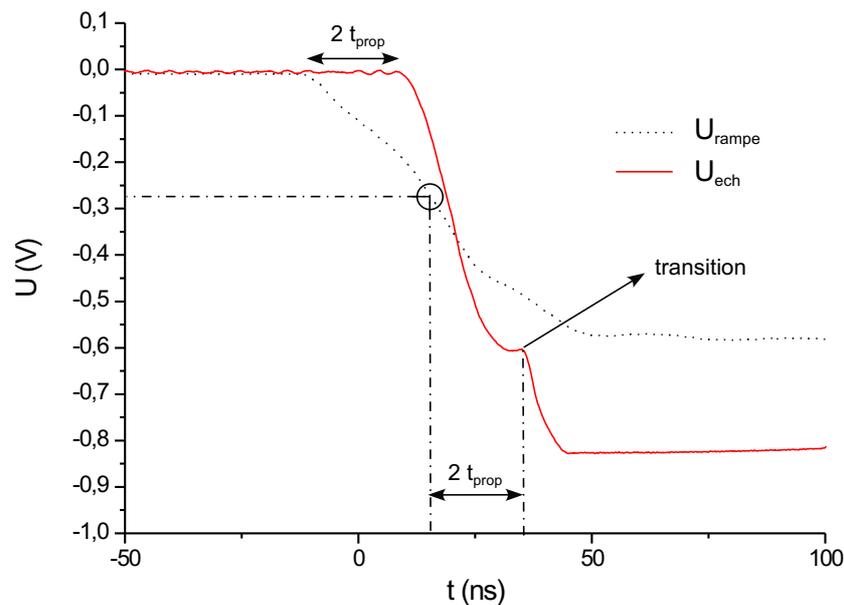


FIG. 4.13 – Mesure de courant critique dynamique à l'oscilloscope. On soustrait au temps de la transition le temps de propagation aller-retour entre l'extérieur et l'intérieur du cryostat.

principal facteur limitant de la plage de courants de polarisation accessible. Je décris dans la partie 4.4 les solutions que nous pouvons apporter à ce problème.

4.3.3 Premiers signaux

Echantillon 2

La figure 4.14 présente des signaux de détection d'électrons. Ils ne sont pas observables lorsque le wehnelt est en position "non-passante". Ils ont été enregistrés pour un courant de polarisation de $40 \mu\text{A}$ et une énergie des électrons incidents de 1000 eV. Les signaux présentés sont représentatifs de la dispersion en amplitude mesurée.

La figure 4.15 est constituée de signaux moyennés 64 fois. Les oscillations superposées au signal sont compatibles avec la bande passante (300 Mhz) de notre oscilloscope. L'énergie des électrons incidents est de 1000 eV. On constate que les signaux ont des temps de montée équivalents (3 ns, probablement limités par l'oscilloscope) pour les deux valeurs de I_{bias} utilisées, soient 30 et $40 \mu\text{A}$. Le temps de descente est en revanche d'autant plus long que le courant est plus élevé. Nous expliquons cette dépendance par la dynamique de rethermalisation des "hotspot" qui est allongée par une contribution de chauffage Joule plus importante. En variant I_{bias} on peut atteindre le seuil I_h pour lequel un électron fait transiter en masse tout l'échantillon.

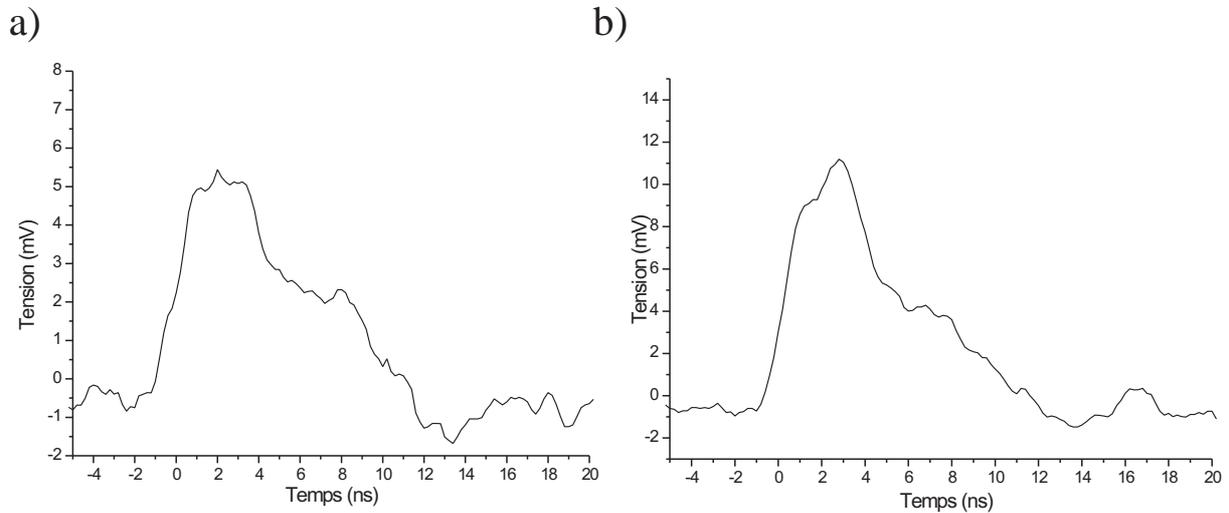


FIG. 4.14 – Signaux bruts de détection d'électrons uniques. Le courant de polarisation vaut $40 \mu\text{A}$ et la tension d'accélération 1000 V . Les cas a) et b) correspondent aux extrémités de la gamme d'amplitude observée.

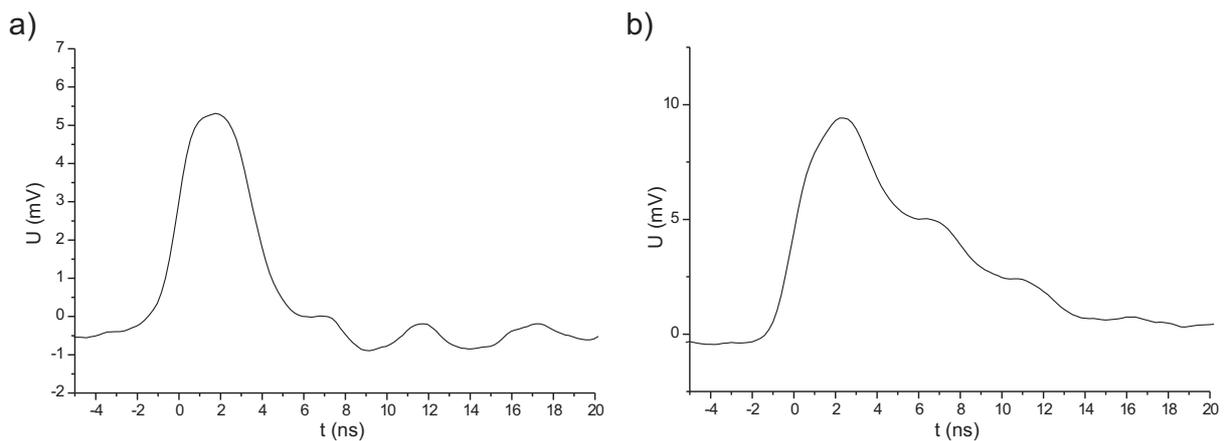


FIG. 4.15 – Signaux de détection d'électrons uniques moyennés. La tension d'accélération est de 1000 V . a) Le courant de polarisation vaut $30 \mu\text{A}$. b) Le courant de polarisation vaut $40 \mu\text{A}$. Le temps de descente est allongé par un chauffage Joule plus important.

Echantillon 1

Aux énergies d'accélération typique que nous avons utilisées (~ 1000 V), le méandre que nous avons testé détecte les électrons à partir de courant de "bias" du même ordre que le courant de hotspot I_h ($\sim 110 \mu\text{A}$). Dans ces conditions, tout électron détecté provoque la transition en masse de l'échantillon à cause de l'effet Joule. Nous avons donc eu recours à une résistance de 4Ω en parallèle du méandre pour contrôler ce phénomène (voir fig. 4.7). De cette façon, lorsqu'une fraction du fil devient normale (résistive), une partie du courant est divertie vers la résistance en parallèle, ce qui contribue à une thermalisation plus aisée. On peut a priori utiliser le détecteur de cette manière avec un courant de bias supérieur à I_h . Grâce à cette astuce on observe des événements de détection "rethermalisés" jusqu'à des courants de $245 \mu\text{A}$.

4.3.4 Comptage d'électrons

Afin de comparer notre système avec le modèle simple proposé au § 4.1.3 nous avons installé un compteur d'impulsions sur la ligne "signal". Il s'agissait d'observer une saturation du taux de comptage et d'évaluer ainsi la fraction du flux d'électrons détectés par notre compteur.

Echantillon 1

En variant I_{bias} pour une tension d'accélération fixée à 1400 V nous obtenons la courbe de la figure 4.16. Ces données ont été enregistrées avec une résistance de 4Ω en parallèle du méandre pour faciliter sa rethermalisation. Conformément aux prédictions de notre modèle (voir § 4.1.3) nous obtenons un courant seuil ($I_{bias}^{(seuil)} \simeq 110 \mu\text{A}$) de détection puis une augmentation linéaire du nombre de coups avec I_{bias} . La courbe présente une rupture de pente pour $I_{bias}^{(sat)} = 215 \mu\text{A}$ sans pour autant saturer de manière franche.

On réalise un ajustement des données avec la dépendance en courant prédite par le modèle du § 4.1.3. Les paramètres variables sont le rayon de "hotspot" r_{HS} , le flux électronique de saturation Φ^{sat} et le courant critique I_c . La courbe correspondante est tracée en trait plein sur la figure 4.16. On trouve :

$$\begin{aligned} r_{HS} &= 490 \pm 17 \text{ nm} \\ \Phi^{sat} &= 883 \pm 15 \text{ s}^{-1} \\ I_c &= 332 \pm 12 \mu\text{A} \end{aligned} \tag{4.3}$$

Le courant critique déduit de cet ajustement est supérieur aux $270 \mu\text{A}$ mesurés en statique. Si l'on en croit le modèle proposé, l'échantillon est donc soumis à un bruit qui diminue son courant critique observable en continu.

Si on fait l'hypothèse que la largeur finie du seuil est due à la dispersion de taille de fil, on peut déduire les largeurs minimum et maximum du fil. On trouve respectivement $1,42$ et $1,56 \mu\text{m}$, soit une dispersion de moins de 150 nm. Cette valeur est supérieure aux tailles typiques de rugosité à courte échelle du profil de la piste du méandre, soit

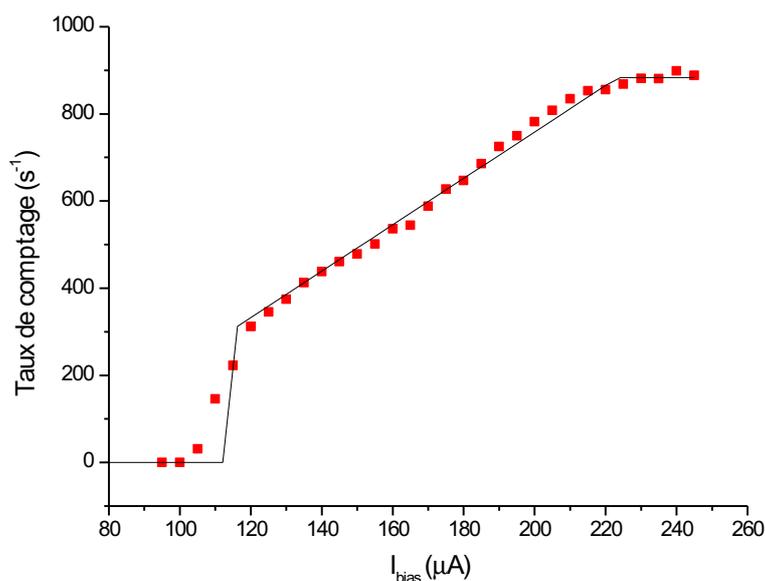


FIG. 4.16 – Variation du taux de comptage en fonction du courant de "bias". La courbe en trait plein correspond au résultat de l'ajustement par le modèle du § 4.1.3.

50 nm environ. Il n'est toutefois pas exclu qu'il y ait des variations à longue échelle de cette ordre sur la longueur de méandre ($\simeq 3,3$ cm!). L'inhomogénéité de l'épaisseur de la couche, quoique difficile à estimer, peut également être responsable d'une dispersion de la taille des "hotspots" susceptible de contribuer à l'élargissement du seuil. En dernier lieu, la taille réelle des "hotspots" doit dépendre un minimum de la position de l'impact électronique.

En dernier lieu, nous avons reproduit la courbe précédente en modifiant le courant dans le filament. La figure 4.17 donne les courbes obtenues pour 4 valeurs de I_{fil} . Chaque courbe est normalisée en divisant le taux de comptage par le flux trouvé grâce à l'ajustement précédent de sa partie linéaire. On constate que ces courbes se superposent comme prévue par le modèle § 4.1.3.

Echantillon 2

La figure 4.18 donne le nombre d'électrons détectés par seconde en fonction du courant I_{bias} dans le cas d'un fil rectiligne. On observe un courant seuil $I_{bias}^{(seuil)} \simeq 16 \mu\text{A}$ puis une augmentation linéaire du nombre de coups par seconde. Il n'y a toutefois pas de saturation du taux de comptage dans la gamme de courant explorée.

La figure présente également (en trait plein) le meilleur ajustement des données par le modèle proposé au § 4.1.3. L'accord est beaucoup moins bon que pour l'échantillon 1. Les paramètres correspondants à cet ajustement sont :

$$\begin{aligned} r_{HS} &= 360 \pm 12 \text{ nm} \\ \Phi^{sat} &= 1650 \pm 25 \text{ s}^{-1} \\ I_c &= 32 \pm 0,1 \mu\text{A} \end{aligned} \tag{4.4}$$

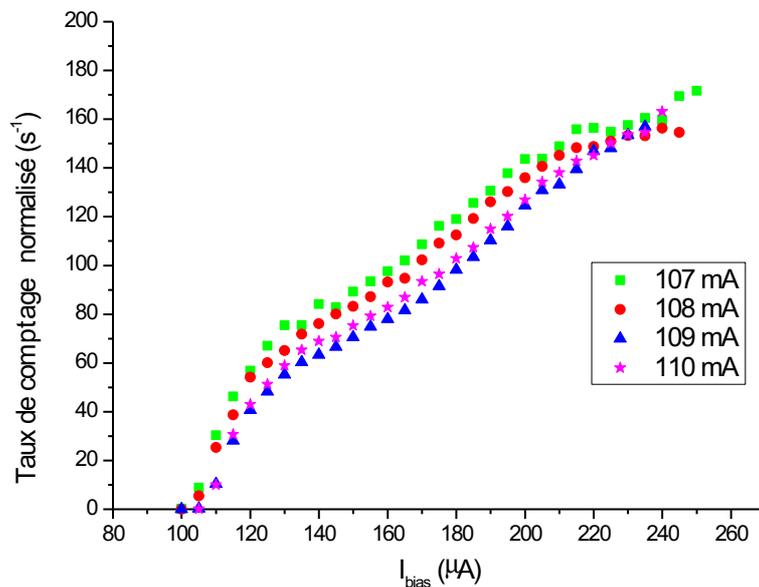


FIG. 4.17 – Variation du taux de comptage en fonction du courant de "bias" pour différents flux électroniques. Le courant dans le filament source d'électrons est varié entre 107 et 110 mA.

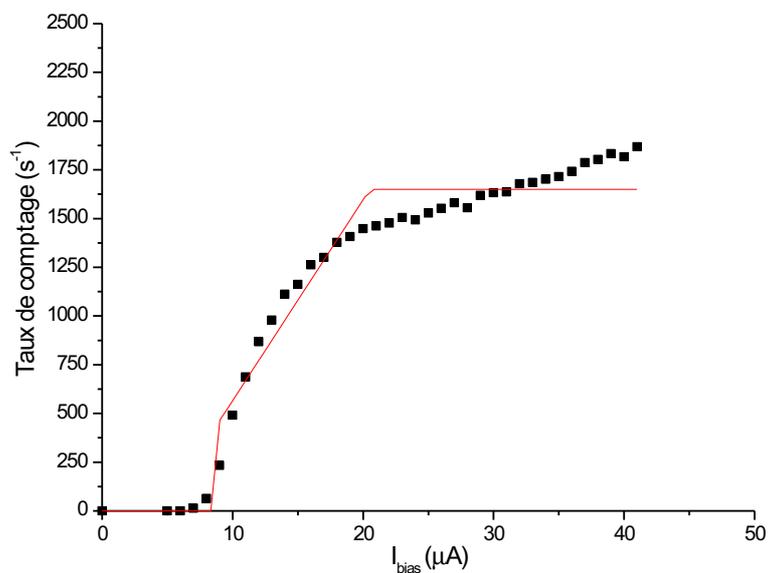


FIG. 4.18 – Variation du taux de comptage en fonction du courant de "bias". On observe un seuil de détection mais pas de saturation du taux de comptage.

On constate que le courant critique déduit de cet ajustement est inférieur au courant critique mesuré en statique et a fortiori très inférieur au courant critique mesuré en dynamique. Le modèle proposé ne semble donc pas approprié à la description de la détectivité de cet échantillon.

L'impossibilité, dans notre montage actuel, de soumettre l'échantillon à des courants de polarisation plus proche du courant critique intrinsèque (évalué à $270 \mu\text{A}$ d'après ce qui précède) nous empêche de tirer des conclusions sur nos mesures. Il est possible que l'ampleur du bruit capté par l'échantillon, en plus de réduire le courant critique d'un facteur 4, altère la dynamique de détection. On peut supposer par exemple que, à courant faible, certaines impulsions de tension produites par l'impact électronique ont une amplitude trop faible pour "sortir du bruit" et déclencher le compteur. La marche de détectivité observée correspondrait alors au courant minimum pour que tous les signaux de détection aient une amplitude suffisante.

4.4 Un dispositif à améliorer

L'étude de ces détecteurs est actuellement limitée par le bruit sur l'échantillon et la qualité de la source électronique. Je détaille ces deux points dans ce qui suit en m'attachant à proposer des solutions pour un futur dispositif.

4.4.1 Le problème du bruit

Comme nous l'avons vu, le bruit sur l'échantillon limite le courant de polarisation que l'on peut faire circuler dans le fil. On observe un courant critique inférieur à sa valeur intrinsèque. Il faut donc s'attacher à rendre le dispositif plus insensible aux différents bruits susceptibles d'être captés entre les appareils de polarisation, d'amplification et de mesure (à l'extérieur du cryostat) et l'échantillon lui-même. L'examen des figures 4.7 et 4.8 montre que l'échantillon est directement exposé au bruit via la ligne "signal". L'échantillon de méandre semble toutefois être mieux protégé du bruit que l'échantillon de fil droit. Nous estimons en effet la réduction de courant critique due au bruit à 13 % dans un cas et 75 % dans l'autre. Outre le changement de forme et de longueur de la piste utilisée il existe deux différences entre les deux échantillons étudiés. D'une part la largeur de la piste diffère ($1,5 \mu\text{m}$ au lieu de $1 \mu\text{m}$ pour le fil "droit"). D'autre part le circuit de polarisation est différent. Le changement de circuit de polarisation n'explique pas de façon satisfaisante la différence de sensibilité au bruit car dans les deux cas, la ligne "signal" est connectée directement à l'échantillon. Il semble donc que la forme de l'échantillon ou sa largeur soient les causes principales de la différence de sensibilité au bruit observée. Les propriétés de transmission différentes des deux types d'échantillons sont peut-être en cause. On peut émettre l'hypothèse que le méandre se comporte comme un filtre qui atténue plus les fréquences de bruit critiques que le fil "droit".

Une solution simple à ces problèmes de bruit consiste à ne pas laisser l'échantillon en contact direct avec l'environnement extérieur. On peut pour cela ajouter un filtre sur la ligne "signal" pour atténuer fortement les bruits captés loins de la puce. Etant donnée

la dynamique des signaux observés, un filtre passe bande conçu pour laisser passer les pics de détection semble tout indiqué. Nous avons réalisé des tests préliminaires avec un filtre passe-bas à 30 MHz placé hors du cryostat. Cet ajout est suffisant pour observer une augmentation du courant critique en fonctionnement statique. Les signaux de détections, quoi qu'atténués, restent observables. La prochaine étape consiste à utiliser un tel filtre dans le cryostat au plus près de l'échantillon. La meilleure solution serait probablement de remplacer ce filtre par un amplificateur cryogénique qui, en plus de renforcer le signal, jouerait le rôle de filtre.

4.4.2 Une meilleure source d'électrons

Si nous voulons effectuer des mesures précises de détectivité nous devons disposer d'une source d'électron stable et calibrée. Le dispositif de filament que nous utilisons actuellement est simple d'utilisation mais il fournit un flux d'électron variable dans le temps et mal connu.

Il est relativement difficile de focaliser un faisceau électronique sur une zone de 1 μm de large. Nous avons donc opté pour une source produisant un faisceau d'électrons d'extension millimétrique. La seule possibilité pour évaluer le courant incident sur la surface sensible du détecteur consiste alors à mesurer un courant sur une électrode d'aire connue située à proximité. Moyennant des hypothèses de répartition homogène des électrons dans le faisceau, on déduit grâce au rapport des aires le flux d'électron sur le fil de détection. Cette méthode est toutefois très imprécises en raison de notre méconnaissance de la géométrie exacte du faisceau. Au moment de la prise des données de la figure 4.18 nous avons mesuré une tension maximum de 12 mV aux bornes d'une résistance de 50 M Ω reliant la "jupe" Hélium à la masse. On en déduit qu'un flux électronique de $2,4 \cdot 10^{-10}$ A frappait cette électrode. En comparant ce courant aux nombres d'électrons détectés par seconde correspondant, soit 1900 environ, et connaissant la surface utile de notre détecteur, soit 10^{-10} m², on trouve que la surface du faisceau est de l'ordre de 80 mm². Le dispositif produisant le faisceau électronique comporte un trou de sortie de 5 mm de diamètre (voir fig. 4.6). L'ordre de grandeur de la section du faisceau est donc $\pi \times 5^2/4 \sim 20$ mm², inférieur à la valeur déduite du flux mesuré. L'agencement des tensions dans le dispositif étant conçu pour que la divergence du jet soit faible, nous concluons que l'efficacité de détection est de l'ordre de l'unité. Nous ne pouvons cependant pas être plus précis.

Nous observons des fluctuations dans le temps du courant électronique qui semblent provenir de dérives thermiques. La figure 4.19 donne le nombre de comptes enregistrés par notre détecteur (fil droit) pendant 10 s. La mesure est répétée dans les mêmes conditions toutes les 10 s sur une période totale de 20 minutes. On constate que le flux mesuré commence par décroître de moitié avant de sembler se stabiliser. On peut émettre l'hypothèse que, après l'allumage, le filament se thermalise lentement jusqu'à atteindre un régime permanent, altérant ainsi le flux d'électrons sur la même échelle de temps. La baisse du courant électronique observée pourrait également être attribuée aux électrons qui manquent le fil de détection et qui, en chargeant le substrat isolant, défléchissent le flux incident sur le détecteur. Cette dernière hypothèse ne semble pas être le mécanisme dominant de variation du courant électronique car nous avons parfois observé des aug-

mentations du flux mesuré au cours du temps. En tout état de cause, ces fluctuations de courant électronique introduisent une erreur difficile à évaluer à nos résultats de comptage d'électrons.

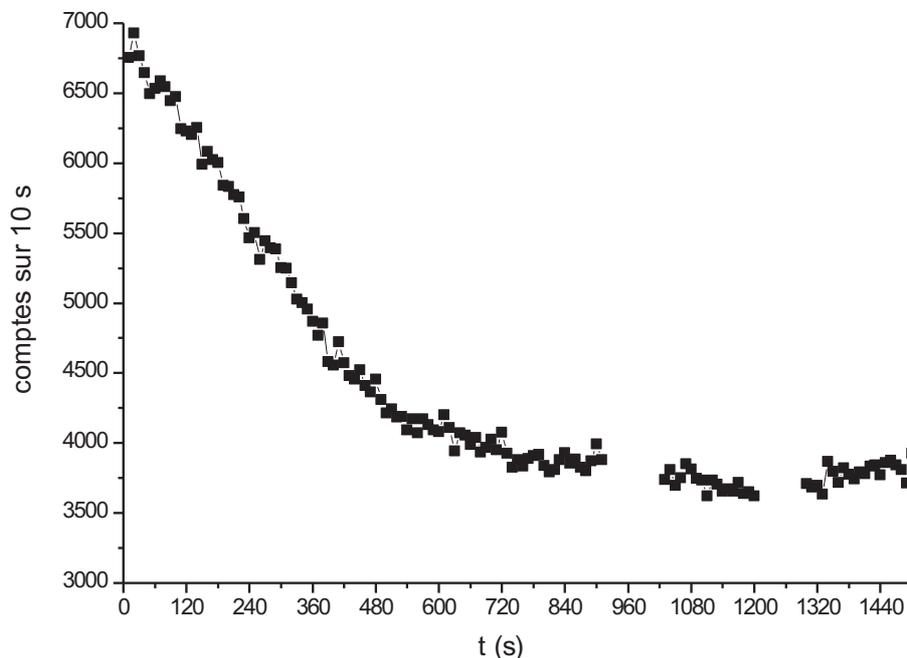


FIG. 4.19 – *Fluctuations de la source d'électrons. Le nombre d'électrons détectés varie dans le temps après l'allumage du filament. Cette variation semble être d'origine thermique.*

Pour remédier à ces problèmes, nous avons récemment décidé de nous doter d'une source d'électrons à la fois plus stable et plus contrôlable. Le groupe de D. Estève nous a prêté un dispositif cryogénique compatible avec le microscope électronique à balayage JEOL du département de Physique de l'ENS. Ce système doit permettre d'atteindre une température de l'échantillon de 5 K tout en bénéficiant de la maniabilité et de la focalisation du faisceau électronique du microscope. Le flux électronique pourrait en outre être évalué précisément en mesurant le courant dans la coupe de Faraday. Ce nouveau montage est actuellement en cours de test. Nous espérons en tirer parti pour évaluer l'efficacité quantique intrinsèque de notre système de détection.

4.4.3 Développements futurs

Nous avons vu au § 4.3 que, à 4,2 K, le courant de "hotspot" est inférieur au courant critique et limite donc I_{bias} . Pour modifier cette situation il faut sans doute commencer par varier les paramètres de fabrications de l'échantillon. Nous comptons prochainement remplacer le substrat de silicium oxydé par du saphir dont les propriétés de conduction thermique sont meilleures. En outre nous espérons que l'utilisation d'échantillons moins épais permettra une thermalisation plus efficace. En dernier ressort il est possible de modifier la position relative de I_c et I_h en changeant la température.

Si on n'arrive pas à se placer dans une situation où $I_c < I_h$ on peut contourner le problème en ajoutant une résistance en parallèle du fil de détection comme on l'a vu

dans le cas du méandre. Il faut toutefois s'assurer que le temps total pour que le système revienne à l'équilibre n'est pas trop long. C'est ce temps de rethermalisation qui fixe le "temps mort" du détecteur, soit le temps minimum entre deux détections. Avec la résistance de 4Ω en parallèle du méandre nous avons observé des temps typiques de l'ordre de 200 ns. Ce chiffre est proche du délai minimum entre deux détections pour le dispositif de multiplicateur d'électrons utilisé dans l'expérience en jet atomique. Nous avons également testé la possibilité de couper le courant de polarisation quand un électron est détecté. Cette solution est en fait limitée par le temps de propagation du signal entre l'échantillon et l'extérieur du cryostat. Ce délai est en effet de l'ordre de la dizaine de nanosecondes et donc plus long que la dynamique d'avalanche du système. On peut toutefois imaginer combiner cette technique avec celle de la résistance en parallèle pour faciliter la rethermalisation du détecteur.

Annexe A

Piéger magnétiquement un atome de Rydberg circulaire

Nous avons vu au § 1.2.2 que l'effet Zeeman permet de piéger une particule dotée d'un moment magnétique. Celui des atomes de Rydberg circulaires est particulièrement élevé ($50 \mu_B$ pour $n = 51$), il est donc naturel de songer à utiliser cette technique pour les confiner. Je décris dans cette annexe une configuration de conducteurs pour piéger magnétiquement un atome de Rydberg circulaire dans les conditions de l'inhibition de l'émission spontanée. Je m'intéresse ensuite au maintien de la cohérence atomique dans ce piège.

A.1 Configuration d'électrodes

Nous avons vu dans la partie § 3.1 que pour inhiber efficacement son émission spontanée il faut placer un atome de Rydberg circulaire entre deux miroirs plans en le polarisant perpendiculairement à ceux-ci. Nous choisissons ici de polariser l'atome grâce à un champ magnétique \mathbf{B}_d . Celui-ci doit en outre demeurer grand devant le champ piégeant \mathbf{B}_p afin que l'inclinaison de l'orbite atomique reste faible. J'ai donc cherché une configuration plane de courants pour laquelle le champ au centre du piège \mathbf{B}_d est normal au plan des courants. Dans ce qui suit les pistes conductrices sont disposées dans le plan (xOy) . La direction z est la normale à ce plan.

A.2 Ordres de grandeur

Champ magnétique piégeant

Afin de fixer les idées je donne pour commencer une évaluation de la "profondeur" de champ magnétique nécessaire pour piéger un atome dans le niveau circulaire $|g\rangle$. Pour cela j'évalue le champ magnétique B_r correspondant à l'énergie de recul E_r du Rubidium à 780 nm compte-tenu du moment magnétique $\mu_{|g\rangle}$. Comme on l'a vu cette énergie fournit

un bon ordre de grandeur de l'énergie typique d'un atome juste après l'excitation dans un niveau circulaire. On a :

$$B_r = \frac{E_r}{\mu_{|g\rangle}} \sim 7,5 \cdot 10^{-5} \text{ G} \quad (\text{A.1})$$

Inclinaison de l'orbite

L'inclinaison θ de l'orbite d'un atome dans l'état $|g\rangle$ ayant une énergie cinétique initiale de l'ordre de l'énergie de recul est donc bornée :

$$\theta < \theta_{max} \sim \frac{B_r}{B_d} \quad (\text{A.2})$$

dans la limite des petits angles.

D'après l'ordre de grandeur A.1, un champ directeur B_d de 0,1 G suffit donc à limiter l'inclinaison de l'orbite atomique à moins de 10^{-3} Rad.

Courbures et fréquences de pièges

On peut également calculer le lien entre la courbure $\frac{\partial^2 B}{\partial x_i^2}$ du champ magnétique suivant la direction x_i et la fréquence d'oscillation ν_i associée. On trouve :

$$\nu_i \simeq 9 \text{ Hz} \cdot \sqrt{\frac{\partial^2 B}{\partial x_i^2} [\text{G} \cdot \text{cm}^{-2}]} \quad (\text{A.3})$$

soit une fréquence d'un facteur $\sqrt{50}$ plus élevée que pour un atome dans le niveau fondamental.

Compensation de la gravité

Un atome de Rydberg piégé dans un tel piège sera soumis à la gravité. La position d'équilibre sera donc décalée dans la direction de la pesanteur. Le gradient b'_g de champ magnétique qui permet de compenser le terme de gravité est, pour le niveau $|g\rangle$:

$$b'_g = \frac{m_{Rb} g}{\mu_{|g\rangle}} \sim 30 \text{ G} \cdot \text{m}^{-1} \quad (\text{A.4})$$

A.3 Construction de la configuration

La géométrie de courants que je décris est inspirée d'une configuration proposée par J.D. Weinstein et K.G. Libbrecht dans leur article de 1995 [63]. Toutefois, contrairement à cette géométrie où toutes les pistes peuvent être gravées sur le même plan j'ai choisi de

n'utiliser que des fils rectilignes. Il faut donc disposer d'une technique de fabrication sur deux couches pour contrôler indépendamment les courants dans chaque branche en dépit des croisements.

Paires de conducteurs

Le principe de la configuration proposée consiste à partir d'un champ directeur $\mathbf{B}_0 \equiv B_0 \mathbf{e}_z$ suivant l'axe z et d'y ajouter des termes d'amplitude comparativement plus faible qui résultent en une variation quadratique du module du champ autour de B_0 . Les termes en question sont produits par des paires de pistes rectilignes et parallèles dans lesquelles circulent des courants en sens inverse (voir fig. A.1).

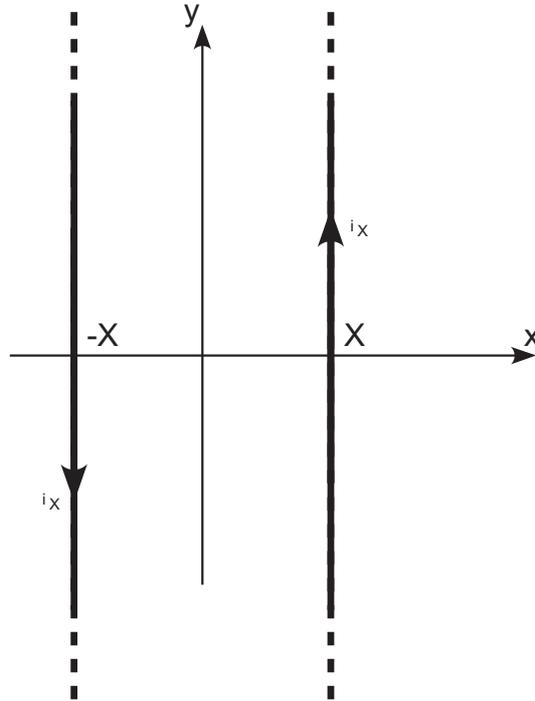


FIG. A.1 – Configuration à une paire de conducteurs parallèles.

Le champ magnétique \mathbf{B}_{\parallel} créé par un tel agencement s'exprime de la façon suivante :

$$\mathbf{B}_{\parallel}(x, y, z) = \frac{\mu_0 i_X}{2\pi} \begin{pmatrix} \frac{-z}{z^2+(x-X)^2} + \frac{z}{z^2+(x+X)^2} \\ 0 \\ \frac{x-X}{z^2+(x-X)^2} + \frac{x+X}{z^2+(x+X)^2} \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

où les notations sont celles de la figure A.1.

En se limitant aux termes d'ordre au plus 2 on peut approximer le champ autour du point de coordonnées $(0, 0, z_0)$ par :

$$\mathbf{B}_{\parallel}(x, y, z) = \begin{pmatrix} -a_X x \\ 0 \\ B_X + a_X z + c_X x^2 + d_X (z - z_0)^2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

où la dépendance de B_X , a_X , c_X , d_X par rapport à z_0 a été omise pour alléger l'écriture.

Configuration complète

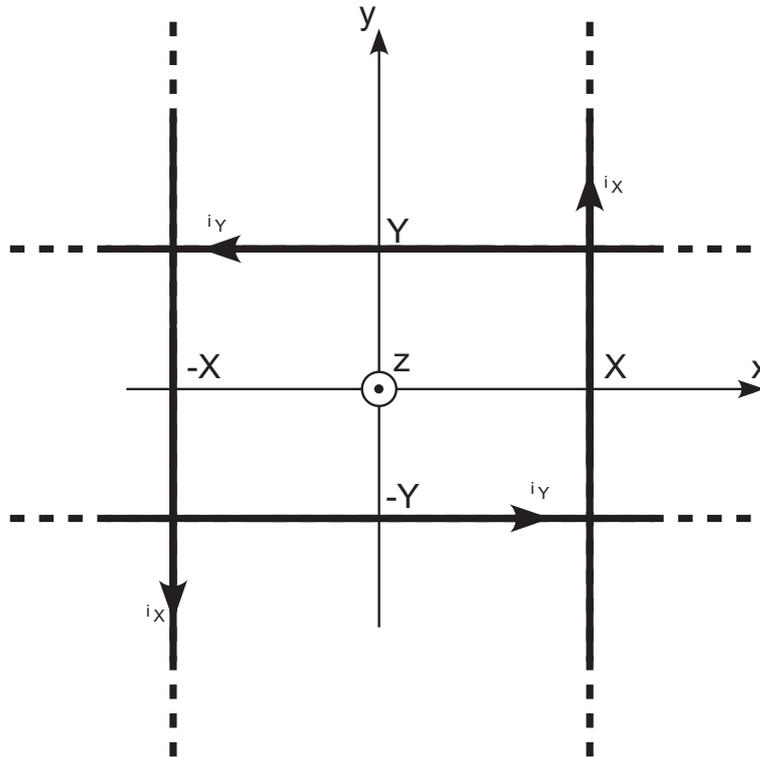


FIG. A.2 – Configuration à deux paires de conducteurs parallèles. Le champ magnétique homogène B_0 est suivant l'axe z (sortant du plan de la figure)

On considère maintenant la configuration de la figure A.2. Il s'agit de deux paires de fils parallèles se croisant à angle droit. Si on ajoute le champ magnétique $\mathbf{B}_0 \equiv B_0 \mathbf{e}_z$, le champ total \mathbf{B} s'écrit :

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \begin{pmatrix} -a_X x \\ -a_Y y \\ B_0 + B_X + B_Y + (a_X + a_Y)z + c_X x^2 + c_Y y^2 + (d_X + d_Y)(z - z_0)^2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

où les notations sont celles de la figures A.2. Les termes ayant X (resp. Y) pour indice sont proportionnels au courant i_X (resp. i_Y).

On peut choisir les courants i_X et i_Y pour que la dérivée de la composante suivant z du champ s'annule à l'altitude z_m . On a alors $a_X(z_m) + a_Y(z_m) = 0$. Le développement du champ autour du point de coordonnées $(0, 0, z_m)$ s'écrit donc :

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \begin{pmatrix} -a_X x \\ -a_Y y \\ B_0 + B_X(z_m) + B_Y(z_m) + c_X(z_m)x^2 + c_Y(z_m)y^2 + (d_X(z_m) + d_Y(z_m))(z - z_0)^2 \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \begin{pmatrix} -Ax \\ +Ay \\ B_m + C_X x^2 + C_Y y^2 + D(z - z_m)^2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

où la deuxième ligne introduit des notations simplifiées.

Le module B du champ magnétique s'écrit donc autour du point $(0, 0, z_m)$:

$$B(x, y, z) = (A^2(x^2 + y^2) + (B_m + C_X x^2 + C_Y y^2 + D(z - z_m)^2)^{1/2} \quad (\text{A.9})$$

soit :

$$B(x, y, z) = (B_m^2 + 2B_m(C_X x^2 + C_Y y^2 + D(z - z_m)^2) + A^2(x^2 + y^2) + o(x^2, y^2, (z - z_m)^2))^{1/2} \quad (\text{A.10})$$

Finalement, en ne gardant que les termes d'ordre au plus 2 il vient :

$$B(x, y, z) \simeq B_m + C_X x^2 + C_Y y^2 + D(z - z_m)^2 + \frac{A^2(x^2 + y^2)}{2B_m} \quad (\text{A.11})$$

La formule A.11 montre que la courbure $2D$ du champ dans la direction z est fixée par les paramètres géométriques X, Y ainsi que les courants i_X et i_Y . On a en effet d'après l'équation A.8 :

$$D = d_X(z_m) + d_Y(z_m) \quad (\text{A.12})$$

Les courbures suivants x et y sont dépendantes de la valeur B_m du champ au point $(0, 0, z_m)$ et donc du champ externe B_0 . Supposons que l'on le rapport des courants i_X et i_Y (à X et Y fixés) de telle façon que :

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 B_z}{\partial y^2} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} \quad (\text{A.13})$$

De cette façon les courbures du champ suivant x et y sont égales. En variant le champ externe B_0 on peut alors passer continuellement d'une configuration de piège "en disque" à une configuration de piège "en cigare". Il existe notamment un champ B_{sph} pour lequel le piège est sphérique. Le tableau A.1 donne les différents paramètres d'un tel piège.

X	Y	z_m	i_X	i_Y	B_0	B_m	$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2}$	$\frac{\partial^2 B}{\partial y^2}$	$\frac{\partial^2 B}{\partial z^2}$
(μm)			(A)		(G)		(G.cm ⁻²)		
100	50	38	0,416	-0,1	12	2,43	2,43.10 ⁵	2,57.10 ⁵	2,45.10 ⁵

TAB. A.1 – Piège magnétique sphérique.

Compte-tenu de la formule A.3, ces courbures correspondent à des fréquences de l'ordre de 4,4 kHz.

A.4 Cohérence atomique

Les deux niveaux de Rydberg circulaires $|g\rangle$ et $|e\rangle$ ont des moments magnétiques $\mu_{|g\rangle}$ et $\mu_{|e\rangle}$ différents. Comme au § 3.3.1, la transition entre ces deux états est donc élargie par le mouvement. Une superposition quantique de $|g\rangle$ et $|e\rangle$ accumule donc une phase dépendante de la trajectoire atomique, ce qui résulte en une perte de contraste des franges de Ramsey (voir § 3.3.2). Toutefois, ici, l'effet dominant pour la perte de cohérence est dû à la séparation spatiale des trajectoires des deux états. En effet, la différence relative en pulsation est de l'ordre de $\sqrt{1/50}$ soit environ 15 %. En conséquence, les trajectoires d'un atome dans l'un ou l'autre état se séparent dans l'espace en quelques oscillations (~ 3). Le contraste des franges de Ramsey est ainsi modulé par un terme de recouvrement de type Stern et Gerlach. Cet effet justifie donc le choix du piège électrique pour confiner les atomes de Rydberg circulaires.

Il subsiste une manière d'utiliser un piège magnétique tout en conservant les cohérences atomiques. Il faut pour cela disposer d'atomes dans le niveau fondamental de vibration $|0\rangle_{vib}$ du piège. Les deux états d'intérêt sont alors $|g\rangle \times |0\rangle_{vib}$ et $|e\rangle \times |0\rangle_{vib}$. Dès lors, la "différence de trajectoire" ne se manifeste que par un changement de la fréquence de transition $\omega_{ge}/2\pi$.

On peut espérer parvenir à piéger des atomes de Rydberg circulaires dans le niveau fondamental de vibration en tirant partie d'un piège magnétique initial très confinant. Si les atomes se trouvent dans le régime de Lamb-Dicke pour la direction des lasers d'excitation, le recul du à l'absorption des photons d'excitation sera petit devant l'espacement des niveaux du piège. Idéalement on doit pouvoir exciter un atome dans le niveau fondamental du piège initial et obtenir un atome de Rydberg également dans le niveau fondamental de vibration. L'absorption des photons radiofréquences de "circularisation" n'est pas non plus de nature à exciter d'avantage l'état vibrationnel de l'atome.

La limite du régime de Lamb-Dicke pour l'absorption d'une onde de pulsation ω correspond à un écartement $\hbar\omega$ des niveaux du piège égal à l'énergie de recul E_{rec} , soit en unité de fréquence :

$$\frac{\omega}{2\pi} = \frac{E_{rec}}{h} \sim 3.7 \text{ kHz} \quad (\text{A.14})$$

Ce genre de fréquences de piège est à la portée des micro-pièges puisqu'elles corres-

pondent à la courbure du champ magnétique à $35 \mu\text{m}$ d'un fil parcouru par un courant d'un Ampère (voir équation 1.48).

Sous certaines conditions, le piégeage magnétique des atomes de Rydberg circulaire peut être rendu cohérent. Il convient de noter que les mêmes conditions permettraient d'améliorer grandement les temps de cohérences par rapport à la situation décrite dans le § 3.3. En tout état de cause, le piégeage magnétique peut être utilisé pour transporter de manière non cohérente des atomes de Rydberg circulaires, entre une zone de production et une zone d'utilisation par exemple.

Annexe B

Notations

Les notations regroupées dans le tableau B.1 sont valables dans tous le manuscrit.

n	nombre quantique principal
l	nombre quantique orbital
m	nombre quantique magnétique
n_1	nombre quantique parabolique
a_0	rayon de Bohr
k_B	constante de Boltzman
q	charge de l'électron
g	accélération de la pesanteur
α	constante de structure fine
c	célérité de la lumière
ε_0	permittivité du vide
μ_0	perméabilité du vide
h, \hbar	constante de Planck, constante de Planck réduite
Γ_0	Taux d'émission spontanée dans l'espace libre
θ	Inclinaison de l'orbite atomique
$\alpha^{(2)}$	polarisabilité Stark quadratique

TAB. B.1 – Notations générales.

Les symboles rassemblés dans le tableau B.2 désignent dans tout le manuscrit le même genre de grandeurs physiques. La signification précise est spécifiée le plus souvent grâce à un indice ou un exposant.

\mathbf{F}, F	champ électrique, module
\mathbf{B}, B	champ magnétique, module
$\mathbf{r}, \mathbf{x}, r$	vecteur position, module
x, y, z	coordonnées
\mathbf{v}, v	vecteur vitesse, module
θ	angle
E	énergie
\mathcal{P}	puissance
\hat{H}	hamiltonien
ω, Ω	pulsation
ν	fréquence
λ	longueur d'onde
δ	désaccord
t, τ	temps
γ, Γ	taux d'émission spontanée
T	température
V, U	tension
I	courant
R	résistance
P	probabilité

TAB. B.2 – Notations génériques.

Annexe C

Pression de radiation

Afin de simuler le comportement d'un atome soumis à des faisceaux lasers quasi-résonnants, on utilise le modèle simplifié d'une transition $J = 0 \rightarrow J = 1$. A tout instant, on choisit la direction $\mathbf{b} = (b_x, b_y, b_z)$ du champ magnétique \mathbf{B} comme axe de quantification pour l'atome. Il faut donc décomposer la polarisation de chaque faisceau éclairant l'atome sur la base $\{\sigma^+, \sigma^-, \pi\}$ associée à la direction \mathbf{b} .

Soient $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ le vecteur unitaire suivant la direction d'un faisceau et $\epsilon = \pm$ son hélicité. On choisit \mathbf{v} et \mathbf{w} deux vecteurs unitaires tels que $\{\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{w}\}$ soit un trièdre orthonormé :

$$\begin{aligned} \mathbf{w} &= \frac{\mathbf{b} \times \mathbf{u}}{|\mathbf{b} \times \mathbf{u}|} \\ \mathbf{v} &= \frac{\mathbf{w} \times \mathbf{u}}{|\mathbf{w} \times \mathbf{u}|} \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

La donnée du vecteur $\mathbf{c} = \mathbf{w} \times \mathbf{b}$ permet en outre de définir le trièdre orthonormé $\{\mathbf{b}, \mathbf{c}, \mathbf{w}\}$. On a alors la correspondance suivante :

$$\begin{aligned} \pi &\leftrightarrow \mathbf{b} \\ \sigma^\pm &\leftrightarrow \frac{\mathbf{c} \pm i\mathbf{w}}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

De la même façon, l'hélicité $\epsilon = \pm$ correspond au vecteur tournant $(\mathbf{v} \pm i\mathbf{w})/\sqrt{2}$. Il suffit donc de projeter les vecteurs de la base des hélicités sur la base $\{\sigma^+, \sigma^-, \pi\}$. On obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{v} \pm i\mathbf{w}}{\sqrt{2}} &= (\mathbf{v} \cdot \mathbf{b})\mathbf{b} + \left(\frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{c} \pm |\mathbf{w}|^2}{2}\right) \frac{\mathbf{c} + i\mathbf{w}}{\sqrt{2}} + \left(\frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{c} \mp |\mathbf{w}|^2}{2}\right) \frac{\mathbf{c} - i\mathbf{w}}{\sqrt{2}} \\ \frac{\mathbf{v} \pm i\mathbf{w}}{\sqrt{2}} &= \Pi_0^\pm \mathbf{b} + \Pi_{+1}^\pm \frac{\mathbf{c} + i\mathbf{w}}{\sqrt{2}} + \Pi_{-1}^\pm \frac{\mathbf{c} - i\mathbf{w}}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

la deuxième ligne définissant les notations pour les facteurs de projection.

On peut alors calculer le paramètre de saturation $s_i(\epsilon)$ de la $i^{\text{ème}}$ transition ($\pi \rightarrow i = 0$ et $\sigma^\pm \rightarrow i = \pm 1$) en fonction de l'hélicité ϵ d'un faisceau :

$$s_i(\epsilon) = \frac{I/I_s}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} (\Pi_i^\epsilon)^2 \quad (\text{C.4})$$

où I est l'intensité du faisceau au point considéré, I_s l'intensité de saturation de la transition, δ le désaccord entre la fréquence du laser et la transition atomique et Γ la largeur naturelle de la transition.

Dans le cadre de la simulation de trajectoire dans un Piège Magnéto-Optique, le désaccord δ peut varier en fonction de la position et de la vitesse de l'atome à cause de l'effet Zeeman et de l'effet Doppler. On peut également tenir compte de la structure transverse des faisceaux en rendant l'intensité I dépendante de la position de l'atome (par rapport au faisceau à une position fixée).

Finalement, la force totale ressentie par l'atome est calculée en sommant les pressions de radiations exercées par chaque faisceau et le poids.

Bibliographie

- [1] E. SCHRÖDINGER, *British J. of the Philosophy of Sciences* **3**, 1 (1952).
- [2] A. ASPECT, P. GRANGIER et G. ROGER, “Experimental tests of realistic local theories via Bell’s theorem”, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 460 (1981).
- [3] E. S. FRY et R. C. THOMPSON, “Experimental test of local hidden-variable theories”, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 465 (1976).
- [4] W. TITTEL, J. BRENDEL, H. ZBINDEN et N. GISIN, “Violation of Bell inequalities by photons more than 10 km apart”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3563 (1998).
- [5] D. FATTAL, K. INOUE, J. VUKOVIC, C. SANTORI, G. S. SOLOMON et Y. YAMAMOTO, “Entanglement Formation and Violation of Bell’s Inequality with a Semiconductor Single Photon Source”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037903 (2004).
- [6] D. LEIBFRIED, R. BLATT, C. MONROE et D. J. WINELAND, “Quantum dynamics of single trapped ions”, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 281 (2003).
- [7] C. ROOS, T. ZEIGER, H. ROHDE, H. C. NÄGERL, J. ESCHNER, D. LEIBFRIED, F. SCHMIDT-KALER et R. BLATT, “Quantum State Engineering on an Optical Transition and Decoherence in a Paul Trap”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4713 (1999).
- [8] M. A. ROWE, D. KIELPINSKI, V. MEYER, C. A. SACKETT, W. M. ITANO, C. MONROE et D. J. WINELAND, “Experimental violation of a Bell’s inequality with efficient detection”, *Nature (London)* **409**, 791 (2001).
- [9] W. M. ITANO, D. J. HEINZEN, J. J. BOLLINGER et D. J. WINELAND, “Quantum Zeno effect”, *Phys. Rev. A* **41**, 2295 (1990).
- [10] C. MONROE, D. M. MEEKHOF, B. E. KING et D. J. WINELAND, “A “Schrödinger Cat” Superposition State of an Atom”, *Science* **272**, 1131 (1996).
- [11] J.-M. RAIMOND, M. BRUNE et S. HAROCHE, “Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity”, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 565 (2001).
- [12] J. MCKEEVER, A. BOCA, A. D. BOOZER, R. MILLER, J. R. BUCK, A. KUZMICH et H. J. KIMBLE, “Deterministic Generation of Single Photons from One Atom Trapped in a Cavity”, *Science* **303**, 1992 (2004).
- [13] J. MCKEEVER, J. R. BUCK, A. D. BOOZER, A. KUZMICH, H.-C. NÄGERL, D. M. STAMPER-KURN et H. J. KIMBLE, “State-Insensitive Cooling and Trapping of Single Atoms in an Optical Cavity”, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 133602 (2003).
- [14] M. GREINER, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. W. HÄNSCH et I. BLOCH, “Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms”, *Nature (London)* **415**, 39 (2002).

- [15] O. MANDEL, M. GREINER, A. WIDERA, T. ROM, T. W. HÄNSCH et I. BLOCH, “Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms”, *Nature (London)* **425**, 937 (2003).
- [16] P. W. SHOR, dans S. GOLDWASSER, rédacteur, “Proceedings of the 35th Annual Symposium on the Foundations of Computer Science”, page 124, IEEE Comput. Soc. Press., New York (1994).
- [17] C. H. BENNETT et G. BRASSARD, dans “Proceedings of IEEE international conference on computers, systems and signal processing”, page 175, IEEE, New York (1984).
- [18] D. VION, A. AASSIME, A. COTTET, P. JOYEZ, H. POTHIER, C. URBINA, D. ESTEVE et M. H. DEVORET, “Manipulating the Quantum State of an Electrical Circuit”, *Science* **296**, 886 (2002).
- [19] J. M. MARTINIS, S. NAM, J. AUMENTADO et C. URBINA, “Rabi Oscillations in a Large Josephson-Junction Qubit”, *Physical Review Letters* **89**, n° 11, 117901 (2002).
- [20] I. CHIORESCU, Y. NAKAMURA, C. J. P. M. HARMANS et J. E. MOOIJ, “Coherent Quantum Dynamics of a Superconducting Flux Qubit”, *Science* **299**, n° 5614, 1869–1871 (2003).
- [21] E. T. JAYNES et F. W. CUMMINGS, “Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser”, *Proc. IEEE* **51**, 81 (1963).
- [22] 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).
- [23] G. NOGUES, A. RAUSCHENBEUTEL, S. OSNAGHI, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, “Seeing a single photon without destroying it”, *Nature (London)* **400**, 239 (1999).
- [24] T. MEUNIER, *Oscillations de Rabi induites par un renversement du temps : un test de la coherence d’une superposition quantique mesoscopique*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (2004).
- [25] M. BRUNE, E. HAGLEY, J. DREYER, X. MAÎTRE, A. MAALI, C. WUNDERLICH, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, “Observing the progressive decoherence of the meter in a quantum measurement”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4887 (1996).
- [26] N. BOHR, *Nature (London)* **121**, 580 (1928).
- [27] P. BERTET, S. OSNAGHI, A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, A. AUFFEVEES, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, “A complementarity experiment with an interferometer at the quantum-classical boundary”, *Nature (London)* **411**, 166 (2001).
- [28] A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, “Coherent operation of a tunable quantum phase gate in cavity QED”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5166 (1999).
- [29] A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, “Step-by-step engineered multiparticle entanglement”, *Science* **288**, 2024 (2000).

- [30] P. BERTET, A. AUFFEVEES, P. MAIOLI, S. OSNAGHI, T. MEUNIER, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, “Direct Measurement of the Wigner function of a one-photon Fock state in a Cavity”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 200402 (2002).
- [31] E. HAHN, “Spin Echoes”, *Phys. Rev.* **80**, 580 (1950).
- [32] P. NUSSENZVEIG, *Mesures de champs au niveau du photon par interférométrie atomique*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (1994).
- [33] A. BLAIS, R. S. HUANG, A. WALLRAFF, S. M. GIRVIN et R. J. SCHOELKOPF, “Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits : an architecture for quantum computation”, *Phys. Rev. A* **69**, 062320 (2004).
- [34] C. HENKEL, P. KRÜGER, R. FOLMAN et J. SCHMIEDMAYER, “Fundamental limits for coherent manipulation on atom chips”, *Appl. Phys. B* **76**, 173 (2003).
- [35] S. OSNAGHI, P. BERTET, A. AUFFEVEES, P. MAIOLI, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, “Coherent control of an atomic collision in a cavity”, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037902 (2001).
- [36] G. NOGUES, *Détection sans destruction d’un seul photon. Une expérience d’électrodynamique quantique en cavité*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (1999).
- [37] X. MAÎTRE, *Une paire d’atomes intriqués : Expériences d’électrodynamique quantique en cavité*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (1998).
- [38] S. OSNAGHI, *Réalisation d’états intriqués dans une collision atomique assistée par une cavité*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (2002).
- [39] F. LONDON, *Trans. Faraday. Soc.* **33N**, 8 (1937).
- [40] C. COHEN-TANNOUJDI, B. DIU et F. LALOË, *Mécanique quantique (2 vol.)*, Hermann (1973).
- [41] H. B. G. CASIMIR et D. POLDER, *Phys. Rev.* **73**, 360 (1948).
- [42] J. M. RAIMOND, G. VITRANT et S. HAROCHE, “Spectral line broadening due to the interaction between very excited atoms : the dense Rydberg gaz”, *J. Phys. B Lett.* **14**, L655 (1981).
- [43] S.-B. ZHENG et G.-C. GUO, “Efficient Scheme for Two-Atom Entanglement and Quantum Information Processing in Cavity QED”, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2392 (2000).
- [44] E. M. PURCELL, *Phys. Rev.* **69**, 681 (1946).
- [45] S. HAROCHE, “Cavity Quantum Electrodynamics”, dans “Systèmes fondamentaux en optique quantique”, les Houches session LIII, Elsevier Science Publishers (1992).
- [46] T. KOBAYASHI, Q. ZHENG et T. SEKIGUCHI, “Resonant dipole-dipole interaction in a cavity”, *Phys. Rev. A* **52**, 2835 (1995).
- [47] E. V. GOLDSTEIN et P. MEYSTRE, “Resonant dipole-dipole interaction in optical cavities”, *Phys. Rev. A* **56**, 5135 (1997).
- [48] G. S. AGARWAL et S. D. GUPTA, “Microcavity-induced modification of the dipole-dipole interaction”, *Phys. Rev. A* **57**, 667 (1998).
- [49] M. HOPMEIER, W. GUSS, M. DEUSSEN, E. O. GÖBEL et R. F. MAHRT, “Enhanced Dipole-Dipole Interaction in a Polymer Microcavity”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4118 (1998).

- [50] P. MÜNSTERMANN, T. FISHER, P. MAUNZ, P. W. H. PINKSE et G. REMPE, “Observation of Cavity-Mediated Long-range Forces between Strongly Coupled Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4068 (2000).
- [51] M. D. LUKIN, M. FLEISCHHAUER, R. CÔTÉ, L. M. DUAN, D. JACKSCH, J. I. CIRAC et P. ZOLLER, “Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles”, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).
- [52] M. SAFFMAN et T. G. WALKER, “Creating single-atom and single-photon sources from entangled atomic ensembles”, *Phys. Rev. A* **66**, 065403 (2002).
- [53] G. VITRANT, *Mise en évidence expérimentale de quelques effets d’interaction de Van der Waals entre atomes de Rydberg*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (1982).
- [54] D. JAKSCH, H.-J. BRIEGEL, J. I. CIRAC, C. W. GARDINER et P. ZOLLER, “Entanglement of Atoms via Cold Controlled Collisions”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1975 (1999).
- [55] J. R. KUKLINSKI, U. GAUBATZ, F. T. HIOE et K. BERGMANN, “Adiabatic Population Transfer in a Three-Level System Driven by Delayed Laser Pulses”, *Phys. Rev.* **A40**, 6741 (1989).
- [56] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN et E. A. CORNELL, “Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor”, *Phys. Rev. Lett.* **269**, 198 (1995).
- [57] K. B. DAVIS, M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. M. K. D. S. DURFEE et W. KETTERLE, “Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [58] W. H. WING, “On Neutral Particle Trapping in Quasistatic Electromagnetic Fields”, *Prog. Quant. Electr.* **8**, 181 (1984).
- [59] A. L. MIGDALL, J. V. PRODAN, W. D. PHILLIPS, T. H. BERGEMAN et H. J. METCALF, “First observation of magnetically trapped neutral atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985).
- [60] E. MAJORANA, “Atomi Orientati in Campo Magnetico Variabile”, *Nuovo Cimento* **9**, 43 (1932).
- [61] Y. V. GOTT, M. S. IOFFE et V. G. TEL’KOVSKII, “Some New Results on Confining of Plasmas in a Magnetic Trap”, *Nuclear Fusion Supplement* **3**, 1045 (1962).
- [62] D. E. PRITCHARD, “Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy”, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1336 (1983).
- [63] J. D. WEINSTEIN et K. G. LIBBRECHT, “Microscopic magnetic traps for neutral atoms”, *Phys. Rev. A* **52**, 4004 (1995).
- [64] W. HÄNSEL, P. HOMMELHOFF, T. W. HÄNSCH et J. REICHEL, “Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip”, *Nature (London)* **413**, 498 (2001).
- [65] W. HÄNSEL, *Magnetische Mikrofallen für Rubidiumatome*, Thèse de doctorat, Ludwig-Maximilians-Universität München (2000).
- [66] J. REICHEL, W. HÄNSEL et T. W. HÄNSCH, “Atomic Micromanipulation with Magnetic Surface Traps”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3398 (1999).
- [67] W. HÄNSEL, J. REICHEL, P. HOMMELHOFF et T. W. HÄNSCH, “Magnetic Conveyor Belt for Transporting and Merging Trapped Atom Clouds”, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 608 (2001).

- [68] R. LONG, *Couplage d'une microsphère accordable et d'une puce à atomes*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (2003).
- [69] J. SCHMIEDMAYER, "<http://www.atomchip.uni-hd.de/frameset.php?page=research.php>", (2003).
- [70] J. REICHEL, W. HÄNSEL et T. W. HÄNSCH, "Atomic Micromanipulation with Magnetic Surface Traps", *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3398 (1999).
- [71] S. WILDERMUTH, P. KRÜGER, C. BECKER, M. BRAJDIC, S. HAUPT, A. KASPER, R. FOLMAN et J. SCHMIEDMAYER, "Optimized magneto-optical trap for experiments with ultracold atoms near surfaces", *Phys. Rev. A* **69**, 030901 (2004).
- [72] J. GARFIELD, "Superconducting contacts for use in niobium thin films applications", *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 1906 (1997).
- [73] S. L. CORNISH, N. R. CLAUSSEN, J. L. ROBERTS, E. A. CORNELL et C. E. WIEMAN, "Stable [⁸⁵Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions", *Physical Review Letters* **85**, n° 9, 1795–1798 (2000).
- [74] J. ARLT, O. MORAGÒ, S. WEBSTER, S. HOPKINS et C. FOOT, "A pyramidal magneto-optical trap as a source of slow atoms", *Opt. Commun.* **157**, 303 (1998).
- [75] K. DIECKMANN, R. J. C. SPREEUW, M. WEIDEMÜLLER et J. T. M. WALRAVEN, "Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms", *Phys. Rev. A* **58**, 3891 (1998).
- [76] T. LAHAYE, J. M. VOGELS, K. J. GÜNTER, Z. WANG, J. DALIBARD et D. GUÉRY-ODELIN, "Realization of a Magnetically Guided Atomic Beam in the Collisional Regime", *Phys. Rev. Lett.* **93**, 093003 (2004).
- [77] S. HAROCHE, "Cavity Quantum Electrodynamics", dans J. DALIBARD, J.-M. RAIMOND et J. ZINN-JUSTIN, rédacteurs, "Fundamental Systems in Quantum Optics, Les Houches Summer School, Session LIII", page 767, North Holland, Amsterdam (1992).
- [78] R. G. HULET, E. S. HILFER et D. KLEPPNER, "Inhibited spontaneous emission by a Rydberg atom", *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2137 (1985).
- [79] W. JHE, A. ANDERSON, E. A. HINDS, D. MESCHÉDE, L. MOI et S. HAROCHE, "Suppression of spontaneous emission decay at optical frequencies : Test of vacuum-field anisotropy in confined space", *Phys. Rev. Lett.* **58**, 666 (1987).
- [80] G. GABRIELSE et H. DEHMET, "Observation of inhibited spontaneous emission", *Phys. Rev. Lett.* **55**, 67 (1985).
- [81] M. A. HEALD et J. B. MARION, *Classical electromagnetic radiation*, HBJ (1980).
- [82] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC et G. GRYNBERG, *Processus d'Interaction entre Photons et Atomes*, InterEditions, Paris, France (1988).
- [83] S. K. DUTTA, J. R. GUEST, D. FELDBAUM, A. WALZ-FLANNIGAN et G. RAITHEL, "Ponderomotive optical lattice for Rydberg atoms", *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5551 (2000).
- [84] E. PEIK, "Electrodynamic trap for neutral atom", *Eur. Phys. J. D* **6**, 179 (1999).
- [85] T. JUNGLÉN, T. RIEGER, S. RANGWALA, P. PINKSE et G. REMPE, "Slow ammonia molecules in an electrostatic quadrupole guide", *Eur. Phys. J. D* **31**, 365 (2004).

- [86] D. M. HARBER, H. J. LEWANDOWSKI, J. M. MCGUIRK et E. A. CORNELL, “Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas”, *Phys. Rev. A* **66**, 053616 (2002).
- [87] P. TREUTLEIN, P. HOMMELHOFF, T. STEINMETZ, T. W. HÄNSCH et J. REICHEL, “Coherence in Microchip Traps”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 203005 (2004).
- [88] J. MOZLEY, *à paraître*, Thèse de doctorat.
- [89] W. M. ITANO et N. F. RAMSEY, “Accurate measurement of time”, *Sci. Am.* **269**, 46 (1993).
- [90] W. GERLACH et O. STERN, “Des experimentelle Nachweis des magnetischen Moments des Silberatoms”, *Zeitschrift für Physik* **8**, 110 (1922).
- [91] M. F. ANDERSEN, A. KAPLAN et N. DAVIDSON, “Echo spectroscopy and quantum stability of trapped atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 023001 (2003).
- [92] J. M. MCGUIRK, D. M. HARBER, J. M. OBRECHT et E. A. CORNELL, “Alkali-metal adsorbate polarization on conducting and insulating surfaces probed with Bose-Einstein condensates”, *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **69**, n° 6, 062905 (2004).
- [93] A. S. SORENSEN, C. H. VAN DER WAL, L. I. CHILDRESS et M. D. LUKIN, “Capacitive coupling of atomic systems to mesoscopic conductors”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 063601 (2004).
- [94] C. P. WEN, “Coplanar Waveguide : a Surface Strip transmission Line Suitable for Non-Reciprocal Gyromagnetic Device Application”, *IEEE Trans. MTT-17*, 1087 (1969).
- [95] D. I. SCHUSTER, A. WALLRAFF, A. BLAIS, L. FRUNZIO, R.-S. HUANG, J. MAJER, S. M. GIRVIN et R. J. SCHOELKOPF, “AC-Stark Shift and Dephasing of a Superconducting Qubit Strongly Coupled to a Cavity Field”, *Phys. Rev. Lett.* (2005).
- [96] Y. JU LIN, I. TEPER, C. CHIN et V. VULETIC, “Impact of the Casimir-Polder Potential and Johnson Noise on Bose-Einstein Condensate Stability Near Surfaces”, *Physical Review Letters* **92**, 050404 (2004).
- [97] A. SEMENOV, G. GOL'TSMAN et A. KORNEEV, “Quantum detection by current carrying superconducting film”, *Physica C* **351**, 349 (2000).
- [98] G. N. GOL'TSMAN, O. OKUNEV, G. CHULKOVA, A. LIPATOV, A. SEMENOV, K. SMIRNOV, B. VORONOV, A. DZARDANOV, C. WILLIAMS et R. SOBOLEWSKI, “Fabrication and Properties of an Ultrafast NbN Hot-Electron Single Photon Detector”, *IEEE Trans. Appl. Supercon.* **11**, 574 (2001).
- [99] K. S. IL'IN, I. I. MILOSTNAYA, A. A. VEREVKIN, G. N. GOL'TSMAN, E. M. GERSHENZON et R. SOBOLEWSKI, “Ultimate quantum efficiency of a superconducting hot-electron photodetector”, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3938 (1998).

Le contrôle de tous les degrés de liberté d'un système simple est un objectif intéressant tant sur le plan fondamental qu'au niveau des applications, à l'information quantique par exemple. Nous avons entrepris la construction d'un dispositif expérimental visant à piéger des atomes de Rydberg circulaires au voisinage d'éléments micro-fabriqués en surface d'une puce. La source primaire de Rubidium est un jet atomique vertical fournissant un flux d'atomes lents. Nous démontrons la possibilité de réaliser la séquence expérimentale suivante. Les atomes sont tout d'abord recapturés à l'intérieur d'un cryostat à Hélium pompé au sein duquel a lieu la suite des manipulations. L'utilisation de techniques de micro-piégeage atomique à la surface d'une puce permet ensuite la préparation d'un nuage froid et dense de Rubidium. Après un processus d'excitation composé de plusieurs échelons lasers et radiofréquences on obtient un atome de Rydberg circulaire unique grâce au phénomène de blocage dipolaire. Cet atome est finalement confiné dans un piège électrique dynamique tirant parti de l'extrême polarisabilité des états atomiques utilisés. Une technique « d'habillage micro-onde » réduit la différence de polarisabilité entre deux niveaux donnés, autorisant ainsi le maintien d'une cohérence quantique sur un temps de l'ordre de la seconde. Le temps de vie atomique est également prolongé grâce à l'inhibition de l'émission spontanée due à la proximité de surfaces métalliques. En dernier lieu, la mesure de l'état atomique final après interaction est effectuée en détectant l'électron d'ionisation grâce à un compteur supraconducteur.

électrodynamique quantique en cavité, atomes de Rydberg circulaires, puce à atome, blocage dipolaire, inhibition de l'émission spontanée, détecteur à transition supraconductrice.

Controlling all the degrees of freedom of a simple system is an interesting goal both from a fundamental point of view and with a view to further applications, quantum information for example. We have started to build a new apparatus in order to trap circular Rydberg atoms in the vicinity of surface micro-fabricated devices. The primary source of Rubidium is a vertical atomic jet producing a flux of slow atoms. We demonstrate the possibility of conducting an experiment along the following lines. First, the atoms are captured inside a pumped Helium cryostat at the heart of which the experiment is carried out. A cold and dense Rubidium cloud is prepared using magnetic micro-chip techniques. Following an excitation process involving lasers and radio-frequency, a single circular Rydberg atom is obtained, due to the dipole blockade effect. This atom is finally confined in a dynamic electric trap exploiting the extreme polarizability of the relevant atomic states. A "microwave dressing" technique reduces the difference in polarizability between two given levels, allowing the preservation of quantum coherences over time scale of the order of a second. The atomic lifetime is also increased by spontaneous emission inhibition in the vicinity of metallic surfaces. Finally, the atomic internal state after interaction processes is measured via detection of the ionization electron using a superconducting transition-edge sensor.

cavity quantum electrodynamics, circular Rydberg atoms, atom-chip, dipole blockade, spontaneous emission inhibition, superconducting transition-edge sensor.