



Couplage d'une microsphère accordable et d'une "puce à atomes". Vers des expériences "intégrées" d'électrodynamique quantique en cavité optique

Romain Long

► To cite this version:

Romain Long. Couplage d'une microsphère accordable et d'une "puce à atomes". Vers des expériences "intégrées" d'électrodynamique quantique en cavité optique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT: . tel-00006175

HAL Id: tel-00006175

<https://theses.hal.science/tel-00006175>

Submitted on 31 May 2004

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

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK



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

présentée par
Romain LONG

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

Sujet de la thèse :

COUPLAGE D'UNE MICROSPHÈRE ACCORDABLE
ET D'UNE « PUCE À ATOMES ».

Vers des expériences « intégrées »
d'électrodynamique quantique en cavité optique.

Soutenue le 25 Septembre 2003 devant le jury composé de :

M. P. PILLET
M. P. VERKERK
M. C. FABRE
M. J. REICHEL
M. S. HAROCHE

Rapporteur
Rapporteur
Président
Examineur
Directeur de Thèse

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	9
1 Couplage d'un atome avec un mode de galerie	21
1.1 Détection d'un atome unique sans cavité	21
1.1.1 Interaction résonante : détection en fluorescence	21
1.1.2 Interaction non résonante : faisceau focalisé	25
1.2 Détection d'un atome unique avec une cavité	27
1.2.1 Effet d'une cavité	27
1.2.2 Description du système Atome-Cavité	28
1.2.3 Modèle semi-classique	30
1.2.4 Détektivité d'un atome	32
1.2.5 Cas résonant	33
1.2.6 Cas non-résonant	34
1.3 Cas d'une microsphère : Rétro-diffusion cohérente	38
1.3.1 Principe et Avantage	38
1.3.2 Modification des équations de Maxwell-Bloch optiques	40
1.4 Piégeage d'atomes au voisinage de la microsphère	42
2 Généralités sur les microsphères	45
2.1 Description des modes de galerie	45
2.1.1 Approches simplifiées	45
2.1.2 Problème électromagnétique exact	50
2.1.3 Spectres des modes de galerie	51
2.1.4 Dépendances spatiales des modes de galerie	53
2.2 Facteur de qualité des microsphères	56
2.2.1 Pertes par diffraction	57
2.2.2 Pertes par absorption ou diffusion en volume	57
2.2.3 Pertes par absorption ou diffusion en surface	58
2.3 Volume des modes de galerie	59
2.3.1 Volume d'un mode et champ par photon	59
2.3.2 Volume du mode $n = 1$ et $ m = \ell$	60
2.3.3 Volume des modes avec $ m < \ell$	62
2.3.4 Volume des modes avec $n > 1$ et $ m = \ell$	62
2.3.5 Champ à la surface	64

2.4	Fabrication des microsphères	67
2.4.1	Étirage de la fibre ébauche	67
2.4.2	Fusion au moyen d'un laser CO ₂	67
2.5	Excitation des modes de galerie	69
2.5.1	Principe du couplage : le « dip »	69
2.5.2	Couplage par prisme : description du montage	71
3	Accord en fréquence d'une microsphère	75
3.1	Méthodes d'accord possibles	76
3.1.1	Accord thermique	76
3.1.2	Accord mécanique	77
3.2	Différents montages : les pinces	80
3.2.1	La pince à sphère collée	80
3.2.2	La pince aux bras de verre	81
3.2.3	Dispositif expérimental	82
3.2.4	Accord des différents types de modes	83
3.2.5	Accord Maximum	85
3.2.6	Stabilité de la pince	86
4	Système de couplage d'une microsphère dans l'ultra-vide	89
4.1	Premier essai à Paris	89
4.1.1	But de l'expérience	89
4.1.2	Le coupleur	90
4.1.3	Problèmes... et Conclusion	91
4.2	Deuxième essai à Munich	93
4.2.1	La pince	93
4.2.2	Couplage par prisme et ajustement du gap	97
4.2.3	Amenée du faisceau de couplage par une fibre monomode	98
4.2.4	Focalisation du faisceau de couplage par une lentille GRIN	100
4.2.5	Ajustement du faisceau de couplage par un tube piézo-électrique	101
4.2.6	Collection de la lumière : lentille GRIN et fibre multimode	103
4.2.7	Résultat	103
5	Piégeage magnétique	105
5.1	Atomes en champ magnétique	106
5.1.1	Interaction magnétique	106
5.1.2	Pertes Majorana	107
5.1.3	Ordres de grandeurs utiles	108
5.2	Types de Pièges Magnétiques	109
5.2.1	Pièges Quadrupolaires	109
5.2.2	Pièges Ioffe-Pritchard	110
5.3	Micropièges Magnétiques	112
5.3.1	Pièges Quadrupolaires 2D	113
5.3.2	Piégeage 3D	115
5.3.3	Pièges Ioffe-Pritchard 3D	119
5.3.4	Pièges Quadrupolaires 3D	121

6	Convoyeur pour le transport d'atomes sur une grande distance : le « LDC »	123
6.1	Confinement Transversal	123
6.1.1	Configuration à 3 conducteurs	124
6.1.2	Optimisation de la profondeur du piège	126
6.2	Confinement Longitudinal et Transport	128
6.2.1	Convoyeur à atomes de première génération	128
6.2.2	Convoyeur à atomes de deuxième génération	130
6.2.3	Optimisation du transport des atomes : cas idéal	132
6.3	Principe du chargement du « LDC »	137
6.3.1	Le PMO - Miroir	137
6.3.2	Chargement du piège magnétique	138
6.3.3	Adaptation du transfert pour le chargement du « LDC » : Le tournant pour atomes	139
6.4	Fabrication du substrat	144
6.4.1	Substrat à deux couches	144
6.4.2	Déposition du miroir	147
6.4.3	Connexion du substrat	148
7	Transport des atomes	149
7.1	Dispositif expérimental	149
7.1.1	Fixation du substrat et des bobines	149
7.1.2	Système à vide	150
7.1.3	Système laser	152
7.1.4	Système de détection	155
7.1.5	Contrôle de l'expérience	157
7.1.6	Alimentations en courant	157
7.2	Expériences Préliminaires	157
7.2.1	Chargement du PMO - Miroir : utilisation d'un dispensateur en mode pulsé	157
7.2.2	Chargement du piège magnétique	161
7.2.3	Le tournant pour atomes	163
7.2.4	Test du confinement transversal : le guide atomique	164
7.3	Le Convoyeur à Atomes	166
7.3.1	Première Expérience : le « LDC » avec 3 conducteurs de modulation	166
7.3.2	Deuxième Expérience : Le « LDC » à 6 conducteurs de modulation	172
	Conclusion	180
A	Données du ^{87}Rb et Constantes	185
B	Rampes utilisées	187
B.1	Rampe Simple : « TurnOn »	187
B.2	Rampe Blackman	188

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué dans le cadre d'une collaboration entre le laboratoire Kastler Brossel du Département de Physique de l'ENS à Paris et le Max-Planck-Institut für Quantenoptik ainsi que la Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität à Munich. Je remercie les directeurs successifs du LKB : Michèle Leduc, Élisabeth Giacobino, Franck Laloë pour m'y avoir accueilli. J'exprime également toute ma reconnaissance à Theodor W. Hänsch pour m'avoir accueilli dans son groupe à Munich. J'ai toujours pu ainsi bénéficier de conditions de travail exceptionnelles.

Je tiens à remercier Serge Haroche d'avoir accepté de prendre la direction de cette thèse. C'est grâce aux relations privilégiées de Serge avec Ted Hänsch et son groupe, que l'idée de combiner microsphères et micropièges magnétiques a germé, et que j'ai pu par la suite poursuivre ma thèse à Munich. Je suis ainsi passé des atomes libres aux atomes piégés, ce qui m'a ouvert des horizons nouveaux. Serge a de plus toujours suivi avec beaucoup d'attention les résultats de l'expérience et ce, malgré l'éloignement.

Jakob Reichel a assuré le suivi quotidien de ma thèse au cours des trois dernières années. Son grand sens physique et ses grandes qualités d'expérimentateur ont permis de cerner et de résoudre de nombreux problèmes. J'ai pu notamment bénéficier de son expérience unique de pionnier et de son savoir-faire de premier plan dans le domaine des micropièges magnétiques. Je le remercie particulièrement pour m'avoir permis de réaliser ma thèse dans une grande indépendance, mais aussi et surtout pour m'avoir accordé sa confiance et son soutien enthousiaste, spécialement dans les moments difficiles, comme lorsqu'un « ping » malheureux, synonyme de sphère brisée, résonne dans le labo ou qu'un mode sombre dans les affres d'un étuvage, avant de disparaître à jamais. Jakob aime, de plus, profondément le français, et c'est toujours un plaisir d'avoir des discussions suivies d'immanquables vérifications lexicales, étymologiques et linguistiques dans le Robert.

Durant mon stage de DEA, puis durant la première année de ma thèse à Paris, j'ai eu la chance de travailler dans l'équipe « Microsphères », où Valérie Lefèvre-Seguin et Jean Hare m'ont fait découvrir les champs des sphères. Leurs grandes qualités scientifiques et humaines m'ont beaucoup apporté, qu'ils en soient ici remerciés.

Je tiens également à exprimer ma gratitude à tous ceux, avec lesquels j'ai travaillé ou que j'ai simplement croisés en P10.

Wolf von Klitzing m'a initié avec beaucoup d'enthousiasme au travail expérimen-

tal sur les sphères, à sa grande beauté et à sa non moins grande difficulté. Mais il faut avoir vu le verdoisement d'une sphère dopée Erbium ou la douce naissance d'une sphère dans une fibre, pour se rendre compte des trésors de beauté que peuvent receler ces expériences.

Sébastien Steiner a commencé sa thèse en même temps que moi à Paris, et nous avons pu partager, à intervalles réguliers et avec beaucoup d'intérêt, les progrès de nos expériences respectives sur le couplage de dipôles et de sphères.

Je remercie Pierre Desbiolles pour avoir monté avec beaucoup d'efficacité le piège magnéto-optique à Paris, même si par la suite le couplage avec les microsphères n'a pu être achevé.

Je remercie également les autres membres du groupe d'« Électrodynamique des Systèmes Simples », partie atomes de Rydberg et cavité supraconductrice, pour les pauses de midi autour d'un café en P10, donnant à cette salle de manip un parfum si particulier, riche de toutes les tasses et les discussions consommées : Michel Brune, Gilles Nogues, Jean-Michel Raimond, Patrice Bertet, Stefano Osnaghi, Arno Rauschenbautel, Alexia Auffeves, Paolo Maioli, Philippe Hyafil, ainsi que les autres doctorants venus par la suite...

En arrivant à Munich, j'ai eu la chance de trouver en l'équipe « Mikrofalle » de Jakob, un groupe dynamique, enthousiaste, chaleureux, et dont de plus la majorité des membres parlaient très bien français. Je tiens ici à exprimer ma reconnaissance à tous les membres du groupe au fil des années.

Peter Hommelhoff et Tilo Steinmetz ont effectué leur thèse en même temps que moi. Je remercie Peter pour son éternel allant, son grand enthousiasme, et son indéfectible optimisme. Il a de plus été pour moi une motivation constante dans mon apprentissage de l'allemand, ne serait-ce que pour tenter de saisir l'écart de sens et de qualité entre une « Conrad-Möhre » et une « Stromquelle vom Feinsten ».

Cela a toujours été un très grand plaisir de travailler avec Tilo, personnage protéiforme, aux multiples facettes et centres d'intérêt, dont l'humour, l'entrain, et un art du sifflement et du « jodlement » absolument exquis ont toujours été une source de joie. J'ai aussi apprécié nos nombreuses discussions à propos de déphasages, détectivité, finesse, colles UHV, piézo, chargement d'atomes,...

J'ai eu la chance pendant un an de pouvoir côtoyer Wolfgang Hänsel, et j'ai pu apprécier son imagination véritablement débordante, son optimisme, ses gâteaux, ainsi que son coup de cuillère si particulier.

Rémi Delhuille, venu renforcer la présence française à Munich et Philipp Treutlein, au rire capable de traverser les étages, ont ensuite rejoint le groupe, et ont préservé une ambiance dans laquelle il était toujours agréable de travailler.

Chiara Chiffi et Astrid Richter ont également contribué à entretenir une atmosphère très conviviale.

Je tiens à remercier particulièrement, septante, et même nonante fois Tim Rom. C'est lui qui a développé la structure conductrice de la puce à atomes durant son Diplomarbeit. Par la suite, il est toujours venu dans la salle de manip, même à des heures tardives, voir où étaient arrivés les atomes. Je garderais un excellent souvenir de nos discussions, et de nos rires, à propos des atomes, de leur transport, de la physique et de bien d'autres choses.

Je voudrais également remercier à Munich nos voisins d'étage du Schellingstr. 4, chez qui l'on peut toujours aller quérir un conseil, un montage ou du matériel.

Je remercie Pierre Pillet et Philippe Verkerk pour avoir relu mon mémoire au titre de rapporteurs, ainsi que Claude Fabre pour avoir accepté la présidence de mon jury de soutenance.

Je souhaite également remercier, pour leurs remarques constructives afin d'améliorer ce manuscrit, Serge, Jakob et Jean (notamment pour son aide décisive sur le calcul des modes avec $n > 1$).

Tout travail expérimental est redevable des services techniques des laboratoires, et je tiens donc à exprimer ma reconnaissance à ceux de Paris et de Munich. Plus particulièrement, je remercie l'atelier général du département de physique pour la première version du coupleur ultra-vide, l'atelier de mécanique du Max-Planck-Institut für Quantenoptik pour la deuxième version, M. Wenninger et M. Reitmeier du Max-Planck-Institut für Physik à Munich, qui ont assuré la fabrication de la puce, ainsi qu'Anton Scheich pour la construction des très nombreuses alimentations en courant nécessaires au fonctionnement du convoyeur à atomes.

Je désire également remercier les différents secrétariats à Paris, notamment Geneviève Piard et Zohra Ouassoun, et à Munich, plus particulièrement Gabriele Gschwendtner, pour son aide avec les formulaires administratifs allemands et ses discussions en français et sur le français.

Je tiens, finalement, à remercier mon frère pour son accueil toujours chaleureux lors de mes séjours à Paris et de mes arrivées dans la fraîcheur de l'aube par le train de nuit Munich-Paris, ma mère pour son soutien durant mes études, ainsi que tout ceux qui m'ont permis de laisser les photons dans leurs sphères et les atomes dans leurs pièges.

Introduction

Des expériences de pensée à la pensée d'expériences

Le début du XX^{ème} siècle fut marqué en sciences par la naissance de la physique quantique. Aucune expérience depuis lors n'a pu faire trembler cette nouvelle théorie sur ses fondements. Au contraire, son champ d'application a été étendu à l'ensemble des domaines de la physique, l'accord entre théorie et expérience a été poussé à un niveau encore jamais atteint [1, 2], certaines questions en suspens comme la non-séparabilité et la complétude de la physique ont été tranchées [3, 4, 5], certains paradoxes tels l'absence de superposition d'états au niveau macroscopique ont été mieux compris [6].

Ceci ne veut pas dire que c'est une théorie figée à jamais, inébranlable, qu'aucune évolution n'est à attendre. Mais il faut bien reconnaître que les fondateurs de la physique quantique, à partir de quelques résultats expérimentaux dérangeant la physique du XIX^{ème} siècle, sont parvenus à construire un édifice d'une précision, d'une universalité, d'une validité remarquable, et qu'ils ont jeté très loin la pierre dans le jardin de l'expérimentateur. Très vite, pour discuter de cette nouvelle théorie formelle, abstraite, hermétique au sens commun, décrivant une réalité cachée, sous-jacente à notre vie quotidienne, pour en déduire les implications et les conséquences logiques, ses fondateurs eurent recours à des expériences dites de pensée, tant leurs réalisations expérimentales paraissaient alors impossibles. Ce « jeu » d'imagination d'expériences allait être destiné à durer. Une grande partie des travaux théoriques actuels ne sont plus dévolus à l'élaboration d'une théorie rendant compte de résultats expérimentaux mais à la proposition d'expériences mettant en exergue telle ou telle spécificité de la théorie quantique.

Cependant, les temps ont changé, les progrès techniques ont permis la réalisation de nombres de ces expériences de pensée. Et de fait, une proposition est évaluée aussi à l'aune de sa faisabilité expérimentale. La démarche ne se trouve finalement plus si éloignée de celle de l'ingénieur, et tout ingénieur se trouve directement tributaire des progrès techniques. Toutes les réalisations expérimentales des dernières années reposent sur des avancées techniques. La physique quantique, sa mise à l'épreuve, sa mise en oeuvre, l'utilisation de ses propriétés sont liés à l'imagination technique, à l'inventivité pratique, à l'ingéniosité expérimentale. La physique quantique elle-même joue un rôle de premier plan dans l'élaboration de nouvelles techniques et de nouvelles applications pratiques (lasers, transistors, horloges et interféromètres à atomes froids, doublage de fréquence, optique non-linéaire, supraconductivité ...)

Traitement quantique de l'information

Depuis quelques années, un type nouveau d'applications de la physique quantique a été proposé, le traitement quantique de l'information [7]. Dans le traitement classique des données, l'information est codée dans des séquences de chiffres binaires 0 et 1, les bits classiques, qui sont associés aux niveaux des tensions électriques des transistors. L'idée de base de l'information quantique est de coder l'information dans des bits quantiques, les « qubits », c'est à dire des systèmes à deux niveaux régis par les lois du monde quantique, ce qui offre la possibilité d'utiliser des superpositions cohérentes de ces deux états.

Deux branches différentes se sont développées. L'une concerne la communication quantique. Le qubit naturel est alors l'état de polarisation de photons se propageant dans l'air ou dans des fibres optiques. La cryptographie quantique fait intervenir la physique quantique pour garantir la confidentialité du partage d'une clé de codage entre deux interlocuteurs voulant échanger en secret des informations [8]. Plusieurs groupes ont réalisé de tels systèmes de communications quantiquement cryptés sur des dizaines de kilomètres et ont atteint un stade quasi-commercial [9, 10, 11].

L'autre branche, beaucoup plus ardue, vise à réaliser un ordinateur quantique à la puissance de calcul théoriquement immense [12]. Pour cela, on utilise la possibilité d'employer des superpositions d'états comme données d'entrée d'un algorithme. N qubits peuvent être en effet préparés dans une superposition de 2^N états quantiques. Un algorithme quantique, qui évalue une fonction en réalisant des transformations unitaires sur les qubits, peut donc permettre d'obtenir, en un seul cycle, un état de sortie qui est une superposition cohérente de 2^N valeurs d'une fonction. On bénéficie ainsi d'un parallélisme massif.

On ne peut en réalité obtenir ces valeurs d'une manière simple. Toute mesure projette le système sur une des valeurs de la fonction avec une probabilité donnée par son amplitude. On ne mesurerait ainsi qu'une seule valeur de la fonction pour un argument qui est de plus arbitraire. Il est par conséquent nécessaire de réaliser, avant la détection, des interférences entre les différents chemins possibles. On peut alors obtenir après détection un signal d'interférence qui tire partie du parallélisme du calcul. Seuls quelques algorithmes ont pu être développés, qui améliorent la rapidité de calculs de certains problèmes. Le plus connu et potentiellement le plus utile est l'algorithme de Shor, qui permet la factorisation de grands nombres en un temps polynômial, problème dont la difficulté est à la base de la plupart des codes cryptographiques.

Cependant, pour tirer avantage d'un ordinateur quantique, il est nécessaire d'utiliser un nombre suffisamment important de qubits. Il faut donc créer des superpositions macroscopiques d'états, intriquer des systèmes de grande taille. Malheureusement, plus la taille de la superposition augmente, plus celle-ci devient sensible à la décohérence, qui tend à rétablir un comportement classique. Le système utilisé doit être par conséquent très bien isolé de l'environnement. De plus, les qubits doivent interagir fortement entre eux pour pouvoir réaliser la succession de portes logiques

qui décompose l'algorithme que l'on souhaite calculer. Il faut enfin avoir un contrôle suffisant sur le système pour préparer la superposition d'états initiaux, et pour effectuer la détection avec une grande efficacité. Ce sont des conditions, extrêmement difficiles à remplir, pratiquement conflictuelles. Différents systèmes ont été proposés, chacun possédant ses avantages et ses inconvénients.

La résonance magnétique nucléaire utilise les spins nucléaires des atomes d'une molécule. Des intrications de sept qubits ont été réalisés, des algorithmes simples implémentés [13]. Mais on ne peut augmenter le nombre de qubits intriqués au delà d'une dizaine, l'intensité du signal détecté décroissant avec l'augmentation du nombre de noyaux mis en jeu. De plus, on accède uniquement à des valeurs moyennes sur un ensemble macroscopique de spins.

Les photons qui sont les qubits idéaux de la communication quantique, se déplaçant dans l'espace libre ou dans des fibres, sont très bien isolés de l'environnement ; mais inversement, il est difficile de faire interagir deux photons entre eux, bien que des méthodes exploitant des effets d'interférence aient été proposées [14].

L'interaction entre des atomes de Rydberg circulaires, qui possèdent à la fois une très longue durée de vie et un grand moment dipolaire, et le champ d'une cavité micro-onde supraconductrice de grand facteur de qualité, a permis de réaliser des opérations élémentaires d'information quantique : intrication de deux atomes [15], intrication de deux modes du champ [16], réalisation d'une porte de phase [17], détection non-destructive d'un seul photon [18], intrication de trois systèmes quantiques [19], ... Mais l'arrivée des atomes dans la cavité est aléatoire, le temps d'acquisition exponentiel en fonction du nombre d'atomes, et il est impossible de suivre l'état du champ en temps réel.

Un nombre défini d'ions peuvent être piégés dans un piège linéaire de Paul avec des fréquences d'oscillation de quelques MHz. Ils sont bien isolés de l'environnement. On peut les refroidir jusqu'au niveau fondamental du piège. Ils sont suffisamment espacés par la force de Coulomb pour pouvoir être adressés individuellement au moyen de faisceaux lasers focalisés. L'intrication entre les ions est créée via leur mouvement de vibration collectif. On peut en outre détecter leur état quantique avec une efficacité proche de 100 %. Deux ions et quatre ions ont été intriqués [20, 21], des portes CNOT ont été réalisées agissant, sur différents niveaux d'un seul ion [22], ou sur les états électroniques de deux ions [23], un algorithme implémenté [24]. Toutefois, le fait que les ions interagissent par interaction coulombienne les rend très sensibles à des champs parasites, ce qui conduit à un chauffage du mouvement vibrationnel des ions [25]. Bien que des améliorations aient permis une réduction des taux de chauffage [26], ces schémas ne peuvent s'appliquer qu'à un petit nombre d'ions. Pour contourner cette difficulté, il a été proposé de stocker les ions dans des régions mémoires, puis pour effectuer une opération logique, un sous-ensemble d'ions est extrait de la région mémoire, transporté dans une région d'interaction en appliquant des voltages appropriés sur une structure de multiples électrodes [27].

Une autre voie possible consiste à utiliser des atomes neutres, qui bénéficient d'un couplage plus faible avec leur environnement, mais au prix d'un plus faible couplage entre eux.

Micropièges magnétiques

Les atomes ont longtemps été obtenus à la sortie d'un four à des vitesses de plusieurs centaines de m/s. L'influence que l'on pouvait avoir sur leurs degrés de liberté externes se limitait à l'effet Stern-Gerlach, puis plus tard à la focalisation d'un jet atomique ou moléculaire au moyen de lentilles magnétiques [28].

Il y a presque vingt ans les premiers atomes froids étaient obtenus [29], puis piégés et refroidis dans un piège magnéto-optique [30]. On dispose depuis, relativement simplement, d'atomes localisés dans l'espace dont la température est au maximum de quelques centaines de micro-Kelvins et qu'on peut alors laisser tomber ou lancer dans le champ de gravité.

Les micropièges magnétiques, proposés par J. D. Weinstein et K. G. Libbrecht [31] permettent de piéger des atomes au dessus de la surface d'un substrat en faisant circuler une configuration de courants définie dans une structure conductrice miniaturisée, déposée sur cette surface [32]. L'emploi de techniques de lithographie assure à la fois la miniaturisation et la complexité de la structure conductrice. La miniaturisation permet l'obtention de pièges très raides, assurant un grand confinement des atomes (de l'ordre de la centaine de nanomètres), ce qui autorise un positionnement précis. Les atomes se trouvent de plus piégés dans le « champ proche » de certains conducteurs « actifs » (à environ une centaine de micromètres). Des conducteurs éloignés peuvent par conséquent effectuer des manipulations sur d'autres atomes sans causer de perturbations. Il est alors possible, grâce à la lithographie, de réaliser une structure conductrice complexe qui intègre plusieurs sous-structures réalisant des opérations définies sur des atomes situés à des positions différentes. D'autre part, on peut non seulement confiner les atomes fortement, mais on peut aussi déterminer et modifier la position d'une telle localisation. Des structures conductrices spéciales, des « convoyeurs magnétiques à atomes », permettent en effet de déplacer les atomes d'une manière précise et contrôlée [33]. On acquiert ainsi une maîtrise sur les degrés de liberté externes d'un atome.

Il existe bien sûr d'autres solutions. Un déplacement des atomes peut être réalisé par piégeage magnétique avec des bobines macroscopiques [34]. On peut alors transporter sur une grande distance un nombre d'atomes plus important que dans le cas des micropièges en raison d'un volume de piégeage plus grand, mais au détriment du confinement. On peut aussi utiliser des pièges dipolaires optiques, qui ont même été employés avec des atomes uniques [35, 36]. Ils nécessitent toutefois un accès optique ; on ne peut donc approcher des atomes piégés dans un piège dipolaire à moins de plusieurs microns d'une surface ou d'une pointe. On peut également utiliser des solutions mixtes, où après un transport au moyen d'un piégeage magnétique ou dipolaire, on transfère les atomes dans un micropiège, mais cela augmente considérablement la complexité expérimentale [37, 38]. De plus, tous ces systèmes ne permettent pas d'agir de manière individuelle sur un grand nombre d'ensembles d'atomes. Les micropièges magnétiques offrent la flexibilité de pouvoir traiter en parallèle de multiples ensembles d'atomes, ils peuvent accroître ainsi considérablement les moyens de manipulation dont on dispose sur des atomes froids.

Il serait intéressant d'étendre les manipulations déjà réalisées avec des ensembles d'atomes au niveau de l'atome unique. On peut imaginer utiliser les très forts gradients des pièges magnétiques pour charger un atome unique dans un piège magnéto-optique avant de le transférer dans un piège magnétique, et construire ainsi, un par un, un registre d'atomes uniques, c'est à dire une succession d'atomes uniques se trouvant piégés dans une ligne de puits de potentiels. Ceci nécessite une sensibilité de détection au niveau de l'atome unique, conservant l'atome dans le piège. L'utilisation d'une cavité optique permet d'atteindre cette sensibilité.

Couplage avec une cavité

Un atome unique, dans un piège magnéto-optique, peut être détecté par l'observation de sauts discrets dans son signal de fluorescence [39]. La détection se fait alors de manière destructive, la cohérence atomique étant détruite lors d'un cycle absorption-émission spontanée.

Des méthodes moins destructives, réduisant le nombre d'émissions spontanées, ont été développées. Le principe d'une telle détection consiste à utiliser non l'absorption d'un faisceau sonde mais son déphasage dû à un effet d'indice atomique lors de son interaction non-résonante avec l'atome. Ces techniques de détection ont été employées avec succès sur des condensats de Bose-Einstein [40, 41] et sur des nuages d'atomes froids [42, 43, 44]. En revanche, ces méthodes ne peuvent être appliquées dans le cas d'un atome unique, l'effet d'indice étant alors trop faible. Un moyen pour « recycler » le déphasage du faisceau sonde consiste à utiliser une cavité, le déphasage induit par l'atome étant alors amplifié par la finesse du résonateur.

La détection d'un atome unique a déjà été réalisée avec des cavités Fabry-Pérot de très grande finesse, permettant l'obtention du régime de couplage fort, où l'interaction entre l'atome et le champ domine les sources de pertes du système (émission spontanée, pertes de la cavité). Dans cette situation, un atome unique a une influence notable sur le champ et réciproquement un photon unique dans la cavité a un effet important sur l'atome. Le couplage de l'atome et du champ de la cavité crée un système habillé atome-cavité, qui modifie la condition de résonance d'un faisceau sonde. La mesure de sa transmission permet donc de mesurer, en temps réel, le passage d'atomes froids lâchés au dessus de la cavité [45]. Comme le couplage atome-champ dépend de la position de l'atome dans le mode de la cavité, il est même possible d'acquérir une information sur la position de l'atome et de reconstruire sa trajectoire dans la cavité [46, 47].

La difficulté principale pour réaliser le couplage entre un atome d'un micropiège et une cavité est la faible distance de piégeage des atomes par rapport à la surface du substrat, de l'ordre de la centaine de microns. Cela rend l'utilisation d'une cavité Fabry-Pérot traditionnelle, dont le diamètre des miroirs est de plusieurs millimètres, très difficile. On peut alors se tourner vers d'autres types de résonateurs, comme des résonateurs à fibres, mais dont la finesse est limitée [48]. Une autre solution consiste à utiliser une cavité microsphère.

Dans une cavité microsphère, dont les diamètres sont de l'ordre de $50\ \mu\text{m}$, la lumière est piégée par une succession de réflexions totales internes au voisinage de l'équateur, constituant un mode de galerie. À l'extérieur de la sphère, le mode présente une onde évanescente permettant le couplage avec les atomes. Le fait qu'une partie du mode se trouve ainsi à l'extérieur du résonateur permet d'approcher le champ de la cavité arbitrairement près d'une surface. Les microsphères présentent de plus l'avantage d'être parmi les meilleurs résonateurs dans le domaine optique, avec des facteurs de qualité de l'ordre de 10^9 et des volumes de modes de quelques centaines de μm^3 , permettant d'atteindre le régime de couplage fort entre l'atome et le champ.

But de cette thèse

Le but de cette thèse est de coupler une cavité microsphère avec une « puce à atomes » permettant de transporter des atomes confinés dans des micropièges magnétiques sur des distances macroscopiques de plusieurs centimètres.

Pour cela, on est confronté à plusieurs difficultés techniques, qui peuvent faire apparaître ces systèmes comme incompatibles :

Fréquence des modes de galerie Les fréquences de transition des atomes sont fixes. Les fréquences des modes de galerie sont, quant à elles, uniquement déterminées par la taille de la sphère et l'indice de réfraction du matériau. Par conséquent, le spectre des modes de galerie d'une microsphère se trouve placé de manière arbitraire par rapport à la fréquence atomique. Comme l'intervalle spectral libre d'une microsphère est de l'ordre du THz et que les largeurs des modes de galerie et de la transition atomique sont de l'ordre du MHz, une coïncidence entre l'atome et un mode de galerie est très improbable. Pour pouvoir placer le mode de la sphère à résonance ou à un désaccord choisi par rapport à l'atome, il faut pouvoir accorder la microsphère en fréquence sur une partie notable de l'ISL. Il est de plus nécessaire de préserver un accès à la sphère pour le système d'excitation des modes de galerie et pour les atomes.

Couplage des modes de la sphère dans l'ultra-vide Les atomes froids sont obtenus dans une chambre ultra-vide. La durée de vie du piège magnétique est inversement proportionnelle à la pression du gaz résiduel, on travaille habituellement avec des pressions de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-10} mbar. Or, le couplage des modes de galerie nécessite plusieurs degrés de liberté, qui doivent être ajustés avec une précision nanométrique. Un montage traditionnel d'excitation des modes de galerie occupe un volume de quelques dizaines de dm^3 et utilise de nombreuses platines de translation. C'est absolument impossible dans un environnement ultra-vide. Il faut donc miniaturiser le système d'excitation des modes de galerie, tout en préservant l'ajustement des degrés de liberté critiques et la compatibilité ultra-vide.

Chargement des atomes dans le piège Les atomes du micropiège magnétique sont d'abord obtenus à partir d'un piège magnéto-optique. Dans cette zone de

chargement, de nombreux faisceaux lasers sont présents. Or, le système de couplage des modes de galerie a une taille de quelques centimètres, incompatible avec la présence des faisceaux laser. Il faut donc pouvoir transporter les atomes, d'une zone de chargement où les atomes froids sont obtenus, vers une zone où la microsphère est positionnée, ce qui représente une distance de plusieurs centimètres. Il faut de plus que cette zone soit libre de tout faisceau laser.

Au cours de cette thèse, des progrès ont été réalisés pour résoudre ces différentes difficultés :

Accord de la sphère Une nouvelle méthode d'accord en fréquence des microsphères par traction mécanique a été développée. Un accord sur 400 GHz a été obtenu, plus de 2,5 fois supérieur à l'accord maximum précédemment obtenu, ce qui correspond à un balayage de la moitié de l'intervalle spectral libre de la sphère utilisée. Ceci signifie donc qu'on pourra mettre à résonance le mode de galerie le plus confiné de la sphère avec la transition de l'atome, au bout de deux sphères (en moyenne). Les nouveaux montages réalisés préservent de plus l'accès à la sphère pour l'optique de couplage et pour les atomes.

Couplage dans l'ultra-vide Un système de couplage de la lumière dans les modes de galerie a été réalisé, occupant un volume de quelques dizaines de cm^3 , et dont tous les composants ont été sélectionnés pour être compatibles ultra-vide. L'ajustement des degrés de libertés critiques est réalisé à l'intérieur de la chambre au moyen d'éléments piézo-électriques. Le couplage d'un mode de galerie dans l'ultra-vide a ainsi pu pour la première fois être réalisé à une pression de $3 \cdot 10^{-10}$ mbar.

Transport des atomes – Pour réaliser le transport des atomes sur plusieurs centimètres, une puce multi-couches spéciale, développée durant le Diplomarbeit de Tim Rom, a été testée.

- Afin d'assurer l'absence de faisceaux laser dans la zone d'interaction, où est placée la microsphère, un « tournant pour atomes » a été démontré, au cours duquel le positionnement des atomes est précisément maîtrisé sur une trajectoire circulaire.
- Le transport des atomes sur une distance de plusieurs centimètres rend difficile l'emploi de bobines macroscopiques pour créer des champs homogènes. Il est nécessaire de développer des solutions « intégrées », où l'ensemble des champs magnétiques nécessaires au piégeage des atomes est obtenu par des conducteurs déposés sur le substrat. Dans cet esprit, un guide atomique a été réalisé, où le confinement à deux dimensions des atomes est obtenu par trois conducteurs parallèles de la puce.
- Un transport contrôlé des atomes entre deux zones séparées par 6 cm a été démontré. Jusqu'à deux allers-retours ont pu être effectués représentant une distance totale de déplacement des atomes de 24 cm, 60 fois plus que le précédent transport réalisé avec des micropièges magnétiques. La vitesse de transport a été augmentée d'environ un ordre de grandeur, l'adiabaticité du transport améliorée.

On peut ainsi espérer détecter un atome unique dans un micropiège magnétique en l’approchant du champ de la microsphère. On est alors en mesure de réaliser une situation idéale de l’électrodynamique en cavité, où un atome est maintenu piégé à une position précise du champ d’une cavité, et où on l’observe en continu via la transmission d’un faisceau sonde à travers le système atome-cavité. L’observation d’atomes uniques en continu peut permettre des processus de « rétro-action quantique » où on ajuste continuellement l’évolution du système en fonction des résultats des mesures, en prenant en compte la réduction du paquet d’ondes [49, 50].

En outre, la flexibilité des micropièges magnétiques rend possible le positionnement dans une cavité de plusieurs atomes piégés magnétiquement, afin de les intriquer via leur interaction avec le mode de la cavité [51]. On peut même songer à la combinaison d’un réseau d’atomes dans des micropièges magnétiques avec un réseau de cavités pour réaliser des réseaux de communication quantique [52].

Le couplage de composants optiques et notamment des cavités, avec des atomes piégés au moyen d’une « puce » à atomes, dont on peut précisément contrôler la position, ouvre ainsi la voie à une nouvelle maîtrise des atomes et de leur couplage avec le champ, pouvant permettre de réaliser une forme d’« atomtronique » [27].

Plan du mémoire

Le chapitre 1 traitera des différentes possibilités de détection d’un atome unique dans un micropiège magnétique et plus particulièrement des différentes possibilités d’interaction entre un atome et les modes de galerie d’une microsphère.

Le chapitre 2 sera consacré à la présentation des modes de galerie, en insistant sur leurs grands facteurs de qualité et leurs faibles volumes de modes. Les techniques de fabrication des microsphères seront également évoquées, ainsi que le couplage de la lumière dans ces modes.

Le chapitre 3 présentera l’accord en fréquence des modes de galerie. Les méthodes d’accord possibles seront décrites, ainsi que les montages utilisés et les accords en fréquence réalisés.

Le chapitre 4 portera sur le couplage des modes de galerie dans un environnement ultra-vide où les atomes piégés sont manipulés. Les techniques utilisées pour miniaturiser le coupleur tout en conservant un ajustement des degrés de liberté critiques et en préservant la compatibilité ultra-vide seront détaillées.

Dans le chapitre 5, après quelques généralités sur le piégeage magnétique, les différents types de pièges habituels seront introduits. Puis, on présentera leur réalisation grâce à une structure conductrice déposée sur un substrat, en soulignant les propriétés des micropièges.

Le chapitre 6 décrira la puce développée pour transporter des atomes sur une distance macroscopique de plusieurs centimètres, nécessaire pour amener les atomes de la zone de chargement du piège magnétique vers la zone d’interaction, où la sphère et

son dispositif de couplage sont placés. Les choix retenus pour réaliser le confinement transversal, puis le confinement suivant la direction de transport, seront exposés. Les différentes étapes du chargement de ce « convoyeur à atomes » seront détaillées, en particulier un « tournant pour atomes ». Une rapide description de la fabrication du substrat suivra.

Dans le chapitre 7, après une description du dispositif expérimental, les résultats expérimentaux du chargement des atomes seront présentés, en particulier l'utilisation d'un dispensateur en mode pulsé. Le tournant pour atomes sera ensuite décrit, ainsi que le fonctionnement du guide atomique. Le transport des atomes proprement dit sera alors détaillé, en comparant notamment deux convoyeurs pour atomes à trois et à six conducteurs de modulation. La démonstration du transport des atomes sur quatre allers-retours de 6 cm sera alors présentée, l'adiabaticité du transport sera discutée.

Chapitre 1

Couplage d'un atome avec un mode de galerie

Dans ce chapitre, nous discuterons tout d'abord des méthodes de détection d'un atome unique, piégé magnétiquement, par fluorescence puis à l'aide d'un faisceau focalisé. Dans une deuxième partie, nous montrerons comment l'utilisation d'une cavité permet d'augmenter la sensibilité de la détection et nous dégagerons les critères pour détecter un atome unique tout en réduisant le nombre d'émissions spontanées. La troisième partie portera sur une spécificité des microsphères et des résonateurs Fabry-Pérot en anneau, à savoir l'existence de deux modes dégénérés tournant en sens inverse. Cela donne lieu à un phénomène de rétro-diffusion cohérente d'un faisceau sonde par l'atome, permettant de réaliser une détection sur fond « noir ». Enfin, dans une dernière partie, nous présenterons une possibilité de piégeage des atomes au voisinage de la sphère, en utilisant la force dipolaire de modes de galerie désaccordés.

1.1 Détection d'un atome unique sans cavité

1.1.1 Interaction résonante : détection en fluorescence

Les premières expériences de détection par fluorescence d'un atome unique dans un jet thermique ont été réalisées dès la fin des années 70 [53]. Par la suite, des atomes uniques furent piégés et détectés par fluorescence dans un PMO [39], puis dans des pièges dipolaires [35, 36]. La détection d'un atome unique piégé magnétiquement ajoute certaines contraintes.

Nombre de photons émis spontanément

Un atome de ^{87}Rb piégé magnétiquement dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ éclairé par un faisceau laser polarisé σ^+ effectue des cycles d'absorption-émission spontanée entre les niveaux $|F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$.

En régime stationnaire, le nombre de photons absorbés par unité de temps est égal au nombre de photons émis spontanément par unité de temps, et les équations

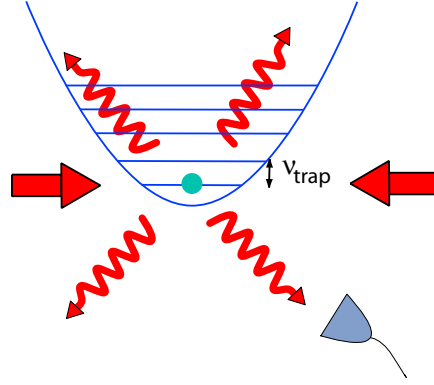


Figure 1.1: *Détection en fluorescence d'un atome piégé magnétiquement*

de Bloch optiques nous donnent

$$\frac{dN_{sp}}{dt} = 2\gamma \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} \quad (1.1)$$

où s est le paramètre de saturation défini par

$$s = \frac{\Pi}{\Pi_{sat}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta}{\gamma}\right)^2} \quad (1.2)$$

avec $\gamma/2\pi = \frac{\Gamma_{sp}/2\pi}{2} \simeq 3$ MHz est la moitié du taux d'émission spontanée, $\Delta = \omega_L - \omega_A$ est le désaccord entre le laser et l'atome, Π est l'éclairement du faisceau d'excitation et $\Pi_{sat} = 2\pi \frac{\hbar c}{3\lambda_0^3} \gamma \simeq 1,65$ mW/cm² est l'éclairement à saturation pour la transition D2 du rubidium.

A forte saturation, un atome unique diffuse ainsi environ $19 \cdot 10^6$ photons par seconde, soit une puissance de l'ordre de 10 pW.

Accélération de l'atome

Les cycles d'absorption-émission spontanée modifient également les degrés de liberté externes de l'atome. Celui-ci subit une accélération due à la force radiative dans la direction du faisceau laser incident

$$a = \frac{\hbar k_L}{M} \times \frac{dN_{cycle}}{dt} \simeq 17500 \text{ m/s}^2 \text{ pour } s \gg 1 \quad (1.3)$$

avec $k_L = \frac{2\pi}{\lambda_L}$, vecteur d'onde du laser d'excitation. Bien que les micropièges magnétiques (voir le chapitre 5) permettent la réalisation de pièges très raides, les gradients de champ magnétique réalisés ne sont que de l'ordre de 7300 G/cm [54], correspondant à une accélération de 4700 m/s². La force de pression de radiation est ainsi nettement supérieure aux forces magnétiques, susceptibles de garder l'atome piégé, on peut donc en première approximation se placer dans la situation d'un atome libre.

L'atome acquiert alors une vitesse approximativement donnée par

$$v_{at} \simeq \frac{\hbar k_L}{M} N_{cycle} \simeq 5,8 \text{ mm/s} \times N_{cycle} \text{ pour } s \gg 1 \quad (1.4)$$

le faisant « sortir de résonance » par effet Doppler au bout d'un nombre de cycles, qu'on peut estimer, à partir de la relation $k_L v_{at} \approx \Gamma_{sp}$, de l'ordre de 800.

De plus, la position de l'atome va être modifiée, on a

$$r_{at} \simeq \frac{1}{2} \frac{\hbar k_L}{M} \frac{N_{cycle}^2}{\frac{dN_{cycle}}{dt}} \simeq 1 \text{ nm } N_{cycle}^2 \text{ pour } s \gg 1 \quad (1.5)$$

L'atome va donc sortir de la zone de détection, qui doit être particulièrement réduite du fait de la grande ouverture numérique nécessaire pour optimiser la collection des photons émis par l'atome. Pour une zone de détection de dimension d , le nombre de cycles que l'atome peut effectuer avant de sortir de cette zone est donné par

$$N_{cycle} \simeq \sqrt{\frac{d}{1 \text{ nm}}} \approx 100 \text{ pour } d \simeq 10 \text{ } \mu\text{m} \quad (1.6)$$

Pour une efficacité de collection de l'ordre de 1 %, l'atome s'échappe donc de la zone de détection avant qu'on n'ait pu le détecter. La solution consiste à utiliser deux faisceaux de détection contrapropageants, afin d'équilibrer la pression de radiation.

Chauffage de l'atome

Si les faisceaux sont décalés vers le rouge de la transition, on aura dans cette direction un refroidissement Doppler. Le chauffage dû à la marche au hasard dans l'espace des impulsions conduira à la température limite Doppler $T_D = \frac{\hbar \Gamma_{sp}}{2k_B} \approx 146 \text{ } \mu\text{K}$

Dans les autres directions, on aura uniquement un chauffage, dont le taux est approximativement donné [55] par,

$$D \simeq (\hbar k_L)^2 \frac{dN_{cycle}}{dt} \quad (1.7)$$

En moyenne, l'énergie de l'atome augmente à chaque cycle absorption-émission spontanée de deux énergies de recul E_{rec} . Pour un atome piégé dans un puits de potentiel de profondeur $U_0 = k_B \Delta T (\text{mK})$, l'atome sera donc perdu après un nombre de cycles

$$N_{cycle} \simeq \frac{U_0}{2E_{rec}} \simeq 1500 \times \Delta T (\text{mK}) \quad (1.8)$$

On peut réaliser avec les micropièges magnétiques des pièges d'une profondeur jusqu'à environ 4 mK. Avant de s'échapper du piège, l'atome peut donc émettre un nombre de photons de l'ordre de 6000.

Par ailleurs, le chauffage entraîne un étalement de la zone de localisation de l'atome, pouvant conduire à une diminution de l'efficacité de détection. Toutefois, du fait de la raideur des micropièges, cet étalement est limité. Un ordre de grandeur de la localisation de l'atome est donné par la formule

$$\Delta X = 250 \text{ nm } \sqrt{N_{cycle}} \zeta^2 \quad (1.9)$$

où $\zeta = \sqrt{\frac{\nu_{rec}}{\nu_{trap}}}$ est le paramètre de Lamb-Dicke. Pour une fréquence de piégeage de 30 kHz, $\zeta \simeq 0.35$ et $\Delta X = 2.5 \text{ } \mu\text{m}$ pour 6000 cycles.

Transitions vers des états non-piégeants

L'atome peut être piégé uniquement pour certains sous-niveaux magnétiques, une transition hors de ces niveaux entraîne donc la perte de l'atome. Pour un atome piégé dans le sous-niveau $|F = 2, m_F = 2\rangle$, si l'on utilise une polarisation σ^+ pour les faisceaux de détection, l'atome effectue des cycles d'absorption-émission spontanée entre les sous-niveaux $|F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$, sans transitions vers des états non-piégeants. En pratique, la polarisation n'est pas parfaite, l'atome peut donc s'échapper vers des états non-piégeants. Cependant, si on excite l'atome avec une intensité suffisante, il sera repompé rapidement vers l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$, avant que sa position ait pu être modifiée de manière notable, lui permettant de pouvoir être de nouveau piégé.

Il peut également se produire des transitions vers le niveau hyperfin $F = 1$. Il est donc utile d'ajouter un faisceau repompeur, résonant avec la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$. Là aussi, si le repompeur et le faisceau sonde sont suffisamment intenses, l'atome pourra être « ramené » rapidement dans le sous-niveau $|F = 2, m_F = 2\rangle$ et de nouveau piégé.

Considérations expérimentales

Des estimations précédentes, on peut déduire que le nombre de photons maximum que l'atome peut émettre spontanément avant d'être éjecté du piège est de l'ordre de 6000.

D'un point de vue pratique, les deux aspects à considérer sont :

- l'efficacité de détection des photons émis par l'atome. Une estimation réaliste, compte tenu de l'angle solide de collection des photons, de l'efficacité des détecteurs, de la transmission des optiques, est de l'ordre de 1 %. Ceci donne un nombre de photons effectivement détectés d'environ 60.
- les fausses détections. Le bruit de fond de détecteurs est négligeable (100 coups/s). En revanche, la lumière parasite peut masquer le signal de l'atome. C'est particulièrement critique pour les micropièges magnétiques, où l'atome est piégé à quelques centaines de microns d'une surface (voir le chapitre 5).

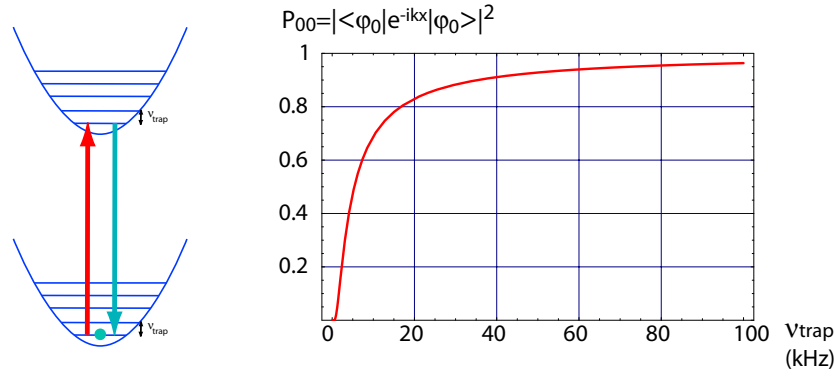
On peut définir la détectivité d'une détection en fluorescence

$$\mathcal{D}_N = \sqrt{\frac{N_{det}}{2}} \sqrt{\frac{P_S}{P_S + P_F}} \quad (1.10)$$

où $N_{det} = \mathcal{C}\xi N_{sp}$ avec $\mathcal{C}$ l'efficacité de collection des photons de fluorescence, ξ l'efficacité de détection après collection du photon. P_S est la puissance du signal de l'atome et P_F la puissance du bruit de fond. On peut réécrire ce rapport

$$\mathcal{D}_N = \sqrt{\frac{\frac{1}{2} \mathcal{C} \xi}{1 + \frac{R_F}{\mathcal{C}\xi dN_{sp}/dt}}} \sqrt{N_{sp}} \quad (1.11)$$

avec R_F le taux de comptage dû à la lumière diffusée et au courant d'obscurité du détecteur.

Figure 1.2: *Effet Lamb-Dicke*

Effet Lamb-Dicke

Lorsqu'on considère un piège très confinant, l'énergie de l'atome peut rester constante lors d'un processus d'absorption-émission spontanée. Si l'atome est très rigidement lié au piège, ce n'est pas seulement l'atome qui « encaisse » le recul lié à l'émission du photon, c'est le système global atome-piège qui recule [56]. On obtient alors une raie intense de largeur Γ_{sp} non déplacée du fait du mouvement du système. La condition à satisfaire est que l'extension spatiale de la fonction d'onde de l'état de départ soit très petite devant la longueur d'onde optique, et par conséquent pour un piège harmonique, que la fréquence de piégeage soit très grande devant la fréquence de recul. En terme du paramètre Lamb-Dicke $\zeta = \sqrt{\frac{\nu_{rec}}{\nu_{trap}}}$, on doit avoir $\zeta \ll 1$.

Si l'on considère un atome dans l'état du fondamental du piège, la probabilité de rester dans ce niveau après un cycle d'absorption-émission spontanée est représentée en fonction de la fréquence de piégeage sur la figure 1.2. On voit qu'elle devient appréciable pour des fréquences au delà de 20 kHz. Si l'on souhaite pouvoir effectuer 1000 cycles d'absorption-émission spontanée, on aura une probabilité de 50 % de rester dans le fondamental pour une fréquence de piégeage d'environ 5 MHz. Ce sont des fréquences réalisées dans les pièges à ions, mais qui n'ont pas encore été obtenues pour des atomes neutres. Pour des micropièges magnétiques, les fréquences maximales de piégeage envisageables sont de l'ordre de quelques 100 kHz [57].

On a supposé que l'atome était dans l'état fondamental du piège. Il faut pour cela pouvoir le refroidir jusqu'à ce niveau. Des refroidissements par bandes latérales ont permis de refroidir des atomes jusqu'au niveau fondamental d'un réseau optique [58, 59]. Il faut pour cela être également dans le régime de Lamb-Dicke et pouvoir étendre ces schémas de refroidissement au cas d'un atome piégé magnétiquement.

1.1.2 Interaction non résonante : faisceau focalisé

Afin de réduire la perturbation que subit l'atome du fait de la détection, et donc réduire le nombre d'émissions spontanées, on peut penser à utiliser un faisceau laser très désaccordé $\Delta \gg \gamma$, l'absorption variant en $\frac{\gamma}{\Delta^2}$ et la dispersion en $\frac{1}{\Delta}$. On

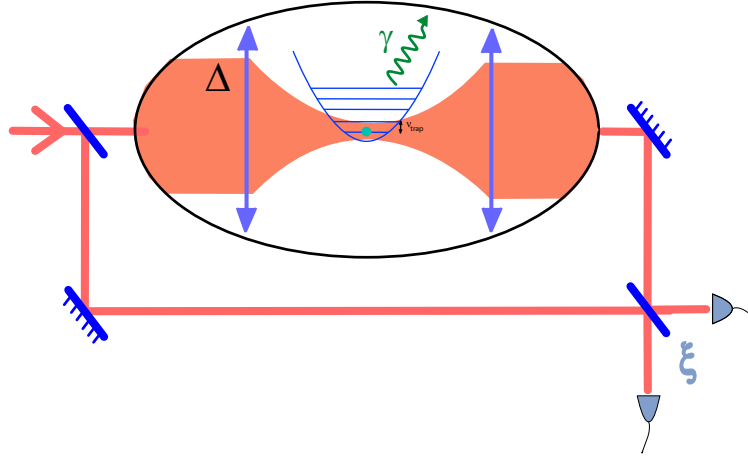


Figure 1.3: *Détection de la phase avec un faisceau focalisé*

détecte alors le déphasage du faisceau sonde causé par la dispersion due à l'atome, en utilisant par exemple un interféromètre de type Mach-Zender (voir la figure 1.3). De plus, pour augmenter l'interaction entre le champ et l'atome, on a tout intérêt à focaliser le faisceau laser de détection.

Dans le cadre semi-classique, le déphasage et l'absorption du faisceau sonde sont donnés par

$$\varphi = -\frac{1}{2} \frac{\sigma_{res}}{\mathcal{A}} \frac{\gamma}{\Delta} \quad (1.12)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\sigma_{res}}{\mathcal{A}} \left(\frac{\gamma}{\Delta} \right)^2$$

où $\sigma_{res} = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$ est la section efficace de diffusion résonante et $\mathcal{A}$ est l'aire du faisceau au niveau de l'atome, qu'on place au point focal.

On peut évaluer la possibilité de détecter un atome par la détectivité sur la phase $\mathcal{D}_\Phi$ définie par

$$\mathcal{D}_\Phi = \left| \frac{\varphi}{\Delta\varphi} \right| \quad (1.13)$$

Dans le cas d'une détection limitée par le bruit de grenaille, l'incertitude sur la phase est donnée par $\Delta\varphi \sim \frac{1}{\sqrt{N_{det}}}$ où N_{det} est le nombre de photons détectés. Dans le cas d'une faible absorption, $N_{det} = \xi N_{out} \simeq \xi N_{in}$, où ξ est l'efficacité de la détection. Le nombre de photons émis spontanément est alors relié au nombre de photons détectés par $N_{sp} = \frac{2\alpha}{\xi} N_{det}$, ce qui permet de réécrire la détectivité d'un atome

$$\mathcal{D}_\Phi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\sigma_{res}}{\mathcal{A}}} \xi N_{sp} \quad (1.14)$$

La détectivité fait intervenir le rapport $\sqrt{\frac{\sigma_{res}}{\mathcal{A}}}$, d'où l'intérêt de focaliser le faisceau sonde pour augmenter le couplage entre le champ et l'atome. On peut établir un

lien entre cette expression de la détectivité et celle d'une détection par fluorescence. En effet, la collection des photons de fluorescence est directement reliée à l'ouverture numérique de la lentille de collection utilisée suivant $\mathcal{C} = \frac{O.N. \times \arcsin(O.N.)}{\pi}$. Or, pour un faisceau gaussien fondamental, $O.N. = \frac{\lambda}{\pi\omega_0}$ où ω_0 est le « waist » au point focal du faisceau. L'efficacité de collection se réécrit alors $\mathcal{C} = \frac{\sigma_{res}}{\mathcal{A}} \frac{2}{3\pi} \frac{\arcsin(O.N.)}{O.N.}$ d'où l'inégalité

$$\frac{\sigma_{res}}{\mathcal{A}} \frac{1}{3} > \mathcal{C} > \frac{\sigma_{res}}{\mathcal{A}}$$

La détection avec un faisceau focalisé désaccordé n'est donc pas très supérieure à la détection par fluorescence, mais elle est en revanche plus délicate à mettre en oeuvre expérimentalement.

D'autre part, il a été montré par S. J. van Enk et H. J. Kimble [60, 61], que le couplage d'un atome avec un faisceau focalisé est inférieur au rapport « naïf » $\frac{\sigma_{res}}{\mathcal{A}}$ précédent, du fait de l'impossibilité d'une adaptation de polarisation entre le rayonnement de l'atome et un faisceau focalisé. De plus, ils ont montré qu'il n'était pas possible de réaliser $\mathcal{A} < \sigma_{res}$. Le couplage de l'atome avec un faisceau focalisé n'est donc pas aussi important que ce qu'un calcul simple peut le suggérer. Une autre possibilité pour augmenter l'effet de l'atome consiste à utiliser une cavité.

1.2 Détection d'un atome unique avec une cavité

1.2.1 Effet d'une cavité

L'effet d'une cavité peut être estimé en considérant le nombre d'allers-retours que le champ effectue dans la cavité avant de s'amortir, qui est donné par la finesse du résonateur $\mathcal{F}$.

Les expressions de l'absorption et du déphasage deviennent alors

$$\begin{aligned} \varphi &= -\frac{1}{2} \frac{\sigma_{res}}{\mathcal{A}} \frac{\gamma}{\Delta} \mathcal{F} \\ \alpha &= \frac{1}{2} \frac{\sigma_{res}}{\mathcal{A}} \left(\frac{\gamma}{\Delta} \right)^2 \mathcal{F} \end{aligned} \tag{1.15}$$

La détectivité se réécrit donc

$$\mathcal{D}_\Phi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\sigma_{res}}{\mathcal{A}}} \xi N_{sp} \mathcal{F} \tag{1.16}$$

Elle est ainsi multipliée par la racine de la finesse de la cavité. Plus on utilise des cavités de finesse élevée, plus on peut réduire le nombre d'émissions spontanées pour un signal rapport sur bruit donné. Les meilleures finesesses optiques ont été obtenues pour des cavités microsphères et atteignent $2 \cdot 10^6$ [62]. Les meilleures cavités Fabry-Pérot ont une finesse d'environ $5 \cdot 10^5$ [63].

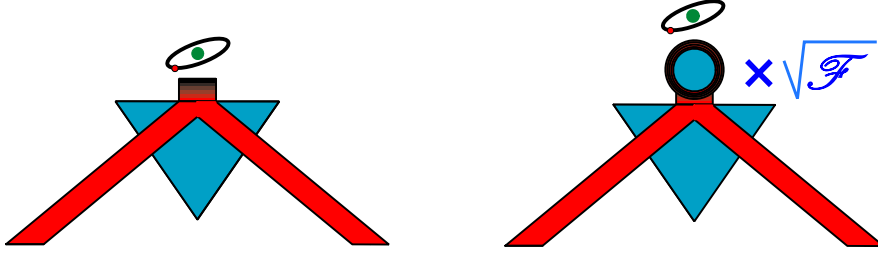


Figure 1.4: *L'utilisation d'une cavité multiplie la détectivité par la racine de la finesse*

Il a été proposé de détecter des atomes froids qui rebondissent sur une onde évanescente obtenue par réflexion totale d'un faisceau désaccordé [64]. Le changement de l'indice de réfraction, au dessus de la face du prisme, dû aux atomes introduit un déphasage supplémentaire du faisceau réfléchi. Cet effet est trop faible pour pouvoir être détecté pour une simple réflexion. Une solution envisagée était de traiter la face du prisme pour multiplier les réflexions du faisceau incident, créant ainsi un guide d'onde. Mais le gain possible par une telle technique est relativement faible, au maximum de quelques milliers. Une autre possibilité consiste à « intercaler » une cavité microsphère de grande finesse pour « recycler » la phase. L'excitation des modes de galerie d'une microsphère s'effectue en créant une onde évanescente par réflexion totale interne d'un faisceau laser sur la face d'un prisme d'indice fort. La lumière peut alors traverser le gap d'air et être piégée dans un mode de galerie, avec lequel peut interagir un atome (voir la figure 1.4).

1.2.2 Description du système Atome-Cavité

Nous décrivons maintenant les différents paramètres intervenant dans le couplage de l'atome avec le champ d'une cavité.

Atome On utilise l'approximation de l'atome à deux niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$, dont la fréquence angulaire de transition est notée ω_A . On considérera de plus l'atome comme étant immobile.

La demi-largeur de la raie atomique est donnée par $\gamma/2\pi = \frac{\Gamma_{sp}/2\pi}{2} \simeq 3 \text{ MHz}$

Cavité On considère une cavité monomode, dont la fréquence angulaire du mode est notée ω_C . Elle est caractérisée essentiellement par deux paramètres :

- La finesse qui dépend uniquement des pertes de la cavité. Il faut plus précisément distinguer les pertes par transmission T et les pertes par diffusion et absorption A . On peut relier la finesse, la demi-largeur du mode κ et l'intervalle spectral libre par

$$\mathcal{F} = \frac{ISL}{2\kappa} = \frac{2\pi}{A + T} \quad (1.17)$$

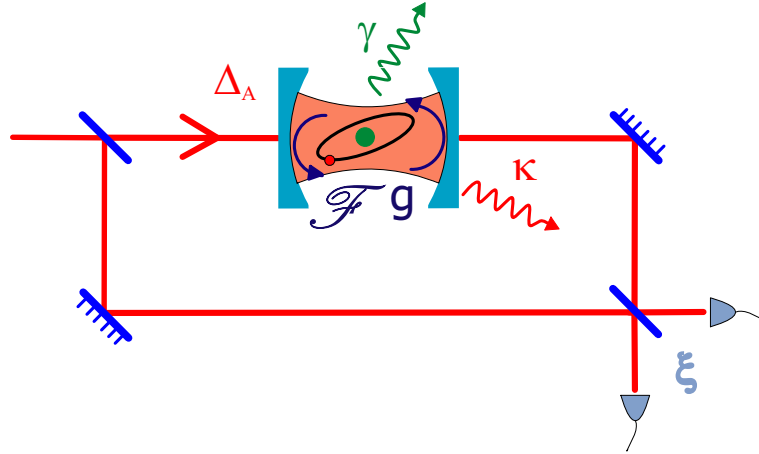


Figure 1.5: *Détection d'un atome à l'aide d'une cavité*

- Le volume du mode de la cavité $\mathcal{V}$. Plus le volume est faible, plus le couplage de l'atome au champ sera grand.

Couplage atome-champ Le couplage entre l'atome et le champ est décrit dans le cadre de l'approximation dipolaire électrique. On le caractérise par un coefficient de couplage g , où $2g$ est la fréquence de Rabi à un photon

$$g = \frac{\mathbf{d} \cdot \mathcal{E}}{\hbar} \quad (1.18)$$

L'amplitude maximale du champ à un photon $\mathcal{E}_0$ est reliée au volume du mode par

$$\mathcal{E}_0 = \sqrt{\frac{\hbar \omega_C}{2N^2 \epsilon_0 \mathcal{V}}} = \sqrt{\frac{hc}{2N^2 \epsilon_0 \lambda \mathcal{V}}} \quad (1.19)$$

avec N l'indice du milieu et λ la longueur d'onde dans le vide du mode de la cavité. Le couplage atome-champ dépend de la position de l'atome dans le mode, le champ ayant une dépendance spatiale $\mathcal{E}(\mathbf{r}_{at})$ où $\mathbf{r}_{at}$ indique la position de l'atome.

Laser sonde Le laser d'excitation est décrit par un champ quasi-classique mono-mode de fréquence ν_L

On note le désaccord entre le laser et l'atome $\Delta_A = \omega_L - \omega_A$, et le désaccord entre le laser et la cavité $\Delta_C = \omega_L - \omega_C$.

L'intensité du laser d'excitation est caractérisée par un taux de pompage η : une cavité résonante sans atome contient un nombre de photons n_E donné par

$$n_E = \frac{\eta^2}{\kappa^2}$$

On se placera dans la limite d'un taux de pompage faible, nous permettant de négliger les effets de saturation.

Détection L'efficacité de détection qui résulte de l'efficacité quantique du détecteur auquel il faut rajouter les pertes du signal entre la sortie de la cavité et le détecteur. On caractérisera cette efficacité de détection par le paramètre ξ .

1.2.3 Modèle semi-classique

Équations de Maxwell-Bloch optiques

Dans ce modèle, l'atome est traité quantiquement (dans le cadre de l'approximation à deux niveaux), mais le champ est traité classiquement. L'amplitude du champ intracavité est alors représentée par une variable complexe α , dont le module carré peut être interprété comme étant le nombre de photons dans la cavité. Le champ étant défini de manière complexe, la source dipolaire doit aussi être une quantité complexe. On doit donc utiliser la valeur moyenne du dipôle atomique, ce qui fait intervenir la matrice densité atomique ρ . Le système atome-champ est alors décrit par les équations de Maxwell-Bloch

$$\dot{\alpha} = i\Delta_C\alpha - \kappa\alpha + g\rho_{ge} + \eta \quad (1.20)$$

$$\dot{\rho}_{ge} = i\Delta_A\rho_{ge} + g(\rho_{ee} - \rho_{gg})\alpha - \gamma\rho_{ge} \quad (1.21)$$

$$(\dot{\rho}_{ee} - \dot{\rho}_{gg}) = -2g(\alpha\rho_{eg} + \alpha^*\rho_{ge}) - 2\gamma((\rho_{ee} - \rho_{gg}) + 1) \quad (1.22)$$

Régime stationnaire

En régime stationnaire, l'amplitude du champ stationnaire s'écrit

$$\alpha = \frac{\eta}{\left(\left(-\kappa - \frac{g^2\gamma}{\Delta_A^2 + \gamma^2 + 2g^2|\alpha|^2} \right) + i \left(\Delta_C - \frac{g^2\Delta_A}{\Delta_A^2 + \gamma^2 + 2g^2|\alpha|^2} \right) \right)} \quad (1.23)$$

On a également les valeurs stationnaires pour l'atome

$$\rho_{ge} = 2g\alpha \frac{i\Delta_A + \gamma}{\Delta_A^2 + \gamma^2} (\rho_{ee} - \rho_{gg})$$

$$(\rho_{ee} - \rho_{gg}) = -\frac{1}{\left(1 + \frac{2g^2|\alpha|^2}{\Delta_A^2 + \gamma^2} \right)}$$

À faible saturation

Dans l'hypothèse des faibles saturations et des grands désaccords, l'évolution des variables internes atomiques peut être adiabatiquement éliminée. L'atome est alors dans un état quasi-stationnaire caractérisé par

$$\rho_{gg} = 1$$

$$\rho_{ge} = -g\alpha \frac{i\Delta_A + \gamma}{\Delta_A^2 + \gamma^2}$$

On a alors pour le champ, en reportant les valeurs stationnaires précédentes, l'équation dynamique

$$\dot{\alpha} = i\Delta_C\alpha - \kappa\alpha - g^2 \frac{i\Delta_A + \gamma}{\Delta_A^2 + \gamma^2} \alpha + \eta \quad (1.24)$$

qui a pour valeur stationnaire

$$\alpha = \frac{\eta}{\left(\left(-\kappa - \frac{g^2\gamma}{\Delta_A^2 + \gamma^2} \right) + i \left(\Delta_C - \frac{g^2\Delta_A}{\Delta_A^2 + \gamma^2} \right) \right)} \quad (1.25)$$

Effet de l'atome sur le champ

L'effet de l'atome sur le champ, que l'on cherche à utiliser pour détecter l'atome, est donné pour l'intensité par

$$n = |\alpha|^2 = \frac{\eta^2(\Delta_A^2 + \gamma^2)}{(\gamma\kappa + g^2 - \Delta_A\Delta_C)^2 + (\Delta_C\gamma + \Delta_A\kappa)^2} \quad (1.26)$$

où l'on a introduit $n = |\alpha|^2$, le nombre de photons intra-cavité,

et pour la phase du faisceau sonde par

$$\tan(\Phi) = -\frac{\Delta_C\gamma^2 + \Delta_A^2\Delta_C - \Delta_A g^2}{\kappa(\Delta_A^2 + \gamma^2) + \gamma g^2} \quad (1.27)$$

Effet du champ sur l'atome

Le champ peut induire des transitions entre les niveaux atomiques. La population de l'état excité est donnée par la formule

$$P_e = \eta^2 \frac{g^2}{(\gamma\kappa + g^2 - \Delta_A\Delta_C)^2 + (\Delta_C\gamma + \Delta_A\kappa)^2} = n_A \frac{g^2}{\Delta_A^2 + \gamma^2} \quad (1.28)$$

où n_A représente le nombre de photons intracavité en présence de l'atome.

Le champ induit également un potentiel optique (effet de déplacement lumineux), dont on peut montrer [65] qu'il s'exprime par la formule

$$U = \hbar\eta^2 \frac{\Delta_A}{\Delta_A\kappa + \Delta_C\gamma} \arctan \left(\frac{g^2 - \Delta_A\Delta_C + \kappa\gamma}{\Delta_C\gamma + \Delta_A\kappa} \right) \quad (1.29)$$

1.2.4 Défectivité d'un atome

Pour pouvoir détecter un atome unique tout en minimisant la perturbation induite, nous devons avoir :

- un bon signal sur bruit
- peu d'émission spontanée
- suffisamment de photons détectés

Nous pouvons jouer pour cela sur les paramètres du laser de mesure

- le temps de mesure
- la puissance du pompe
- la fréquence du laser par rapport à la transition atomique, soit Δ_A

et sur les paramètres de la cavité :

- la finesse $\mathcal{F}$
- le volume du mode qui détermine g
- la fréquence de la cavité par rapport au laser, soit Δ_C

Nombre de photons détectés durant une mesure

Le nombre de photons issus d'une cavité durant une mesure de durée τ_{mes} est donné par

$$N_{out} = n \kappa \chi \tau_{mes}$$

où $\kappa \chi = \kappa \frac{T}{A+T}$ est la demi-largeur du mode causée par la transmission à travers la cavité, T désignant les pertes par transmission et A les pertes par absorption ou diffusion. Les différentes pertes n'ont pas les mêmes conséquences : si les pertes par absorption sont uniquement négatives, les photons perdus par transmission interviennent dans la détection, et contribuent à un bon signal sur bruit.

Tous les photons issus de la cavité ne sont pas détectés. On a toujours des pertes entre la cavité et le détecteur, et le détecteur lui-même possède une efficacité limitée. On notera ξ la probabilité qu'un photon issu de la cavité soit réellement détecté. On aura donc

$$N_{det} = n \kappa \chi \xi \tau_{mes} \quad (1.30)$$

Cette formule est valable pour une cavité Fabry-Pérot, où la demi-largeur du mode intervient, car seuls les photons transmis à travers le miroir de sortie sont détectés. Dans le cas d'une cavité microsphère, il n'y a qu'un seul « miroir » d'entrée et de sortie, ce sera donc la largeur 2κ du mode qui devra intervenir.

$$N_{det} = n 2 \kappa \chi \xi \tau_{mes}$$

Définition de la défectivité d'un atome

On peut définir la défectivité comme la différence entre le signal obtenu avec atome et le signal obtenu sans atome divisé par le bruit [65].

Pour une détection homodyne limitée par le bruit de grenaille, les incertitudes sur l'intensité et la phase sont donnés par

$$\begin{aligned}\Delta I &= \sqrt{N_{det}} \\ \Delta \Phi &= \frac{1}{\sqrt{N_{det}}}\end{aligned}\tag{1.31}$$

Pour une mesure de la transmission du faisceau sonde, la détectivité s'écrit

$$\mathcal{D}_I = \frac{|N_{detA} - N_{detE}|}{\sqrt{\max[N_{detA}, N_{detE}]}}\tag{1.32}$$

N_{detA} étant le nombre de photons détectés en présence d'atomes et N_{detE} le nombre de photons détectés pour une cavité vide.

De même, la détectivité pour une mesure de la phase du faisceau sonde est donnée par

$$\mathcal{D}_\Phi = |\Phi_A - \Phi_E| \sqrt{\min[N_{detA}, N_{detE}]}\tag{1.33}$$

1.2.5 Cas résonant

On se place à résonance $\Delta_A = 0$ et $\Delta_C = 0$, l'atome modifie la transmission à travers la cavité du faisceau sonde. La détectivité sur l'intensité se réécrit

$$\mathcal{D}_I = \frac{g^2}{\kappa\gamma} \frac{2 + \frac{g^2}{\kappa\gamma}}{\left(1 + \frac{g^2}{\kappa\gamma}\right)^2} \sqrt{\chi\xi \frac{\eta^2 \tau_{mes}}{\kappa}}\tag{1.34}$$

Le nombre d'émissions spontanées est lié au nombre de photons détectés par la relation

$$N_{sp} = n_A \left(\frac{g}{\gamma}\right)^2 (2\gamma) \tau_{mes} = \frac{g^2}{\kappa\gamma} \frac{2}{\xi\chi} N_{det}\tag{1.35}$$

On peut alors réécrire la détectivité en fonction du nombre d'émissions spontanées

$$\mathcal{D}_I = \sqrt{\frac{g^2}{\kappa\gamma}} \frac{2 + \frac{g^2}{\kappa\gamma}}{1 + \frac{g^2}{\kappa\gamma}} \sqrt{\chi\xi/2} \sqrt{N_{sp}}\tag{1.36}$$

Dans la limite des « mauvaises » cavités $\frac{g^2}{\kappa\gamma} \ll 1$, on obtient

$$\mathcal{D}_I = 2 \frac{g^2}{\kappa\gamma} \sqrt{\chi\xi \frac{\eta^2 \tau_{mes}}{\kappa}} = 2 \sqrt{\frac{g^2}{\kappa\gamma}} \sqrt{\xi\chi/2} \sqrt{N_{sp}}\tag{1.37}$$

Dans la limite des « bonnes » cavités $\frac{g^2}{\kappa\gamma} \gg 1$, on a

$$\mathcal{D}_I = \frac{g^2}{\kappa\gamma} \sqrt{\chi \xi \frac{\eta^2 \tau_{mes}}{\kappa}} = \sqrt{\frac{g^2}{\kappa\gamma}} \sqrt{\xi \chi / 2} \sqrt{N_{sp}} \quad (1.38)$$

Pour un nombre d'émissions spontanées donné, la détectivité dépend donc de l'efficacité de détection et du rapport $\sqrt{\frac{g^2}{\kappa\gamma}} \propto \sqrt{\frac{\mathcal{F}}{\mathcal{V}}}$, proportionnel au rapport de la finesse de la cavité par le volume du mode. C'est un rapport qui est très supérieur à un pour le régime de couplage fort où $g \gg \kappa, \gamma$.

Dans une détection résonante, l'atome joue le rôle d'un interrupteur. Le passage de l'atome dans le champ, et le couplage qui en résulte, entraîne une levée de dégénérescence des niveaux habillés du système couplé atome-cavité avec un décalage des fréquences propres, qui met hors de résonance le faisceau d'excitation. Dans cette limite, l'atome ne laisse passer aucune lumière. Ce peut être un avantage du point de vue de l'excitation de l'atome, qui se trouve alors fortement réduite. En revanche, la chute de l'intensité dégrade le rapport signal sur bruit rendant difficile un suivi de l'évolution de l'atome, sa position dans le mode par exemple.

Le rapport signal sur bruit est limité par la dispersion du nombre de photons détectés en l'absence d'atomes. On peut alors espérer augmenter ce rapport en augmentant l'intensité du faisceau de pompage. Cependant les formules précédentes ont été établies dans la limite des faibles saturations. Si l'on augmente le pompage, on finit par saturer l'atome, qui ne peut diffuser davantage de photons qu'à un taux γ ; en revanche le bruit sur le faisceau sonde augmente, d'où une diminution du rapport signal sur bruit. Dans la limite des fortes saturations, la détectivité s'écrit en effet

$$\mathcal{D}_I = \gamma \sqrt{\frac{\kappa \tau_{mes}}{\eta^2}} \xi \chi \quad (1.39)$$

où l'on voit qu'augmenter la puissance de pompe η finit par réduire la détectivité.

1.2.6 Cas non-résonant

On se place maintenant dans le cas des grands désaccords $\Delta_A \gg \gamma, g$, l'atome modifie alors la phase du faisceau transmis par la cavité, en laissant son amplitude quasi-inchangée.

Simplification des formules

L'effet de l'atome sur le champ est alors donné par

$$\alpha = \frac{\eta}{\left(-\kappa + i\left(\Delta_C - \frac{g^2}{\Delta_A} \right) \right)} \quad (1.40)$$

ce qui conduit à un changement sur l'intensité

$$n_A = \frac{\eta^2}{\kappa^2 + \left(\Delta_C - \frac{g^2}{\Delta_A}\right)^2} \quad (1.41)$$

L'intensité du faisceau sonde est modifiée en présence d'un atome même en l'absence d'absorption du fait du changement de la fréquence de la cavité induit par l'atome, qui entraîne une modification du désaccord entre le laser d'excitation et la cavité.

L'effet sur la phase du faisceau sonde est donné par

$$\tan(\Phi_A) = -\frac{\Delta_C}{\kappa} + \frac{g^2}{\Delta_A \kappa} \quad (1.42)$$

ce qui traduit un déplacement de fréquence du mode de la cavité de $\frac{g^2}{\Delta_A}$. Le déphasage est limité par le temps d'interaction entre l'atome et le champ, c'est à dire par la durée de vie du champ dans la cavité, soit $\frac{1}{\kappa}$.

Une phase s'accumule même en l'absence d'atome, si l'on injecte un champ désaccordé par rapport à la cavité, car il ne peut remplir la condition de bouclage du résonateur. On a ainsi $\tan(\Phi_E) = -\frac{\Delta_C}{\kappa}$

La différence du déphasage avec atome et sans atome s'écrit alors

$$\tan(\Phi_A) - \tan(\Phi_E) = \frac{g^2}{\kappa \Delta_A} \quad (1.43)$$

Le nombre d'émissions spontanées N_{sp} effectuées par un atome, éclairé pendant une durée de mesure τ_{mes} , se réécrit

$$N_{sp} = n_A \left(\frac{g}{\Delta_A}\right)^2 (2\gamma) \tau_{mes} = n_A \left(\frac{g}{\Delta_A}\right)^2 \frac{2\gamma}{\kappa \chi \xi} N_{det} \quad (1.44)$$

On peut remarquer que pour une même excitation de l'atome, l'utilisation d'une détection non-résonante permet d'augmenter le nombre de photons détectés par rapport au cas résonant d'un facteur $(\Delta/\gamma)^2$.

Si l'on ajoute de plus la condition $g^2 \gg \kappa\gamma$, on peut réécrire l'expression du potentiel optique

$$U = \hbar \frac{\eta^2}{\kappa^2} \frac{g^2}{\Delta_A} = \hbar n_A \frac{g^2}{\Delta_A} \quad (1.45)$$

où l'on retrouve la formule attendue pour le déplacement lumineux à grand désaccord.

L'atome ne peut modifier l'intensité ou la phase d'un faisceau lumineux sans être en retour modifié par le champ, qui crée une probabilité d'excitation et un potentiel

optique pour l'atome. On peut réécrire les formules précédentes pour rendre plus explicite cette réciprocité

$$\tan(\Phi_A) - \tan(\Phi_E) = \frac{U}{\hbar n_A \kappa} = \frac{U_{1\text{photon}}}{\hbar \kappa} \quad (1.46)$$

où $U_{1\text{photon}}$ est le potentiel optique d'un photon. De même, la variation d'intensité peut être réécrite

$$n_A - n_E = \frac{U}{\hbar \Delta_A} \left(\frac{2\Delta_A \Delta_C + g^2}{\kappa^2 + \Delta_C^2} \right) \quad (1.47)$$

Défectivité sur la phase

Des formules précédentes, on peut déduire l'expression suivante de la défektivité pour la phase

$$\mathcal{D}_\Phi = \frac{g^2}{\kappa \Delta_A} \sqrt{N_{\text{det}}} = \sqrt{\frac{g^2}{\kappa \gamma}} \sqrt{\chi \xi / 2} \sqrt{N_{sp}} \propto \sqrt{\frac{\mathcal{F}}{\mathcal{V}}} N_{sp} \quad (1.48)$$

On retrouve à un facteur numérique près la même expression que dans la cas résonant, qui souligne la nécessité d'utiliser des cavités de grande finesse $\mathcal{F}$ et de faible volume de mode $\mathcal{V}$. Pour une cavité donnée, on ne peut améliorer la défektivité qu'en augmentant le nombre d'émissions spontanées effectuées par l'atome, le gain réalisé ne variant seulement qu'avec la racine de ce nombre. Le coefficient $\chi = \frac{T}{A+T}$, rapport des pertes par transmission sur les pertes totales, qui est aussi une caractéristique de la cavité, intervient également dans le rapport signal sur bruit, ainsi que l'efficacité de détection ξ .

On peut réécrire l'équation précédente pour déterminer le rapport $\frac{g^2}{\kappa \gamma} \chi$ qu'il nous faut atteindre afin de détecter un seul atome pour un nombre d'émission spontanée donné. Pour obtenir un rapport signal sur bruit de 1, avec un nombre d'émission spontanée moyen de 10 % et une efficacité de détection de $\xi = 60\%$, il est nécessaire d'avoir un rapport

$$\frac{g^2}{\kappa \gamma} \chi = \mathcal{D}_\Phi^2 \frac{2}{N_{sp} \xi} \approx 40$$

On peut calculer ce rapport pour différentes cavités

	$g/2\pi$ (MHz)	$\kappa/2\pi$ (MHz)	χ	$\frac{g^2}{\kappa \gamma} \chi$
Fabry-Pérot [63]	110	14.2	0.7	200
Fabry-Pérot [66]	16	1.4	0.4	25
Microsphère [67]	20	1	0.5	60

Il semble par conséquent possible de détecter un atome unique avec une cavité tout en ayant une probabilité d'excitation de l'atome relativement faible.

Contrainte N_e faible et N_{det} suffisant

L'avantage d'une détection hors de résonance est de permettre, pour une même excitation de l'atome, un nombre de photons détectés par rapport au cas résonant supérieur par un facteur $(\Delta/\gamma)^2$. De manière générale, le rapport du nombre de photons détectés par le nombre d'émissions spontanées fixe le désaccord entre le laser sonde et la raie atomique. En effet, pour un même nombre de photons intra-cavité, le nombre de photons détectés ne dépend pas de ce désaccord, en revanche la probabilité d'excitation en dépend suivant $\frac{1}{\Delta_A^2}$. Le désaccord doit donc être choisi suivant la relation

$$\Delta_A^2 = \chi \xi \frac{2\gamma g^2}{\kappa} \frac{N_{det}}{N_{sp}} \quad (1.49)$$

Pour une détection d'efficacité $\xi = 60\%$, si l'on souhaite détecter 10 photons ayant 10% d'émission spontanée, on doit alors se placer à un désaccord de l'ordre du GHz.

Puissance de pompage et temps de mesure

Le désaccord laser-raie atomique étant fixé par le rapport du nombre de photons détectés sur le nombre d'émissions spontanées, la puissance de pompage nécessaire pour détecter un nombre de photons donné s'exprime alors par

$$\eta^2 \tau_{mes} = \left(\frac{\kappa}{\chi \xi} \right) \frac{N_{sp}^2}{N_{det}} \quad (1.50)$$

La détectivité sur la phase dépend du produit du taux de pompage par le temps de mesure $\sqrt{\eta^2 \tau_{mes}}$. Il revient donc au même de pomper fort et de mesurer vite ou de pomper faiblement et de mesurer longtemps, tant qu'on reste dans l'approximation des faibles saturations.

En revanche, le potentiel optique ne dépend que de la puissance de pompage

$$U = \frac{\eta^2}{\hbar \kappa^2} \frac{g^2}{\Delta_A^2} \Delta_A = \frac{g^2}{\hbar \kappa} \frac{1}{\chi \xi} \frac{N_{det}}{\tau_{mes}} \quad (1.51)$$

Plus on aura un temps de mesure court, plus on devra pomper fort pour un même nombre de photons détectés, plus on créera un potentiel optique important.

Détectivité sur l'intensité

Même dans le cas non-résonant, la présence de l'atome peut mettre à résonance ou hors de résonance la cavité par rapport au laser sonde. Pour éviter une excitation de l'atome, celui-ci doit mettre hors de résonance la cavité, afin de diminuer le nombre de photons intra-cavité.

On peut montrer que la détection sur l'intensité est donnée par

$$\mathcal{D}_I = \frac{\left(\frac{2g^2\Delta_C}{\Delta_A} - \left(\frac{g^2}{\Delta_A}\right)^2\right)}{\sqrt{\left[\kappa^2 + \Delta_C^2\right]\left[\kappa^2 + \left(\Delta_C - \frac{g^2}{\Delta_A}\right)^2\right]}} \sqrt{N_{detA}} \quad (1.52)$$

On peut réécrire cette équation en fonction du nombre d'émissions spontanées.

$$\mathcal{D}_I = \frac{\left(2g^2\Delta_C - \frac{g^3}{\Delta_A}\right)}{\sqrt{\left[\kappa^2 + \Delta_C^2\right]\left[\kappa^2 + \left(\Delta_C - \frac{g^2}{\Delta_A}\right)^2\right]}} \sqrt{\kappa\chi\xi} \sqrt{\frac{N_{sp}}{2\gamma}} \quad (1.53)$$

Dans la limite $\Delta_C \gg \frac{g^2}{\Delta_A}$, l'équation précédente se simplifie

$$\mathcal{D}_I = \frac{2g^2\Delta_C}{\kappa^2 + \Delta_C^2} \sqrt{\kappa\chi\xi} \sqrt{\frac{N_{sp}}{2\gamma}} \quad (1.54)$$

Cette détectivité est maximale pour un désaccord laser-cavité $|\Delta_C| = \kappa$, on a alors

$$\mathcal{D}_I = \frac{g\sqrt{\xi\chi}}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{\frac{N_{sp}}{2\gamma}} = \mathcal{D}_\Phi \quad (1.55)$$

La détectivité sur l'intensité est donc identique à la détectivité sur la phase mais impose un désaccord de la cavité Δ_C non nul.

1.3 Cas d'une microsphère : Rétro-diffusion cohérente

Dans le cas d'une cavité microsphère (qu'on peut considérer comme une cavité en anneau particulière) résonante avec la transition atomique, l'atome va pouvoir rétro-diffuser une partie du faisceau incident.

1.3.1 Principe et Avantage

On réalise l'excitation des modes de galerie d'une sphère au moyen d'un faisceau qui subit une réflexion totale interne sur la face d'un prisme d'indice fort. Pour un faisceau non-résonant avec un mode de galerie, aucune lumière ne se couple dans la sphère, on a simplement une réflexion totale du faisceau incident. Dans le cas d'un faisceau résonant et si l'on suppose un couplage parfait, toute la lumière du faisceau pompe se couple dans le mode de galerie. Une partie est alors absorbée dans la sphère avant de se recoupler au prisme. On obtient ainsi un « dip » dans le signal transmis par le système prisme-cavité. Pour une certaine distance entre le prisme et la sphère, toute la puissance incidente est dissipée dans la sphère, aucune lumière n'est alors transmise.

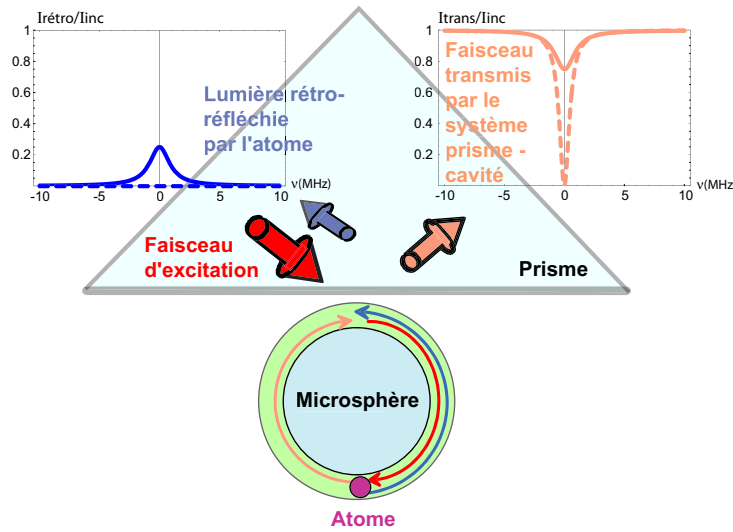


Figure 1.6: *Rétro-diffusion par l'atome de la lumière d'un faisceau sonde. L'atome se couple avec les deux modes dégénérés tournant en sens opposé dans la microsphère. En tirets, signal en l'absence d'atome ; en trait continu, signal en présence d'atome*

Un atome qui passe dans la partie évanescente du mode de galerie à l'extérieur de la sphère, se couple avec le champ du mode. Du fait de l'existence de deux modes dégénérés tournant en sens opposé dans la sphère, l'atome ne joue plus le rôle d'interrupteur mais répartit la lumière entre les deux modes. En effet, dans le cas où l'on considère un atome et deux modes du champ, le couplage de l'atome avec le champ conduit à une levée de dégénérescence des niveaux habillés, mais un des vecteurs propres conserve une valeur propre identique aux valeurs propres en l'absence de couplage. Le faisceau sonde reste donc résonant avec un des vecteurs propres ; et dans la limite des bonnes cavités, l'atome va égaliser les populations des deux modes. Sur le faisceau transmis par le système prisme-cavité, on va donc avoir une diminution du dip. À l'inverse en rétro-réflexion, on aura un pic complémentaire du dip (voir la figure 1.6).

On peut donc réaliser sur le signal réfléchi une détection sur fond noir, le passage de l'atome se traduisant par une émission de lumière. On peut aussi utiliser un Fabry-Pérot standard en réflexion, mais en pratique l'adaptation de modes n'est jamais parfaite, 75 % du faisceau sont ainsi directement réfléchis dans la référence [63]. On n'est donc en pratique jamais sur un fond noir. En revanche, dans une cavité en anneau, il n'y a pas de réflexion directe, seules des sources de diffusion peuvent contribuer au signal en rétro-diffusion, qui est donc bien « noir » en l'absence d'atomes. On peut ainsi obtenir une sensibilité accrue.

Il faut noter que le mode pompé subit dans la sphère des diffusions Rayleigh par des centres diffuseurs du verre dans toutes les directions et en particulier vers l'arrière. Ce processus provoque un couplage des modes m et $-m$ conduisant à la levée de leurs dégénérescences et à un dédoublement en fréquence des modes de galerie

de l'ordre du MHz [68]. Le champ contrapropageant au mode pompé se construit néanmoins sur une échelle de temps de l'ordre de τ_{cav} , temps d'amortissement de l'énergie de la cavité. Il ne peut donc s'établir que si la période d'échange de l'énergie entre les deux modes est courte devant ce temps d'amortissement. C'est la raison pour laquelle les doublets n'ont pu être observés que pour des microsphères dont le facteur de qualité est supérieur à plusieurs fois 10^8 . On se placera dans la situation où l'on peut négliger la contribution de la rétro-diffusion Rayleigh devant celle de l'atome. Ce sera le cas pour $\kappa/2\pi \geq 1$ MHz.

1.3.2 Modification des équations de Maxwell-Bloch optiques

Sous les mêmes hypothèses que précédemment, les équations de Maxwell-Bloch précédentes se généralisent au cas où l'on a deux modes dégénérés, dont on suppose le même taux de pertes [69, 70]. On obtient alors, en supposant valable l'élimination adiabatique des variables internes atomiques, les équations pour les champs

$$\dot{\alpha}_L = \left[i \left(\Delta_C - \frac{g^2 \Delta_A}{\Delta_A^2 + \gamma^2} \right) - \left(\kappa + \frac{g^2 \gamma}{\Delta_A^2 + \gamma^2} \right) \right] \alpha_L - \left(\frac{i \Delta_A + \gamma}{\Delta_A^2 + \gamma^2} g^2 e^{-2ikR_{at}} \right) \alpha_R + \eta_L \quad (1.56)$$

$$\dot{\alpha}_R = \left[i \left(\Delta_C - \frac{g^2 \Delta_A}{\Delta_A^2 + \gamma^2} \right) - \left(\kappa + \frac{g^2 \gamma}{\Delta_A^2 + \gamma^2} \right) \right] \alpha_R - \left(\frac{i \Delta_A + \gamma}{\Delta_A^2 + \gamma^2} g^2 e^{2ikR_{at}} \right) \alpha_L + \eta_R \quad (1.57)$$

où R_{at} est la position de l'atome.

À résonance $\Delta_A = \Delta_C = 0$, et en considérant un atome fixe, on obtient alors comme valeurs stationnaires

$$\alpha_L = \frac{\frac{\eta_L}{\kappa} \left(1 + \frac{g^2}{\kappa \gamma} \right) + \frac{\eta_R}{\kappa} \frac{g^2}{\kappa \gamma}}{1 + \frac{2g^2}{\kappa \gamma}} \quad (1.58)$$

$$\alpha_R = \frac{\frac{\eta_R}{\kappa} \left(1 + \frac{g^2}{\kappa \gamma} \right) + \frac{\eta_L}{\kappa} \frac{g^2}{\kappa \gamma}}{1 + \frac{2g^2}{\kappa \gamma}}$$

où l'on voit clairement le couplage des deux modes via le dipôle atomique.

Dans la limite des « bonnes » cavités $\frac{g^2}{\kappa \gamma} \gg 1$, on obtient

$$\alpha_L = \frac{\eta_R + \eta_L}{2\kappa} \quad (1.59)$$

$$\alpha_R = \frac{\eta_R + \eta_L}{2\kappa}$$

L'atome tend donc à égaliser les populations des deux modes, quelle que soit la configuration de pompage. La somme du nombre moyen de photons avec atome sera la moitié du nombre moyen en l'absence d'atomes. Ceci est dû fait que la population du mode initialement vide fournit une nouvelle voie de pertes au système, et donc les pertes de la cavité doublent. À taux de pompage fixe, cela induit une diminution d'un facteur 2 du nombre moyen de photons dans la cavité.

Dans la limite des « mauvaises » cavités $\frac{g^2}{\kappa\gamma} \ll 1$, on a

$$\begin{aligned}\alpha_L &= \frac{\eta_L}{\kappa} + \frac{\eta_R}{\kappa} \left(\frac{g^2}{\kappa\gamma} \right) \\ \alpha_R &= \frac{\eta_R}{\kappa} + \frac{\eta_L}{\kappa} \left(\frac{g^2}{\kappa\gamma} \right)\end{aligned}\tag{1.60}$$

L'effet de la répartition est alors moindre. Pour un pompage dans un seul mode (par exemple $\eta_R = 0$), on voit apparaître sur le mode non pompé, initialement vide, une population due à l'interaction avec l'atome $\alpha_R = \alpha_L \left(\frac{g^2}{\kappa\gamma} \right) \ll \alpha_L$.

Il est à noter que dans le cas résonant et pour des cavités telles que $\kappa \sim \gamma$, il n'est pas valable d'éliminer adiabatiquement les variables internes atomiques. Pour obtenir l'évolution dynamique, il est nécessaire d'intégrer l'ensemble des équations de Maxwell-Bloch, généralisées à la présence de deux modes.

De plus, dans le cas du régime de couplage fort, un seul photon intra-cavité suffit à avoir un effet important sur l'atome. On est donc amené à considérer des puissances de pompage et des nombres de photons intra-cavité très faibles. On peut alors s'interroger sur la validité des équations de Maxwell-Bloch dans un tel régime.

L'approche valable consiste à quantifier les deux modes du champ de la cavité (états du type $|n_R, n_L, g \text{ ou } e\rangle$, où n_R et n_L sont les nombres de photons dans les deux modes R et L du champ de la cavité et g ou e l'état interne de l'atome). Dans le cas d'un faible pompage, on ne peut avoir qu'un seul quantum d'excitation dans le système. Seuls les états quantiques

$$\{|0, 0, g\rangle, |1, 0, g\rangle, |0, 1, g\rangle, |0, 0, e\rangle\}$$

vont donc intervenir dans la dynamique. Les produits d'opérateurs peuvent alors se factoriser, $\langle (\rho_{ee} - \rho_{gg})a \rangle = -\langle a \rangle$, $\langle a^\dagger a \rangle = \langle a^\dagger \rangle \langle a \rangle$ [69, 71, 72].

Nous avons comparé l'approche intégrant numériquement les équations de Maxwell-Bloch avec une simulation Monte-Carlo, où le champ est traité quantiquement. On peut voir sur la figure 1.7 les résultats obtenus, qui sont qualitativement comparables. Pour la simulation Monte-Carlo, l'espace de Hilbert des états a été tronqué, comprenant les états $|n_R, n_L, g \text{ ou } e\rangle$ avec $n_R, n_L \leq 4$ et les courbes obtenues sont la moyenne de 100 trajectoires aléatoires.

Le traitement classique du champ donne ainsi les valeurs stationnaires du champ et de l'atome dans le cas des faibles saturations, même pour des nombres de photons intra-cavités inférieurs à un. Bien que le traitement classique néglige les fluctuations

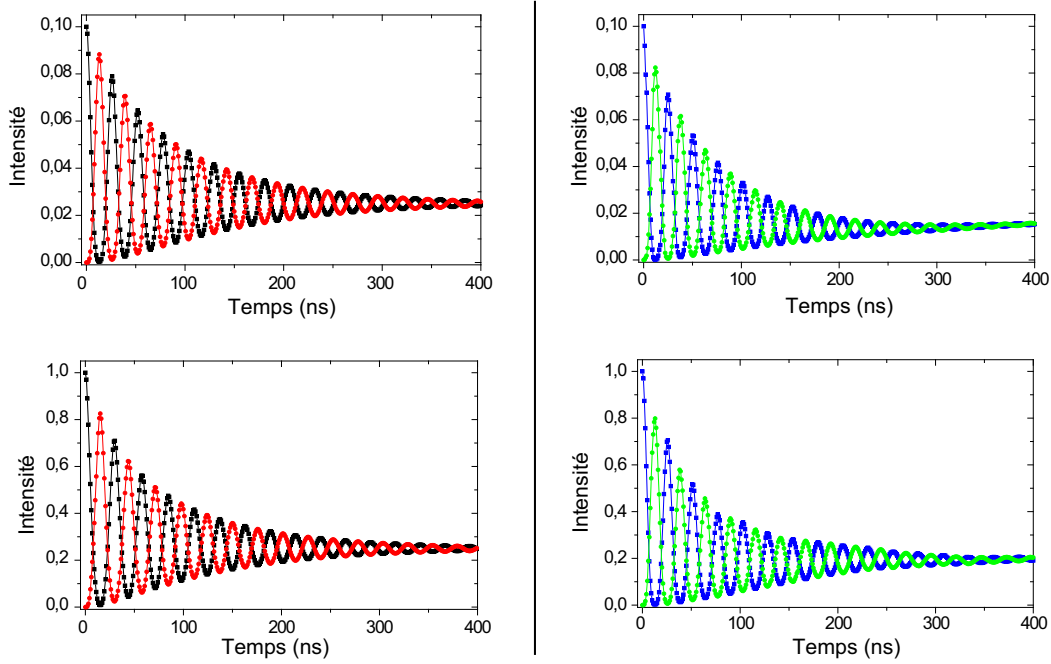


Figure 1.7: *Rétro-diffusion cohérente par l'atome de la lumière d'un faisceau sonde ($\kappa/2\pi=1$ MHz, $g/2\pi=25$ MHz) calculée suivant l'intégration des équations de Maxwell-Bloch (colonne de gauche) et une simulation Monte-Carlo (colonne de droite) pour deux valeurs de pompage. Les courbes foncées représentent le nombre de photons dans la cavité dans le mode initialement pompé. Les courbes claires représentent le nombre de photons dans le mode contrapropageant initialement vide.*

quantiques du champ (comparables ou supérieures à sa valeur moyenne), la linéarité du système sauve le comportement classique [73].

On obtient donc un échange cohérent entre l'atome et les deux modes du champ au cours du temps. Ces oscillations de Rabi s'amortissent sous l'effet des pertes du système (émission spontanée et pertes de la cavité). Les valeurs des deux modes finissent par s'égaliser et converger vers leurs valeurs stationnaires induites par le pompage.

Ainsi, les microsphères présentent donc la particularité unique d'être des micro-résonateurs en anneau de grande finesse. Le fait d'avoir deux modes contrapropageants dégénérés permet de détecter l'atome par rétro-diffusion sur fond noir, ce qui augmente la sensibilité de la détection.

1.4 Piégeage d'atomes au voisinage de la micro-sphère

Des modes de galerie désaccordés par rapport à la transition atomique exercent sur l'atome une force dipolaire [67]. Il est alors possible d'utiliser certaines configura-

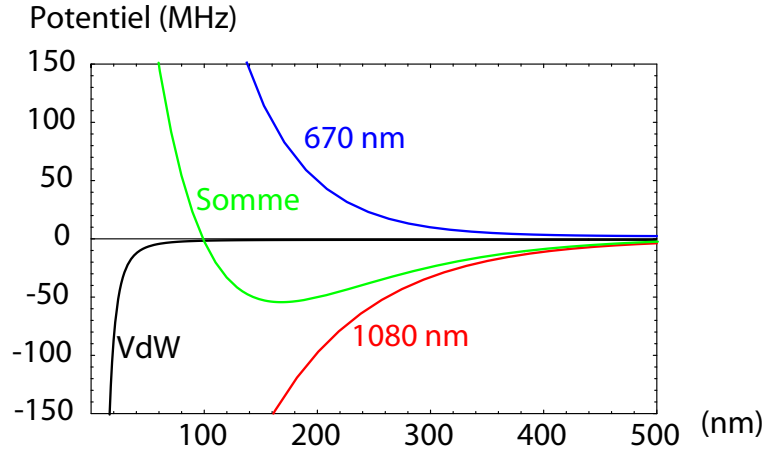


Figure 1.8: *Potentiel dans la direction radiale pour une sphère de diamètre $50\ \mu\text{m}$, le mode « Bleu » à $670\ \text{nm}$ est le mode $(n = 1, \ell = 329, m = 328, TE)$, le mode « Rouge » à $1080\ \text{nm}$ est le mode $(n = 1, \ell = 201, m = 201, TE)$. Le nombre de photons intra-cavité est $10 \cdot 10^6$. On a également représenté le potentiel de Van der Waals*

tions de ces modes pour créer un potentiel dipolaire capable de piéger l'atome dans la partie évanescente du mode à l'extérieur de la sphère. L'atome est alors piégé tout en étant fortement couplé avec le champ de la cavité [74, 75].

Il est nécessaire pour piéger l'atome d'utiliser deux modes. Un mode est décalé vers le bleu. Il crée ainsi un potentiel répulsif empêchant l'atome d'entrer en collision avec la sphère sous l'effet de la force de Van der Waals. Un autre mode doit être décalé vers le rouge afin de créer un potentiel attractif à longue distance.

Pour créer un puits de potentiel dans la direction radiale, où les modes ont un comportement évanescent, il est nécessaire d'utiliser deux modes de longueurs d'ondes suffisamment éloignées pour qu'ils présentent une longueur d'atténuation (de l'ordre de $\frac{\lambda}{2\pi}$) sensiblement différente. Si l'on utilise deux modes de galerie à $670\ \text{nm}$ et $1080\ \text{nm}$, on obtient pour un atome de ^{87}Rb , le potentiel radial de la figure 1.8, où l'on a également pris en compte le potentiel de Van der Waals.

Dans la direction orthoradiale, il est nécessaire d'utiliser des modes de répartitions angulaires différentes pour créer un potentiel de piégeage. Ainsi, en utilisant pour le potentiel répulsif un mode $\ell - |m| = 1$ et pour le potentiel attractif un mode $\ell = |m|$, on obtient le potentiel représenté sur la figure 1.9.

Dans la direction $\mathbf{e}_\varphi$ en revanche, l'atome n'est pas piégé, il peut se comporter dans cette direction en particule libre, d'où l'expression d'« atome en galerie », employée pour décrire cette configuration [74].

Les difficultés techniques pour réaliser une telle expérience sont considérables. Il faut tout d'abord pouvoir approcher un échantillon d'atomes froids suffisamment près de la sphère pour pouvoir charger le piège dipolaire. Il faut surtout réussir à exciter les deux modes avec une efficacité suffisante. En effet, il est très difficile

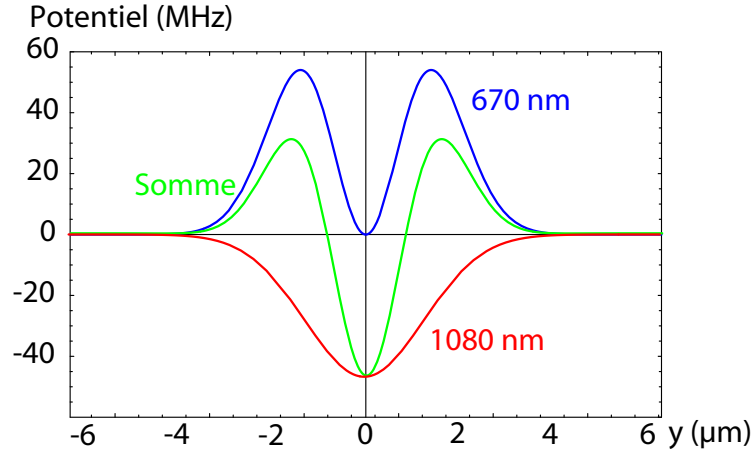


Figure 1.9: *Potentiel dans la direction orthoradiale pour une sphère de diamètre $50\ \mu\text{m}$, le mode « Bleu » à $670\ \text{nm}$ est le mode $(n = 1, \ell = 329, m = 328, TE)$, le mode « Rouge » à $1080\ \text{nm}$ est le mode $(n = 1, \ell = 201, m = 201, TE)$. Le nombre de photons intra-cavité est $10 \cdot 10^6$.*

d'obtenir un couplage identique pour deux modes de longueurs d'ondes aussi différentes. Il faut de plus pouvoir sélectionner des modes de configurations orthoradiales précises.

Une autre solution pour positionner des atomes froids à proximité de la surface de la sphère, dans l'onde évanescente, consiste à utiliser des atomes piégés par des micropièges magnétiques [76]. Compte tenu du dispositif pour le couplage et l'accord en fréquence de la microsphère, détaillé dans les chapitres suivants, il n'est pas possible de réaliser un piège magnéto-optique à moins de $2\ \text{cm}$ de la sphère. Nous avons alors développé une « puce à atomes » spéciale, que nous allons présenter dans la suite, capable de transporter les atomes entre une zone de chargement du piège magnéto-optique et la zone d'interaction avec la microsphère, permettant de résoudre le problème du couplage d'atomes froids avec les modes de galerie.

Chapitre 2

Généralités sur les microsphères

Les modes de galerie (Whispering Gallery Modes) furent d'abord identifiés par Lord Rayleigh pour expliquer une particularité acoustique du dôme de la cathédrale Saint-Paul de Londres, où deux personnes peuvent converser quel que soit leur éloignement, et ce d'autant mieux qu'elles murmurent [77]. En électromagnétisme, le problème de la diffusion de la lumière par une bille diélectrique, résolu par Mie en 1908 [78], met en évidence de fines résonances associées aux modes de galerie, correspondant à la propagation guidée de la lumière par une succession de réflexions totales internes sous incidence quasi-rasante à l'intérieur de la microbille. Ce n'est qu'avec l'avènement des lasers que l'étude expérimentale des modes de galerie dans le domaine optique a pu débuter d'abord avec des micro-gouttelettes en chute libre [79], puis avec des microbilles solides [80].

Ce chapitre est une introduction aux microsphères et à leurs propriétés remarquables, en particulier les grands facteurs de qualité et les faibles volumes des modes de galerie. Un régime particulièrement intéressant en électrodynamique en cavité est en effet le régime de couplage fort, où l'interaction entre le champ et l'atome domine les sources de pertes du système, à savoir l'émission spontanée et la relaxation du champ. Ceci nécessite donc, d'une part des cavités de grand facteur de qualité afin d'avoir un temps stockage du photon dans la cavité suffisamment long, et d'autre part un confinement de l'énergie électromagnétique dans un faible volume pour exalter l'interaction entre l'atome et le champ. Nous décrirons ensuite la procédure de fabrication des microsphères, et enfin l'excitation des modes de galerie.

2.1 Description des modes de galerie

Cette partie présente une description simplifiée des modes de galerie, une description plus précise et plus complète pouvant être trouvée dans la référence [81].

2.1.1 Approches simplifiées

La première approche est celle de l'optique géométrique, qui permet de donner une image simple des modes de galerie. Une deuxième approche ondulatoire par l'éikonale permet d'affiner la représentation de ces modes et fournit des approximations

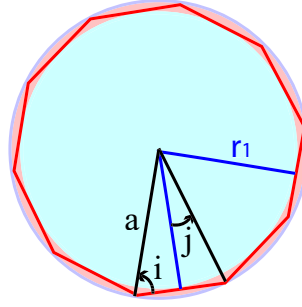


Figure 2.1: Mode de galerie en optique géométrique.

suffisamment précises dans de nombreux cas pratiques.

Optique géométrique

Le diamètre des billes utilisées allant de $40\ \mu\text{m}$ à $100\ \mu\text{m}$, il est légitime d'utiliser l'optique géométrique comme première approche élémentaire.

Considérons un rayon lumineux à l'intérieur d'une microbille (de rayon a et d'indice de réfraction N) qui subit des réflexions à l'interface verre-air avec un angle d'incidence i . Si cet angle d'incidence est inférieur à l'angle critique du dioptré verre-air donné par $i_c = \arcsin(\frac{1}{N})$, alors chaque réflexion s'accompagne d'une transmission par réfraction et l'intensité du rayon décroît rapidement. En revanche, si l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique, le rayon se propage par une succession de réflexions totales internes et la lumière reste piégée dans la sphère, indéfiniment en l'absence de pertes. On peut noter qu'un tel rayon ne peut être créé simplement par réfraction d'un faisceau à l'extérieur de la bille ; le couplage de la lumière dans ces modes devra être plus « subtil ». À chaque réflexion, le rayon reste dans le plan d'incidence, il suit donc une trajectoire polygonale, dont la caustique est un cercle de rayon $r_1 = a \cos j$, où $j = \pi/\ell$ est le demi-angle au centre (voir la figure 2.1).

Si, de plus, une condition de retour en phase est satisfaite, on obtiendra des interférences constructives caractéristiques d'un mode de galerie. Pour un polygone à ℓ sommets, cette condition de retour en phase est donnée par la relation

$$\ell N 2a \sin j = p\lambda \quad \text{avec } p \text{ entier } \geq \ell \quad (2.1)$$

En introduisant le paramètre de taille défini par $x = 2\pi a/\lambda$, et en se plaçant à la limite des incidences rasantes pour lesquelles $\sin(\pi/\ell) \simeq \pi/\ell$, cette condition se réécrit pour $p = \ell$,

$$Nx = \frac{\pi}{\sin(\pi/\ell)} \simeq \ell \quad (2.2)$$

Le nombre ℓ représente donc approximativement le nombre de longueurs d'ondes contenues dans un tour de la cavité.

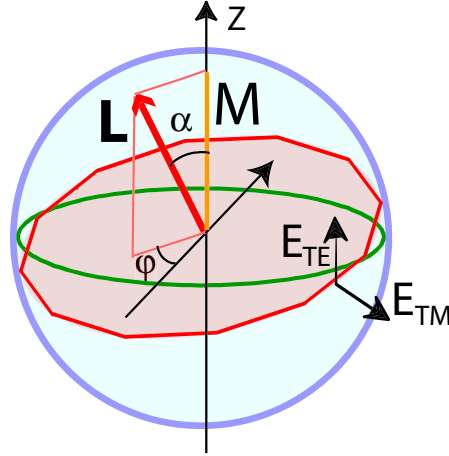


Figure 2.2: *Moment cinétique associé à un mode de galerie.*

Approche ondulatoire par l'eikonale

Dans le cas où la longueur d'onde est faible devant les variations de l'indice $N(\mathbf{r})$, une première description ondulatoire est fournie par l'équation de l'eikonale qui relie la phase de l'onde électromagnétique $\mathcal{S}$ au vecteur d'onde dans le vide k_0 par :

$$(\nabla \mathcal{S})^2 = N(\mathbf{r})^2 k_0^2 \quad (2.3)$$

On peut alors associer à un mode de galerie un vecteur d'onde $\mathbf{k} = \nabla \mathcal{S}$ et un moment cinétique sans dimension $\mathbf{L} \equiv \mathbf{r} \times \nabla \mathcal{S}$. Pour une bille parfaitement sphérique, la symétrie du problème entraîne la conservation du moment cinétique $\mathbf{L}$ au cours du mouvement. De même, la projection de $\mathbf{L}$ sur l'axe polaire $\mathbf{e}_z$ ($L_z = M$) se conserve (voir la figure 2.2).

Un mode de galerie correspond à un retour en phase de l'onde sur elle-même après une rotation de 2π . Comme l'équation 2.3 est séparable, en posant $\mathcal{S} = \mathcal{S}_1(r) + \mathcal{S}_2(\theta) + \mathcal{S}_3(\varphi)$, on obtient deux équations angulaires, qui conduisent à la quantification du moment cinétique

$$\begin{cases} M = m \\ L = \sqrt{\ell(\ell+1)} \simeq \ell + \frac{1}{2} \end{cases} \quad (2.4)$$

avec ℓ entier et m entier compris entre $-\ell$ et $+\ell$.

En ce qui concerne le mouvement radial, on obtient une équation radiale

$$\left(\frac{\partial \mathcal{S}_1}{\partial r} \right)^2 + \frac{L^2}{r^2} = N^2 k_0^2 \quad (2.5)$$

correspondant à une oscillation entre la caustique $r_1 = L/k_0 N$ et la surface de la bille.

Une période de ce mouvement correspond à un déphasage donné par

$$\Delta \mathcal{S}_1 = 2L f(N k_0 a / L) \quad (2.6)$$

où f est définie par $f(u) = \int_1^u \sqrt{1 - \frac{1}{y^2}} dy = \sqrt{u^2 - 1} - \arccos\left(\frac{1}{u}\right)$

Il faut de plus prendre en compte un déphasage additionnel de $-\pi/2$ lors du passage de la caustique en r_1 et un déphasage de $-2\Theta_P$, qui dépend de la polarisation, lors de la réflexion totale interne. Vu le rayon suffisamment grand des microsphères (supérieur à $20 \mu\text{m}$), ce déphasage est donné par la phase du coefficient de Fresnel pour une interface plane r_P [82]

$$r_P = \frac{P \cos i - j\sqrt{N^2 \sin^2 i - 1}}{P \cos i + j\sqrt{N^2 \sin^2 i - 1}} = e^{-j2\Theta_P}, \text{ avec } \tan \Theta_P = \frac{\sqrt{N^2 \sin^2 i - 1}}{P \cos i} \quad (2.7)$$

où

$$P = \begin{cases} N & \text{pour un mode TE} \\ 1/N & \text{pour un mode TM} \end{cases} \quad (2.8)$$

En incidence rasante, ce déphasage vaut $-\pi$ pour les deux polarisations. Pour un angle d'incidence i , l'écart $\pi - 2\Theta_P$ représente un chemin optique additionnel δ_P donné par

$$Nk_0 \cos i \delta_P = \pi/2 - \Theta_P = \arctan\left(\frac{P \cos i}{\sqrt{N^2 \sin^2 i - 1}}\right)$$

qui traduit la présence de l'onde évanescente à l'extérieur de la sphère, dont la pénétration dépend de la polarisation. On peut le prendre en compte en définissant un rayon effectif $a_{\text{eff}} \equiv a + \delta_P$, ce qui revient à incorporer la partie évanescente dans la sphère.

Le retour en phase du mode de galerie implique que la phase radiale $\Delta\mathcal{S}_1 = 2Lf(Nk_0 a_{\text{eff}}/L) - \frac{3\pi}{2}$ soit multiple de 2π , soit

$$\frac{L}{\pi} f\left(\frac{Nk_0 a_{\text{eff}}}{L}\right) = n - \frac{1}{4} \quad (2.9)$$

où $n = 1, 2, 3, \dots$ correspond au nombre d'oscillations entre les points extrêmes r_1 et a_{eff} .

Comme, à l'angle critique de la réflexion totale, $\sin i_c = 1/N$, le rayon r_1 de la caustique est nécessairement compris entre a_{eff}/N et a_{eff} . On a donc un encadrement pour le nombre ℓ , qui est donné par

$$x_{\text{eff}} < \ell + \frac{1}{2} < Nx_{\text{eff}} \quad (2.10)$$

où le paramètre de taille effectif $x_{\text{eff}} = \frac{2\pi a_{\text{eff}}}{\lambda}$ a été introduit. En utilisant la formule 2.9 et la croissance de la fonction f , on déduit de l'encadrement précédent, un encadrement pour le nombre radial n

$$0 < n - 1/4 < \frac{1}{\pi} \left(\ell + \frac{1}{2} \right) (\sqrt{N^2 - 1} - \arccos(1/N)) \quad (2.11)$$

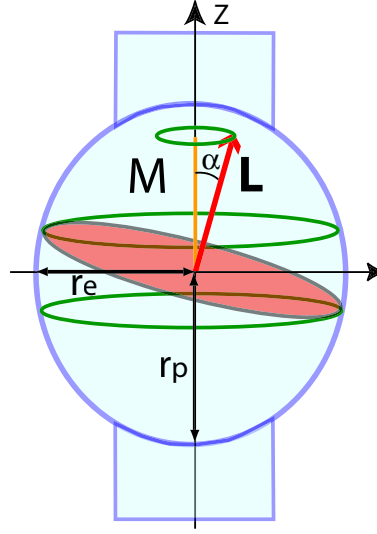


Figure 2.3: Effet d'une légère ellipticité d'une sphère formée au milieu d'une fibre

En incorporant les conditions de quantification du moment angulaire dans la formule 2.9, la position des résonances est donnée de manière implicite par

$$Nx_{\text{eff}} = \left(\ell + \frac{1}{2}\right) f^{-1} \left(\frac{\pi(n - \frac{1}{4})}{\ell + \frac{1}{2}} \right) \quad (2.12)$$

La sphère étant supposée parfaite, les résonances sont dégénérées vis à vis de m .

Pour n petit et ℓ grand, on peut développer f^{-1} au voisinage de 0, et en utilisant la valeur à incidence rasante de δ_P , on arrive à l'expression approchée

$$Nx \simeq \ell + \frac{1}{2} + \left(\frac{\ell + \frac{1}{2}}{2}\right)^{1/3} \left[\frac{3\pi}{2} \left(n - \frac{1}{4}\right) \right]^{2/3} - \frac{P}{\sqrt{N^2 - 1}} + \dots \quad (2.13)$$

Effet d'une faible ellipticité

Les « sphères » produites ne sont pas parfaitement sphériques. Une ellipticité est introduite lors de la fabrication, qui peut aller suivant la technique employée et l'utilisation prévue de la sphère de 0,1 % à plusieurs 10 %. On utilisera dans la suite des sphères qui sont formées par fusion du verre au milieu d'une fibre en silice, on obtient alors des sphères à deux tiges. Le rayon polaire r_p est alors supérieur au rayon équatorial r_e , ceci étant due à la zone d'accrétion des tiges de la fibre au niveau des pôles de la sphère (voir la figure 2.3). On peut donc considérer les microsphères comme des ellipsoïdes de révolution. En ne retenant que le terme quadrupolaire, on obtient comme forme paramétrique de la surface de révolution

$$r(\theta) = a \left(1 + \frac{e}{3} (3 \cos^2 \theta - 1) \right) \quad (2.14)$$

où e décrit l'amplitude de l'écart à la sphéricité $e \equiv \frac{r_p - r_e}{a}$.

Du fait de cette déformation, le plan d'incidence n'est plus conservé, le moment angulaire précesse, la dégénérescence en m est levée. En revanche, la symétrie de révolution autour de l'axe vertical constitué par les deux tiges de la fibre reste préservée, ce qui assure le fait que m reste un bon nombre quantique. Nous conservons donc la dégénérescence entre les deux modes contrapropageants m et $-m$. Pour une déformation suffisamment faible et pour des $|m| \lesssim \ell$, la précession s'effectue suffisamment lentement pour qu'on puisse considérer la trajectoire sur un tour comme une ellipse inclinée d'un angle α où $\cos \alpha = \frac{|m|}{\ell}$.

Cette ellipse de demi-axes $r_e = \bar{r}(\pi/2)$ et $r_p = \bar{r}(\pi/2 - \alpha)$ a une circonférence donnée par $2\pi a \left(1 + \frac{e}{6} \left(1 - 3 \left(\frac{|m|^2}{(\ell + \frac{1}{2})^2} \right) \right) \right)$.

La variation relative de la longueur de la trajectoire $\frac{\Delta s}{s_0}$ induit un changement en fréquence donné par

$$\frac{\Delta \nu_{n,\ell,m}}{\nu_0} = -\frac{\Delta s}{s_0} = -\frac{e}{6} \left(1 - 3 \left(\frac{|m|^2}{(\ell + \frac{1}{2})^2} \right) \right) = \frac{e}{3} \left(1 - 3 \frac{\ell - |m|}{\ell} \right) \quad (2.15)$$

Cette description est utile si l'on part d'une sphère parfaitement sphérique, puis qu'on la déforme sous l'effet d'une contrainte. La conservation du volume impose alors la forme d'ellipsoïde de révolution décrit précédemment, avec $r_e < a$ et $r_p > a$.

En pratique, on peut mesurer relativement précisément le rayon équatorial r_e de la sphère. En revanche, le rayon polaire est plus difficile à mesurer. Il est donc plus pratique de définir a comme étant le rayon équatorial $r_e = a$. Cela revient dans le calcul précédent à renormaliser le rayon $a \rightarrow \frac{a}{1 - \frac{e}{3}}$. Le changement de fréquence s'écrit alors simplement

$$\frac{\Delta \nu_{n,\ell,m}}{\nu_0} = -e \frac{\ell - |m|}{\ell} \quad (2.16)$$

2.1.2 Problème électromagnétique exact

On peut décrire les modes de galerie comme des solutions des équations de Maxwell avec les conditions aux limites imposées par l'interface verre/air ainsi qu'à l'infini.

$$\Delta \mathbf{E} + N(\mathbf{r})^2 k_0^2 \mathbf{E} = 0 \quad \text{avec} \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.17)$$

où $k_0 = \omega/c$ vecteur d'onde dans le vide et

$$N(\mathbf{r}) = \begin{cases} N & \text{pour } r < a \\ 1 & \text{pour } r > a \end{cases}$$

Les solutions de cette équation sont formellement données par :

$$\begin{aligned}
 \text{Modes TE} & \left\{ \begin{aligned} \mathbf{E}_{\ell,m}^{TE}(\mathbf{r}) &= E_0 \frac{f_\ell(r)}{k_0 r} \mathbf{X}_\ell^m(\theta, \varphi) \\ \mathbf{B}_{\ell,m}^{TE}(\mathbf{r}) &= -\frac{iE_0}{c} \left(\frac{f'_\ell(r)}{k_0^2 r} \mathbf{Y}_\ell^m(\theta, \varphi) + \sqrt{\ell(\ell+1)} \frac{f_\ell(r)}{k_0^2 r^2} \mathbf{Z}_\ell^m(\theta, \varphi) \right) \end{aligned} \right. \\
 \text{Modes TM} & \left\{ \begin{aligned} \mathbf{E}_{\ell,m}^{TM}(\mathbf{r}) &= \frac{E_0}{N^2(r)} \left(\frac{f'_\ell(r)}{k_0^2 r} \mathbf{Y}_\ell^m(\theta, \varphi) + \sqrt{\ell(\ell+1)} \frac{f_\ell(r)}{k_0^2 r^2} \mathbf{Z}_\ell^m(\theta, \varphi) \right) \\ \mathbf{B}_{\ell,m}^{TM}(\mathbf{r}) &= -\frac{iE_0}{c} \frac{f_\ell(r)}{k_0 r} \mathbf{X}_\ell^m(\theta, \varphi) \end{aligned} \right.
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

faisant intervenir les 3 fonctions harmoniques sphériques vectorielles définies par

$$\left\{ \begin{aligned} \mathbf{X}_\ell^m(\theta, \varphi) &= \frac{1}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} \nabla Y_\ell^m \times \mathbf{r} \\ \mathbf{Y}_\ell^m(\theta, \varphi) &= \frac{1}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} r \nabla Y_\ell^m \\ \mathbf{Z}_\ell^m(\theta, \varphi) &= Y_\ell^m \mathbf{e}_r \end{aligned} \right. \tag{2.19}$$

et où $f_\ell(r)$ satisfait l'équation radiale

$$f''(r) + \left[N^2(r) k_0^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] f(r) = 0, \tag{2.20}$$

Cette équation a pour solutions réelles les fonctions de Riccati ψ_ℓ et χ_ℓ

$$f_\ell(r) = \begin{cases} \psi_\ell(Nk_0 r) & \text{pour } r < a \\ \alpha \psi_\ell(k_0 r) + \beta \chi_\ell(k_0 r) & \text{pour } r > a \end{cases} \tag{2.21}$$

définies par

$$\begin{cases} \psi_\ell(\rho) = \rho j_\ell(\rho) = \sqrt{\frac{\pi \rho}{2}} J_{\ell+1/2}(\rho) \\ \chi_\ell(\rho) = \rho n_\ell(\rho) = \sqrt{\frac{\pi \rho}{2}} N_{\ell+1/2}(\rho) \end{cases} \tag{2.22}$$

avec J_ν et j_ℓ fonctions de Bessel cylindrique et sphérique et N_ν et n_ℓ fonctions de Neumann cylindrique et sphérique. La fonction $f_\ell(r)$ est ainsi une fonction oscillante $\psi_\ell(Nk_0 r)$ à l'intérieur de la bille et une combinaison linéaire d'une fonction évanescence $\chi_\ell(k_0 r)$ et d'une fonction exponentiellement croissante $\psi_\ell(Nk_0 r)$ à l'extérieur de la sphère.

2.1.3 Spectres des modes de galerie

Position des résonances

La position des résonances se déduit des conditions de raccordement de la fonction radiale. Les conditions de continuité des composantes tangentielles des champs s'écrivent

$$\begin{aligned}
\text{Modes TE} \quad & \begin{cases} \psi_\ell(Nk_0a) = \alpha\psi_\ell(k_0a) + \beta\chi_\ell(k_0a) \\ N\psi'_\ell(Nk_0a) = \alpha\psi'_\ell(k_0a) + \beta\chi'_\ell(k_0a) \end{cases} \\
\text{Modes TM} \quad & \begin{cases} \frac{1}{N}\psi'_\ell(Nk_0a) = \alpha\psi'_\ell(k_0a) + \beta\chi'_\ell(k_0a) \\ \psi_\ell(Nk_0a) = \alpha\psi_\ell(k_0a) + \beta\chi_\ell(k_0a) \end{cases}
\end{aligned} \tag{2.23}$$

Les modes de galerie correspondent aux modes parfaitement piégés dans la sphère. On doit donc annuler la fonction exponentiellement croissante ψ_ℓ à l'extérieur de la sphère, soit $\alpha = 0$. En reportant cette condition dans les équations de continuité, on trouve que le paramètre de taille à résonance x_0 doit satisfaire la condition

$$P \frac{\psi'_\ell(Nx_0)}{\psi_\ell(Nx_0)} = \frac{\chi'_\ell(x_0)}{\chi_\ell(x_0)} \tag{2.24}$$

Dans le cas des ℓ grand, on peut utiliser les approximations des fonctions de Riccati [83], ce qui conduit à un paramètre de taille pour un mode n , ℓ , m , P donné par

$$Nx_{n,\ell,m}^P \simeq \left[\ell + \frac{1}{2} - \left(\frac{\ell + \frac{1}{2}}{2} \right)^{1/3} \alpha_n - \frac{P}{\sqrt{N^2 - 1}} + \dots \right] \left[1 - e^{-\frac{\ell - |m|}{\ell}} \right] \tag{2.25}$$

avec

$$P = \begin{cases} N & \text{pour un mode TE} \\ 1/N & \text{pour un mode TM} \end{cases}$$

et où α_n est le $n^{\text{ième}}$ zéros de la fonction d'Airy, qui remplace le terme $\left[\frac{3\pi}{2} \left(n - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3}$ du développement de l'approximation de l'eikonale

n	1	2	3	4	5	6	7	8
α_n	-2,338	-4,088	-5,521	-6,787	-7,944	-9,023	-10,040	-11,009

Tab. 2.1: Premiers zéros de la fonction d'Airy

Spectre des modes de galerie

De l'équation 2.25, on peut déduire les différentes périodicités présentes dans le spectre d'une sphère.

L'intervalle de base est le « pseudo »-intervalle spectral libre, qui correspond à des modes différant d'une unité de ℓ

$$ISL \equiv \frac{c}{2\pi Na} \tag{2.26}$$

en étroite analogie avec un Fabry-Pérot en anneau de longueur $2\pi a$ dans un milieu d'indice N . ℓ représente ainsi l'ordre d'interférence longitudinal. À 780 nm, l'intervalle spectral libre vaut

$$\begin{aligned} ISL &\simeq 1316 \text{ GHz} \sim 2,67 \text{ nm} \quad \text{et} \quad \ell = 281 \quad \text{pour un diamètre de } 50 \text{ } \mu\text{m} \\ ISL &\simeq 821 \text{ GHz} \sim 1,67 \text{ nm} \quad \text{et} \quad \ell = 455 \quad \text{pour un diamètre de } 80 \text{ } \mu\text{m} \end{aligned}$$

L'écart entre modes différant uniquement par la polarisation est donné par

$$\nu_{n,\ell}^{TM} - \nu_{n,\ell}^{TE} = ISL \times \frac{\sqrt{N^2 - 1}}{N} \simeq 0,725 \times ISL \quad (2.27)$$

Cela correspond à 954 GHz pour une sphère de diamètre 50 μm , et à 595 GHz pour une sphère de diamètre 80 μm .

Un changement d'une unité de l'ordre radial se traduit par un changement en fréquence

$$\nu_{n+1,\ell} - \nu_{n,\ell} = ISL \times \left(\frac{\ell + \frac{1}{2}}{2} \right)^{1/3} (\alpha_n - \alpha_{n+1}) \quad (2.28)$$

Entre un mode $n=1$ et $n=2$, on obtient pour une sphère de diamètre 50 μm un écart de 11978 GHz = 24,3 nm et pour une sphère de diamètre 80 μm un écart de 8775 GHz = 17,8 nm.

Pour une bille présentant une légère ellipticité e , l'écart entre modes différant par une unité de m est donné par

$$\nu_{n,\ell,m+1} - \nu_{n,\ell,m} = ISL \times e \quad (2.29)$$

2.1.4 Dépendances spatiales des modes de galerie

Dépendance angulaire en φ

La dépendance angulaire des champs est donnée par les harmoniques sphériques vectorielles (voir les équations 2.18 et 2.19), qui sont définies à partir des harmoniques sphériques scalaires

$$Y_\ell^m(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}} \sqrt{\frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}} e^{im\varphi} P_\ell^m(\cos \theta) \quad (2.30)$$

où P_ℓ^m est la fonction de Legendre associée.

Suivant l'angle φ , les champs ont donc une dépendance en $e^{i\pm|m|\varphi}$, correspondant à une onde progressive de vecteur d'onde tangentiel $k_t = \frac{|m|}{a} \simeq \frac{\ell}{a} \simeq Nk_0$ se propageant autour de la sphère dans l'un ou l'autre sens suivant le signe de m .

Développement asymptotique des champs

Dans la limite $\ell \gg 1$ et $q = \ell - |m| \ll \ell$, on peut développer les harmoniques sphériques scalaires suivant

$$Y_{\ell}^{\ell-q}(\theta, \varphi) \simeq (-1)^q \left(\frac{\ell}{\pi} \right)^{1/4} \frac{H_q(\sqrt{\ell} \cos \theta)}{\sqrt{(2^q q!)}} \sin^{\ell-q} \theta \frac{e^{\pm i(\ell-q)\varphi}}{\sqrt{2\pi}} \quad (2.31)$$

avec H_q polynôme d'Hermite d'ordre q .

On peut alors, dans cette limite, simplifier les expressions des harmoniques sphériques vectorielles. En effet, le terme $m / \sin \theta Y_{\ell}^m$ est approximativement plus grand que $\partial Y_{\ell}^m / \partial \theta$ par un facteur $\sqrt{\ell}$. On arrive aux expressions suivantes

$$\begin{cases} \mathbf{X}_{\ell}^m(\theta, \varphi) \simeq i \frac{m}{\ell + \frac{1}{2}} \frac{Y_{\ell}^m(\theta, \varphi)}{\sin \theta} \mathbf{e}_{\theta} \\ \mathbf{Y}_{\ell}^m(\theta, \varphi) \simeq i \frac{m}{\ell + \frac{1}{2}} \frac{Y_{\ell}^m(\theta, \varphi)}{\sin \theta} \mathbf{e}_{\varphi} \\ \mathbf{Z}_{\ell}^m(\theta, \varphi) \simeq Y_{\ell}^m(\theta, \varphi) \mathbf{e}_r \end{cases} \quad (2.32)$$

De plus, à l'intérieur et au voisinage immédiat de la sphère, il a été montré que le poids de $\mathbf{Y}_{\ell}^m$ est plus faible que celui de $\mathbf{Z}_{\ell}^m$ par un facteur de l'ordre $\ell^{-1/3}$ [81]. On obtient alors les expressions asymptotiques des champs

$$\begin{aligned} \text{Modes TE} & \begin{cases} \mathbf{E}_{\ell,m}^{TE}(\mathbf{r}) \simeq i E_0 \frac{m}{\ell + \frac{1}{2}} \frac{f_{n,\ell}(r)}{k_g r} \frac{Y_{\ell}^m(\theta, \varphi)}{\sin \theta} \mathbf{e}_{\theta} \\ \mathbf{B}_{\ell,m}^{TE}(\mathbf{r}) \simeq -\frac{i E_0}{c} \left(\ell + \frac{1}{2} \right) \frac{f_{n,\ell}(r)}{(k_g r)^2} Y_{\ell}^m(\theta, \varphi) \mathbf{e}_r \end{cases} \\ \text{Modes TM} & \begin{cases} \mathbf{E}_{\ell,m}^{TM}(\mathbf{r}) \simeq \frac{E_0}{N^2(\mathbf{r})} \left(\ell + \frac{1}{2} \right) \frac{f_{n,\ell}(r)}{(k_g r)^2} Y_{\ell}^m(\theta, \varphi) \mathbf{e}_r \\ \mathbf{B}_{\ell,m}^{TM}(\mathbf{r}) \simeq \frac{E_0}{c} \frac{m}{\ell + \frac{1}{2}} \frac{f_{n,\ell}(r)}{k_g r} \frac{Y_{\ell}^m(\theta, \varphi)}{\sin \theta} \mathbf{e}_{\theta} \end{cases} \end{aligned} \quad (2.33)$$

où k_g représente le vecteur d'onde d'un mode de galerie d'indice n, ℓ, m , qui s'exprime en fonction du paramètre de taille $k_g = \frac{x_{n,\ell}^m}{a}$.

La fonction radiale $f_{n,\ell}(r)$ est donnée par

$$f_{n,\ell}(r) = \begin{cases} \psi_{\ell}(N k_g r) & \text{pour } r < a \\ \alpha \psi_{\ell}(k_g r) + \beta \chi_{\ell}(k_g r) & \text{pour } r > a \end{cases} \quad (2.34)$$

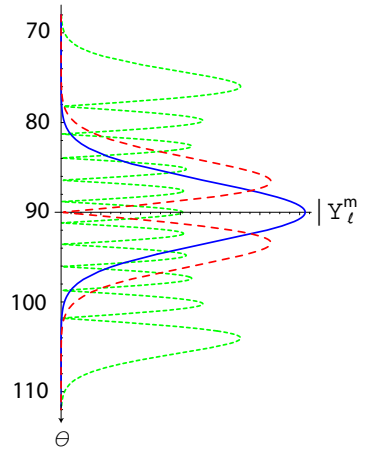


Figure 2.4: *Distributions angulaires orthoradiales du champ d'un mode $|m| = \ell$, $|m| = \ell - 1$ et $|m| = \ell - 10$ pour une sphère de diamètre $50 \mu m$ à $780 nm$ ($\ell = 281$, $n = 1$, polarisation TE).*

Dépendance angulaire orthoradiale

Des expressions précédentes, nous pouvons déduire la répartition orthoradiale du champ, qui sera donnée par les harmoniques sphériques scalaires. Pour un mode $|m| = \ell$, elle est très bien approchée par une gaussienne centrée au niveau de l'équateur de largeur à $1/e$ sur l'intensité

$$\delta\theta = \frac{1}{\sqrt{\ell}} \quad (2.35)$$

Pour $|m| < \ell$, on obtient une distribution du module du champ, qui présente $\ell - |m| + 1$ lobes. La position des maxima est donnée par $\pi/2 \pm \arccos(|m|/\ell)$. Cette distribution s'étale de plus en plus suivant θ et son maximum diminue (voir la figure 2.4).

Dépendance radiale

La dépendance radiale est donnée par la fonction $f_{n,\ell}(r)$ précédemment évoquée. Pour le mode radial fondamental $n = 1$, on peut remarquer sur la figure 2.5 que la fonction à l'intérieur de la sphère se raccorde à la fonction à l'extérieur pour donner une distribution quasi-gaussienne, dont on peut montrer que le centre et la demi-largeur à $1/e$ sur l'intensité sont donnés par

$$\begin{aligned} \delta r &= \frac{\lambda}{2\pi N} 0.809 \left(\ell + \frac{1}{2} \right)^{1/3} \\ r_{\text{centre}} &= \frac{\lambda}{2\pi N} \left(\ell + \frac{1}{2} + 0.809 \left(\ell + \frac{1}{2} \right)^{1/3} \right) \end{aligned} \quad (2.36)$$

L'indice n représente le nombre d'extrema de la distribution radiale. Lorsque cet indice augmente à paramètre de taille fixé, la distribution pénètre de plus en plus à l'intérieur de la sphère, ce qui diminue le confinement du champ.

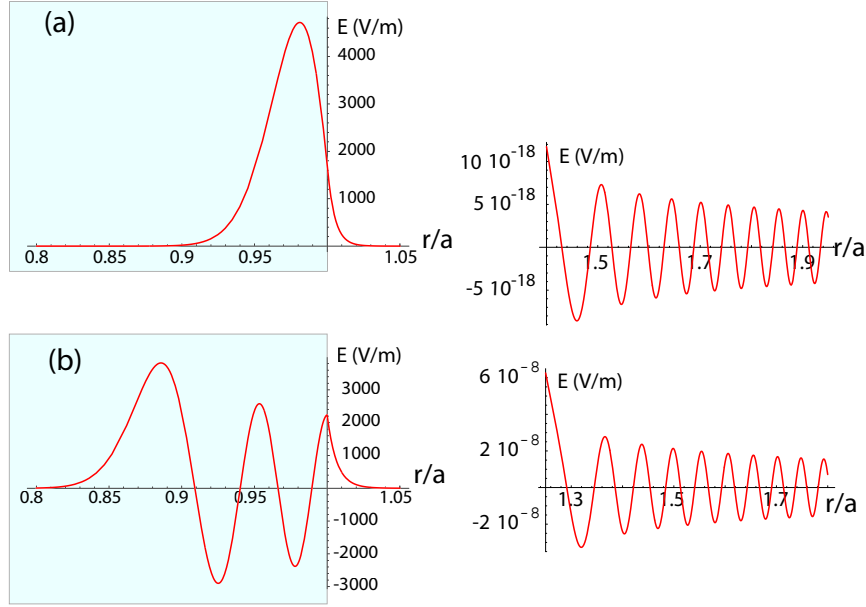


Figure 2.5: Distributions radiales du champ pour une sphère de diamètre $50 \mu\text{m}$ à 780 nm **(a)** mode $n=1$, $\ell = 281$, polarisation TE . **(b)** mode $n=5$, $\ell = 253$, polarisation TE

À l'extérieur de la sphère, l'onde est évanescente jusqu'à une distance de l'ordre de Na . Au delà, l'onde redevient propagative, ce qui traduit la diffraction de la lumière sur la surface courbe de la bille. Ceci conduit à des pertes qui sont négligeables pour les diamètres des sphères que nous utilisons. Ces pertes augmentent toutefois rapidement avec l'indice radial, comme l'on peut le voir sur l'amplitude du champ après la zone évanescence.

2.2 Facteur de qualité des microsphères

Il est usuel de caractériser la « qualité » d'un résonateur par son facteur de qualité, défini par

$$Q \equiv \frac{\omega}{\Delta\omega} \quad (2.37)$$

où $\Delta\omega$ représente la largeur de la résonance supposée de forme lorentzienne. Il représente l'amortissement de l'énergie dans la cavité ; plus exactement, il est défini comme étant le rapport de l'énergie E dans le mode par l'énergie perdue sur une période d'oscillation ΔE à 2π près : $Q = 2\pi \frac{E}{\Delta E}$.

La durée caractéristique d'amortissement de l'énergie, et donc d'une certaine manière le temps de stockage du photon dans la cavité, est alors donnée par

$$\tau_{\text{cav}} \equiv \frac{Q}{\omega} \quad (2.38)$$

On introduit également la finesse d'un résonateur, plus adaptée pour rendre

compte de l'exaltation du champ lumineux à l'intérieur de la cavité, définie par

$$\mathcal{F} \equiv \frac{ISL}{\Delta\omega} = \frac{2\pi}{P} \quad (2.39)$$

où ISL est l'intervalle spectral libre et P représente le taux de pertes (absorption, diffusion, transmission, ...) sur une longueur de bouclage de la cavité.

Le facteur de qualité intrinsèque d'une microsphère peut être limité par trois sources de pertes :

- pertes par diffraction.
- pertes par absorption ou diffusion en volume.
- pertes par absorption ou diffusion en surface.

Une courte discussion de ces différents types de pertes est présentée dans cette section.

2.2.1 Pertes par diffraction

Nous avons vu précédemment qu'à l'extérieur de la sphère au delà de la zone évanescente (de l'ordre de Na), le champ du mode de galerie redevient propageant, traduisant la diffraction de la lumière par la surface courbe de la bille.

Ces pertes peuvent être assimilées aux pertes par transmission des miroirs d'une cavité Fabry-Pérot usuelle. Pour estimer ces pertes, on doit comparer l'intensité du champ au niveau de la surface de la sphère et l'intensité du champ « transmis » à travers la barrière de potentiel de la zone évanescente. On arrive alors en utilisant l'approximation semi-classique des fonctions de Riccati [83] à l'équation

$$Q_{\text{diff}} \equiv \frac{\omega}{\Delta\omega} \simeq x \exp \left[2\left(\ell + \frac{1}{2}\right)h\left(\frac{x}{\ell + \frac{1}{2}}\right) \right] \quad (2.40)$$

où h est la fonction définie par $h(u) = -\sqrt{1-u^2} + \argch(1/u)$.

Sur la figure 2.6, est représentée l'évolution du facteur de qualité, limité par les pertes par diffraction, en fonction du diamètre de la sphère pour un mode $n = 1$. Pour les diamètres de sphères que nous utilisons entre $40 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$, ces pertes sont totalement négligeables. Les meilleurs facteurs de qualité mesurés expérimentalement étant de l'ordre de 10^{10} , elles commencent à jouer un rôle pour des diamètres de sphères inférieurs à $15 \mu\text{m}$.

Nous avons également représenté la diminution du facteur de qualité en fonction de l'augmentation de l'indice radial pour une sphère de $50 \mu\text{m}$ à 780 nm . On remarque que le facteur de qualité chute rapidement, mais même pour des indices radiaux élevés, les pertes par diffraction demeurent négligeables devant les autres sources de pertes.

2.2.2 Pertes par absorption ou diffusion en volume

Pour fabriquer les microsphères, nous partons d'une baguette de silice fondue synthétique à faible concentration en ions OH^- , utilisée pour la fabrication des fibres

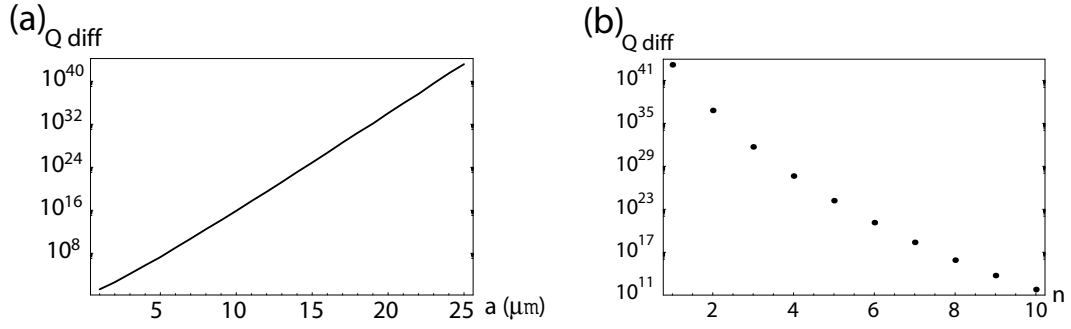


Figure 2.6: Évolution du facteur de qualité dû aux pertes par diffraction en fonction : (a) du diamètre de la sphère pour un mode $n=1$ à la longueur d'onde fixée de 780 nm. (b) de l'indice radial n pour une sphère de diamètre 50 μm à 780 nm.

optiques. L'atténuation optique, due à une absorption résiduelle et à un mécanisme de diffusion Rayleigh dans la silice elle-même, est particulièrement faible à la longueur d'onde de 1,55 μm valant $\alpha \simeq 0,17$ dB/km. À 780 nm, elle est supérieure d'un ordre de grandeur atteignant 2 dB/km.

La longueur d'atténuation caractéristique L_{vol} , due aux pertes dans le volume de la silice, se déduit du coefficient d'atténuation α par la relation

$$L_{\text{vol}} = 10 \log e \, 1000(\text{m})/\alpha(\text{dB/km}) \simeq 4,3 \cdot 10^3(\text{m})/\alpha(\text{dB/km}) \simeq 2150 \text{ m}$$

Pour une sphère de diamètre 50 μm , cela correspond à un nombre de tours et donc à une finesse de $14 \cdot 10^6$.

La durée caractéristique d'atténuation de l'énergie τ_{vol} est reliée à L_{vol} suivant $\tau_{\text{vol}} = L_{\text{vol}}/(c/N)$. Le facteur limité par les pertes en volume s'écrit alors

$$Q_{\text{vol}} = \tau_{\text{vol}}\omega = \frac{2\pi N}{\lambda} \frac{4,3 \cdot 10^3}{\alpha(\text{dB/km})} \simeq 2,5 \cdot 10^{10} \text{ à } 780 \text{ nm.} \quad (2.41)$$

L'absorption est donc un facteur beaucoup plus limitant que la diffraction pour le diamètre des sphères avec lesquelles nous travaillons.

2.2.3 Pertes par absorption ou diffusion en surface

Outre les pertes dans le volume de la silice, des pertes additionnelles sont introduites par une rugosité résiduelle de la surface de la sphère qui perturbe la réflexion totale. Si les pertes par diffraction et par atténuation en volume peuvent être précisément estimées, il est en revanche beaucoup plus difficile d'évaluer de manière précise les pertes en surface, tant les modèles et les paramètres qu'on peut trouver dans la littérature diffèrent. Des images de la surface des microsphères réalisées à l'aide d'un microscope à force atomique ont révélé des défauts de l'ordre de $\sigma \approx 2$ nm [62]. Suivant la même technique, une autre équipe n'a mesuré aucun défaut à l'échelle de résolution de 0,5 nm du microscope [84]. La surface des microsphères apparaît en tous les cas comme l'une des plus lisses qui soit. Ces faibles inhomogénéités résiduelles de la surface limitent les facteurs de qualité à des valeurs de l'ordre de 10^9

à 10^{10} pour des sphères d'une centaine de microns de diamètre [85]. Ces pertes en surface sont d'autant plus faibles que le diamètre de la sphère est grand, la contribution des phénomènes en surface diminuant par rapport à ceux du volume.

D'autre part, il a été observé dans l'air une décroissance rapide des facteurs de qualité, qui passent en quelques minutes de $8 \cdot 10^9$ à $1 \cdot 10^9$, cette valeur pouvant ensuite être maintenue durant plusieurs mois [86]. Cette diminution est due à la formation d'une couche d'eau à la surface de la sphère d'épaisseur de l'ordre 0,2 nm, soit d'une à deux mono-couches, qui introduisent des pertes en absorption supplémentaires. On peut contourner cette difficulté en fabriquant les sphères dans une enceinte à vide ou sous gaz inerte. Mais en pratique, les dispositifs de fabrication et d'utilisation des microsphères sont généralement séparés. Il est donc inévitable que les sphères soient placées à un moment ou à un autre dans l'air.

Une fois cette couche formée, seules des poussières déposées sur la sphère peuvent réduire le facteur de qualité, ce dont on peut se prémunir en plaçant la sphère dans une boîte de protection. Une autre cause de détérioration du facteur de qualité est le contact avec le dispositif de couplage. Pour coupler la lumière dans le mode de la sphère, on utilise en effet un faisceau laser en réflexion totale sur la face d'un prisme d'indice fort. La sphère doit s'approcher du prisme à une distance de l'ordre de la portée de l'onde évanescente, soit une centaine de nanomètres. Si la sphère entre en contact avec le prisme, des poussières sur la face du prisme vont être déposées sur la surface de la sphère, faisant chuter le facteur de qualité.

Les pertes sont ainsi une combinaison des pertes par absorption dans le volume et de diffusion à la surface, dont l'importance dépend du diamètre des sphères. L'essentiel est la valeur extrêmement faible de ces pertes, qui permet d'atteindre des facteurs de qualité pouvant se situer entre 10^9 et 10^{10} , et des finesse supérieures $2 \cdot 10^6$, les plus élevées dans le domaine optique [87, 86, 62]. Les microsphères présentent de plus l'avantage, en vue d'applications pratiques, d'être fabriquées suivant une technique de production relativement simple et pour un coût presque négligeable, contrairement aux cavités Fabry-Pérot de très grande finesse, qui nécessite une technologie de pointe.

2.3 Volume des modes de galerie

2.3.1 Volume d'un mode et champ par photon

En électrodynamique quantique en cavité, il est d'usage d'introduire le champ électrique par photon, qui, à son maximum, est relié au volume du mode $\mathcal{V}$ par la relation

$$E_{\max}^{\text{phot}} \equiv \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2N^2\varepsilon_0\mathcal{V}}} \quad (2.42)$$

Le volume d'un mode est défini de manière générale par

$$\mathcal{V} \equiv \frac{\int \omega(\mathbf{r}) d\mathbf{r}^3}{\omega_{\max}} \quad (2.43)$$

où la densité d'énergie du champ électromagnétique est donnée pour des amplitudes réelles par

$$\omega(\mathbf{r}) = \omega_E(\mathbf{r}) + \omega_B(\mathbf{r}) \equiv \frac{\varepsilon(\mathbf{r})}{2} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 + \frac{|\mathbf{B}(\mathbf{r})|^2}{2\mu_0} \quad (2.44)$$

Dans le cas où l'on néglige les pertes ohmiques, les pertes par diffusion, et en négligeant de plus les pertes par diffraction, on peut se placer en régime permanent. L'énergie électromagnétique dans la cavité est donc constante, le flux du vecteur de Poynting $\mathcal{P}$ à travers la surface fermée du résonateur est nul. On a alors $\int \omega_E(\mathbf{r}) d\mathbf{r}^3 = \int \omega_B(\mathbf{r}) d\mathbf{r}^3$, et on peut réécrire le volume d'un mode

$$\mathcal{V} = \frac{1}{N^2 \varepsilon_0} \int \varepsilon(\mathbf{r}) \left| \frac{\mathbf{E}(\mathbf{r})}{E_{\max}} \right|^2 d\mathbf{r}^3 \quad (2.45)$$

On peut alors donner une signification physique au champ E_0 présent dans toutes les expressions des modes depuis le début (voir les expressions 2.18 et 2.33). Le champ $E_0^{1\text{phot}}$ d'un photon d'énergie $\hbar\omega$ est en effet donné par la relation

$$E_0^{1\text{phot}} \equiv \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2 \int \varepsilon(\mathbf{r}) \left| \frac{\mathbf{E}(\mathbf{r})}{E_0} \right|^2 d\mathbf{r}^3}} \quad (2.46)$$

le facteur 2 au dénominateur étant introduit dans la quantification du rayonnement par analogie avec l'oscillateur harmonique.

Le champ maximum par photon s'obtient en prenant le maximum de la distribution du champ

$$E_{\max}^{1\text{phot}} = E_0^{1\text{phot}} \times \max \left(\left| \frac{\mathbf{E}(\mathbf{r})}{E_0} \right| \right) \quad (2.47)$$

2.3.2 Volume du mode $n = 1$ et $|\mathbf{m}| = \ell$

Ordre de grandeur

On a vu précédemment que le mode $n = 1$ et $|\mathbf{m}| = \ell$ avait une distribution quasi-gaussienne dans les directions radiales et orthoradiales. On peut donc assimiler le volume du mode à celui d'un tore de rayon a et de section elliptique ayant pour axes les largeurs des gaussiennes, qui ont été définies sur l'intensité. Le volume du mode est alors approché par

$$\mathcal{V} \simeq 2\pi a \times \pi \delta r a \delta \theta \simeq \left(\frac{\lambda}{2\pi N} \right)^3 2\pi^2 0.809 \ell^{11/6} \quad (2.48)$$

où l'on a fait l'approximation $a \simeq (\ell\lambda)/(2\pi N)$.

Calcul analytique

Le calcul analytique détaillé est présenté dans la thèse de François Treussart [88]. Du fait de la normalisation à l'unité des harmoniques sphériques vectorielles, l'intégrale $\int \varepsilon(\mathbf{r}) \left| \frac{\mathbf{E}(\mathbf{r})}{E_0} \right|^2 d\mathbf{r}^3$ se ramène à une intégrale radiale. Pour un mode TE, cela revient donc à intégrer la fonction $f_\ell(r)/r$ à l'intérieur et à l'extérieur de la sphère. On peut prolonger l'intégrale de la fonction du champ dans la bille à l'extérieur, jusqu'au premier zéro de la fonction de Bessel sphérique z_1 afin d'incorporer la partie évanescente du mode.

$$\int \varepsilon(\mathbf{r}) \left| \frac{\mathbf{E}(\mathbf{r})}{E_0} \right|^2 d\mathbf{r}^3 = \left(\frac{\lambda}{2\pi N} \right)^3 \varepsilon_0 N^4 \underbrace{\int_0^{z_1} \psi_\ell^2(u) du}_{=1/2 z_1^3 j_\ell'^2(z_1)} \quad (2.49)$$

Le champ par photon est alors donné par

$$E_0^{\text{1phot}} = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 N^2}} \left(\left(\frac{\lambda}{2\pi N} \right)^3 \frac{N^2}{2} \frac{1}{z_1^3 j_\ell'^2(z_1)} \right)^{-1/2} \quad (2.50)$$

et en utilisant les développements asymptotiques de z_1 et de j_ℓ' [83]

$$E_0^{\text{1phot}} \simeq \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 N^2}} \left(\left(\frac{\lambda}{2\pi N} \right)^3 0.546 \ell^{-2/3} \right)^{-1/2} \quad (2.51)$$

Il nous faut également évaluer le maximum du champ. Le maximum de la partie angulaire s'obtient à partir des expressions asymptotiques des harmoniques sphériques, $|\mathbf{X}_\ell|_{\text{max}}^2 \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\ell}{\pi}}$. Le maximum de la partie radiale correspond au maximum de la fonction j_ℓ , si l'on note z_1' ce maximum, on a

$$E_{\text{max}}^{\text{1phot}} = E_0^{\text{1phot}} N \left(\frac{\ell}{\pi} \right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} j_\ell(z_1') \quad (2.52)$$

et en utilisant de nouveau les développements asymptotiques de j_ℓ et z_1' de la référence [83], on parvient à l'expression asymptotique

$$E_{\text{max}}^{\text{1phot}} \simeq E_0^{\text{1phot}} 0.37 \ell^{-7/12} \quad (2.53)$$

On arrive ainsi à l'équation suivante du volume du mode

$$\mathcal{V} = \left(\frac{\lambda}{2\pi N} \right)^3 \left(\frac{2\pi^{3/2}}{\sqrt{\ell}} \right) \frac{z_1^3 j_\ell'^2(z_1)}{2 j_\ell^2(z_1')} \quad (2.54)$$

et en rassemblant les différents développements, on obtient l'expression asymptotique

$$\mathcal{V} \simeq \left(\frac{\lambda}{2\pi N} \right)^3 \pi^{3/2} 2.72 \times \ell^{11/6} \quad (2.55)$$

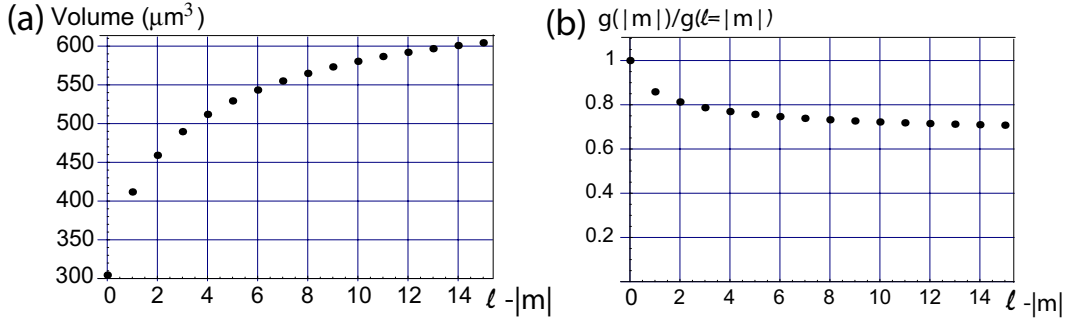


Figure 2.7: (a) Volume des modes $n = 1$, $\ell = 281$, $|m|$, de polarisation TE, pour une sphère de diamètre $50 \mu\text{m}$ à une longueur d'onde fixe de 780 nm , en fonction de $\ell - |m|$. (b) Rapport des coefficients de couplage atome-champ g d'un mode $|m| < \ell$ par celui du mode $|m| = \ell$ en fonction de $\ell - |m|$.

qui est relativement bien approchée (à 5 % près) par le calcul simple donnant l'ordre de grandeur.

Pour une sphère de diamètre $50 \mu\text{m}$ à 780 nm , le mode le plus confiné ($n = 1$, $\ell = |m| = 281$) a un volume de $300 \mu\text{m}^3$; le champ maximum par photon, qui se trouve à l'intérieur de la sphère, est alors de $4,7 \text{ kV/m}$.

2.3.3 Volume des modes avec $|m| < \ell$

Les modes qui diffèrent uniquement par le nombre m ont le même champ par photon E_0^{phot} . En effet, comme ces modes ont la même répartition radiale et que les harmoniques sphériques vectorielles sont normées, les intégrales $\int \varepsilon(\mathbf{r}) \left| \frac{\mathbf{E}(\mathbf{r})}{E_0} \right|^2 dr^3$ sont égales.

Ils ont le même maximum radial, mais ils diffèrent par leur maximum angulaire, qui sera donné pour un mode TE par le maximum de $\mathbf{X}_\ell^m$. Dans la limite $\ell \gg 1$ et $q = \ell - |m| \ll \ell$, on pourra l'approximer par le maximum de l'expression asymptotique $\frac{Y_\ell^m(\theta, \varphi)}{\sin \theta}$.

Sur la figure 2.7, est représentée la variation du volume pour un mode $n = 1$ en fonction de $\ell - |m|$ ainsi que la variation du rapport du coefficient de couplage atome-champ pour un mode $|m| < \ell$ par celui du mode de confinement maximal $|m| = \ell$. Après une diminution rapide, on tend vers une asymptote de valeur d'environ 0,7.

2.3.4 Volume des modes avec $n > 1$ et $|m| = \ell$

Pour conserver un paramètre de taille fixé, il nous faut pour chaque valeur de n modifier la valeur de ℓ . Lorsque n augmente, ℓ diminue. On notera cette dépendance de ℓ en fonction de n , ℓ_n .

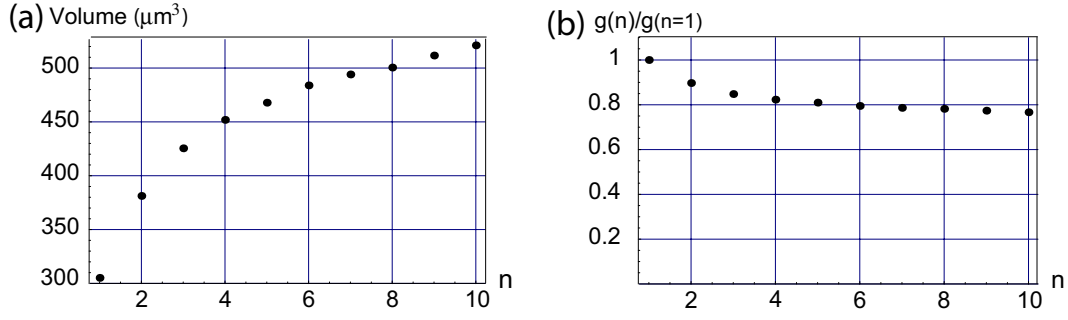


Figure 2.8: (a) Volume des modes $n > 1$, $\ell_n = |m|$, de polarisation TE, en fonction de n à x fixé pour une sphère de diamètre $50 \mu\text{m}$ à une longueur d'onde de 780 nm . (b) Rapport des coefficients de couplage d'un mode $n > 1$, $\ell_n = |m|$ par celui d'un mode $n = 1$, $\ell_n = |m|$.

Pour calculer le volume des modes de même distribution angulaire mais d'indices radiaux différents à x fixé, il nous faut tout d'abord évaluer l'intégrale $\int \varepsilon(\mathbf{r}) \left| \frac{\mathbf{E}(\mathbf{r})}{E_0} \right|^2 d\mathbf{r}^3$, que l'on peut réécrire de manière générale pour un mode TE

$$2\varepsilon_0 N^2 \left(N^2 \int_0^a (r j_{\ell_n}(Nkr))^2 dr + \left(\frac{j_{\ell_n}(Nkx)}{n_{\ell_n}(kx)} \right)^2 \int_a^b (r n_{\ell_n}(kr))^2 dr \right) \quad (2.56)$$

où b est un point à l'extérieur de la sphère où l'on arrête l'intégration. Cette intégrale se calcule analytiquement $\int_0^c (u h_{\ell_n}(u))^2 du = c^3/2 (h_{\ell_n}^2(c) - h_{\ell_n-1}(c)h_{\ell_n+1}(c))$ avec $h = j$ ou n .

Il nous faut ensuite déterminer le maximum de $|\mathbf{E}(\mathbf{r})/E_0|$. Il est donné par le maximum de j_{ℓ_n} pour la partie radiale et pour un mode $\ell_n = |m|$ par le maximum angulaire $|\mathbf{X}_{\ell_n}^{\ell_n}|_{\max}^2 \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\ell_n}{\pi}}$.

On peut également repartir de l'équation 2.54. En comparant l'expression 2.25 de Nx pour les résonances avec le développement asymptotique de z_1 [83], on déduit la relation $Nx - z_1 \simeq -\frac{N}{\sqrt{N^2 - 1}}$ valable à x fixé pour tout n . En effectuant un développement limité de j_{ℓ_n} autour de z_1 , on arrive à

$$j_{\ell_n}(Nx) \simeq -j'_{\ell_n}(z_1) \frac{N}{\sqrt{N^2 - 1}} \quad (2.57)$$

En reportant dans l'équation 2.54, et en effectuant l'approximation $\left(\frac{\lambda}{2\pi N} \right)^3 z_1^3 \simeq a^3$, on parvient alors à

$$\mathcal{V} \simeq a^3 \left(\frac{2\pi^{3/2}}{\sqrt{\ell_n}} \right) \frac{N^2 - 1}{N^2} \frac{j_{\ell_n}^2(Nx)}{2j_{\ell_n}^2(z_1)} \quad (2.58)$$

où a et x sont fixés.

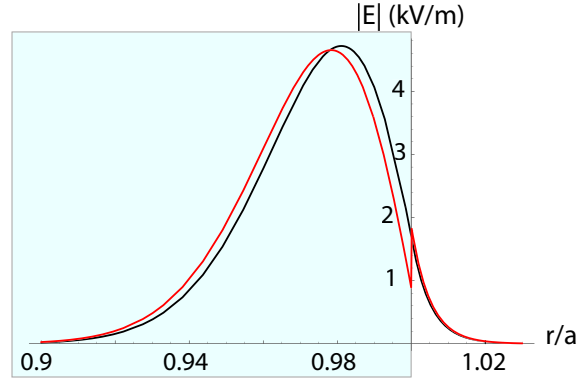


Figure 2.9: Champ d'un mode $n > 1$, $\ell = |m| = 281$ pour une sphère de diamètre $50 \mu\text{m}$ à une longueur d'onde de 780 nm . En noir, mode TE; en rouge, mode TM

La dépendance du volume des modes en n intervient par la diminution de la valeur de ℓ nécessaire pour conserver un paramètre de taille x fixé lorsque n augmente. On peut ainsi calculer les volumes de mode pour différentes valeurs de n . On obtient la variation du volume des modes représentée sur la figure 2.8. On a également tracé la variation du rapport des coefficients de couplage atome-champ entre un mode $n > 1$ et le mode $n = 1$.

2.3.5 Champ à la surface

Si l'on considère l'interaction entre un mode de galerie et un atome d'un piège magnétique, c'est le champ à l'extérieur de la sphère qui nous est utile. En particulier, le champ maximum accessible pour l'atome est le champ à la surface de la sphère. Il nous faut donc connaître, pour un mode donné, le rapport entre le champ maximum situé dans la sphère et le champ à la surface.

Cas d'un mode $n = 1$ et $|m| = \ell$

On a représenté sur la figure 2.9 le champ d'un mode $n = 1$ et $|m| = \ell$ pour une polarisation TE et pour une polarisation TM. On remarque pour un mode TM, dont le champ est radial, la discontinuité à la traversée de la surface.

Dans le cas d'un mode TE, le rapport du champ maximum sur le champ à la surface s'écrit simplement

$$\frac{E_S}{E_{\max}} = \frac{j_\ell(Nx)}{j_\ell(z'_1)} \quad (2.59)$$

On peut voir sur la figure 2.10, la variation de ce rapport en fonction de ℓ , c'est à dire en fonction de la taille de la sphère, la longueur d'onde étant maintenue fixée.

On peut dériver une expression analytique de ce rapport en utilisant l'équation 2.57

$$\frac{E_S}{E_{\max}} \simeq -\frac{N}{\sqrt{N^2 - 1}} \frac{j'_\ell(z_1)}{j_\ell(z'_1)} \simeq 2.28 \ell^{-1/3} \quad (2.60)$$

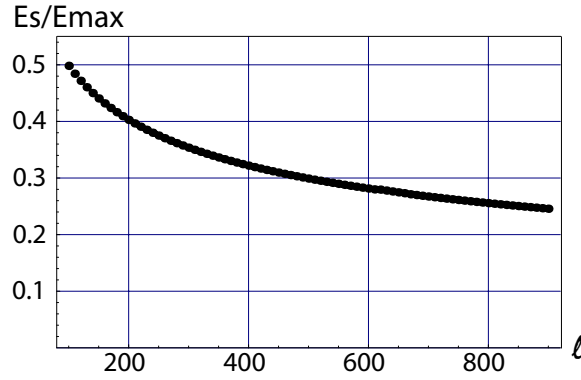


Figure 2.10: Rapport du champ à la surface par le champ maximum en fonction de ℓ

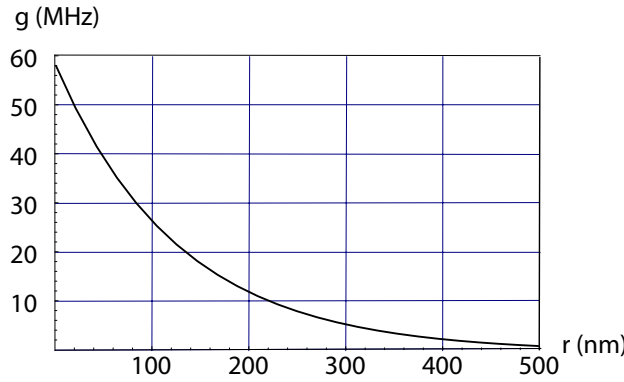


Figure 2.11: Variation du couplage atome-champ en fonction de la distance à la sphère pour un mode $n = 1$ et $\ell = |m| = 281$, pour une sphère de diamètre de $50 \mu\text{m}$ à 780nm .

On remarque que l'utilisation de petites sphères permet, outre le gain évident sur le volume du mode, un rapport du champ à la surface sur le champ maximum supérieur ; entre une sphère de diamètre $20 \mu\text{m}$ et une sphère de diamètre $160 \mu\text{m}$, on gagne presque un facteur 2. Dans le cas d'une sphère de diamètre $50 \mu\text{m}$ à 780 nm , le champ à la surface vaut environ 0,34 fois le champ maximum soit $1,6 \text{ kV/m}$. Pour un atome au quasi contact de la sphère avec un dipole de $2,9|e|a_0$, on obtient alors un coefficient de couplage atome-champ $g/2\pi$ (moitié de la fréquence de Rabi) de l'ordre de 60 MHz . Pour un atome éloigné de la surface, le couplage avec le champ décroît exponentiellement en fonction de la distance à la surface, avec une longueur d'atténuation de l'ordre de $\frac{\lambda}{2\pi}$ (voir la figure 2.11). Il est donc possible pour un atome placé dans le champ évanescant de la sphère d'atteindre le régime de couplage fort de l'électrodynamique en cavité, pour lequel $g > \kappa, \gamma$ où $\gamma/2\pi = \frac{\Gamma_{sp}/2\pi}{2} \simeq 3 \text{ MHz}$ et $\kappa/2\pi \approx 2 \text{ MHz}$ pour un facteur de qualité $Q \simeq 10^8$ est la demi-largeur d'un mode de galerie.

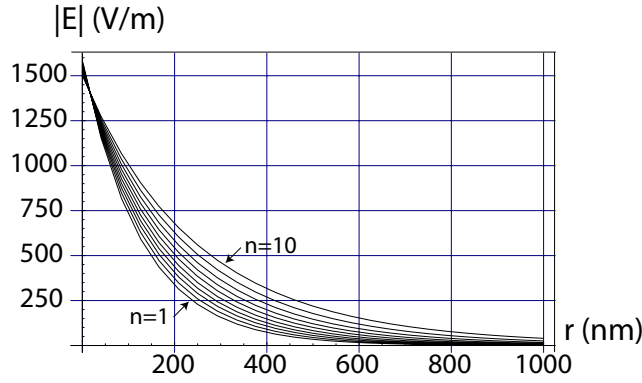


Figure 2.12: Champ à l'extérieur d'une sphère de $50 \mu\text{m}$ à 780 nm (x fixé) pour un mode de polarisation TE en fonction de la distance à la surface de la sphère pour différentes valeurs de l'indice radial n . Pour une distance supérieure à 20 nm , plus n augmente, plus le champ est important.

Cas d'un mode $n > 1$ et $|m| = \ell$

Pour calculer le champ à la surface pour des modes $n > 1$ et $|m| = \ell_n$ à x fixé de polarisation TE, on peut partir de l'expression générale 2.59.

On a alors

$$E_S = \frac{j_{\ell_n}(Nx)}{j_{\ell_n}(z'_1)} E_{max} = \frac{j_{\ell_n}(Nx)}{j_{\ell_n}(z'_1)} \sqrt{\frac{1}{\mathcal{V}}} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2N^2\varepsilon_0}} \quad (2.61)$$

soit en reportant l'expression du volume des modes 2.54,

$$E_S = -\sqrt{\frac{\hbar\omega}{2N^2\varepsilon_0}} \sqrt{\left(\frac{\sqrt{\ell_n}}{2\pi^{3/2}}\right)} a^{-3/2} \frac{\sqrt{2}N}{\sqrt{N^2-1}} \quad (2.62)$$

À x fixé, la dépendance en n est uniquement contenue dans le terme $\sqrt{\ell_n}$ venant de la dépendance angulaire du maximum du champ. Si l'on considère uniquement la dépendance radiale, le champ à la surface ne dépend ni de n ni de ℓ . L'augmentation du volume des modes lorsque n augmente est compensée par une augmentation du rapport entre le champ à la surface et le champ maximum.

Comme les modes de n élevé ont une décroissance exponentielle plus lente, on peut avoir intérêt à utiliser des modes de n grand pour augmenter le couplage entre le mode de galerie de la sphère et l'atome, ou n'importe quel dipole positionné dans le champ évanescent. Sur la figure 2.12, est représenté le champ à l'extérieur de la sphère pour un mode TE, n variant de 1 à 10 pour x fixé.

2.4 Fabrication des microsphères

Nous fabriquons les microsphères à partir de baguettes de silice synthétique fondue de qualité Suprasil de la société Heraeus, présentant une très faible concentration en impuretés ($<0,3$ ppm) et en ions OH^- ($<0,2$ ppm) qui possèdent une résonance en absorption dans le proche infrarouge. L'atténuation optique est ainsi minimale (2 dB/km à 780nm).

2.4.1 Étirage de la fibre ébauche

La première étape consiste à obtenir une fibre de diamètre de quelques dizaines de microns, à partir de laquelle la microsphère sera fabriquée. On part pour cela d'une baguette de silice de 2 mm de diamètre et de quelques centimètres de longueur. Elle est préalablement nettoyée à l'aide d'acétone et d'éthanol, pour lever toute trace de dépôt organique. Elle est ensuite rapidement étirée dans la flamme d'un chalumeau gaz de ville-oxygène (voir la figure 2.13). Le choix des différents flux est important. Un manque d'oxygène entraîne une combustion incomplète, qui crée des dépôts noirâtres à la surface de la fibre. Trop d'oxygène donne une température de la flamme trop élevée, les fibres présentent alors des microbulles ou un dépôt surfacique de silice. Dans les deux cas, un bon facteur de qualité est impossible à atteindre. Le diamètre de la fibre étirée dépend de la quantité de silice qui est fondue dans la flamme et de la vitesse d'étirement des bras de l'expérimentateur. Avec un peu de pratique, on arrive à fabriquer des fibres de diamètre compris entre 20 μm et 60 μm , homogènes sur plusieurs dizaines de centimètres.

2.4.2 Fusion au moyen d'un laser CO_2

Les microsphères sont ensuite fabriquées par fusion de la fibre ébauche, qui prend une forme sphérique sous l'effet des contraintes de tension superficielle. Il est important de ne pas nettoyer la fibre ébauche après fabrication. Cela ne peut qu'ajouter des impuretés et diminuer les facteurs de qualité. Si un doute existe quant à la pureté de la fibre, il est préférable d'en fabriquer une nouvelle.

La technique de fabrication la plus simple consiste à approcher la fibre étirée de la flamme d'un microchalumeau, la sphère est alors formée à l'extrémité de la fibre. Cette technique ne permet pas de fabriquer des sphères en milieu de fibre, possédant deux tiges, ce qui est indispensable pour réaliser l'accord des microsphères par traction (voir page 78).

La fusion de la fibre au moyen d'un laser CO_2 nous permet de fabriquer de telles sphères. C'est en effet une source de chaleur propre, sans flux de gaz, dont le faisceau peut être très bien focalisé et dont on peut facilement contrôler la puissance. Nous utilisons un laser CO_2 industriel de puissance 10 W à excitation radio-fréquence, dont la puissance moyenne est ajustée en modifiant le rapport cyclique de la modulation RF appliquée.

Un des avantages de la silice (outre sa très grande pureté) est sa température de fusion élevée. De même que les autres verres, la silice n'a pas un point de fusion précis mais c'est dans un large domaine de température que la viscosité du verre

1) Étirage de la fibre



2) Fabrication de la microsphère

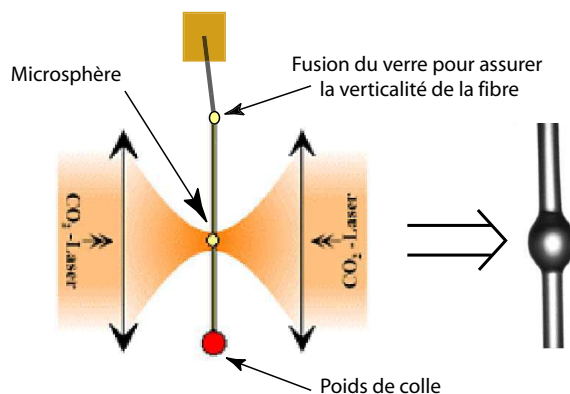


Figure 2.13: *Étirage de la fibre et fabrication de la sphère.*

diminue progressivement, lors d'une élévation de température. De la température de recuit de détente (vers 1200°C) où les contraintes internes du verre sont relâchées, à la température de fusion (vers 1700°C), en passant par la température de ramollissement (vers 1600°C) où le verre se déforme sous l'effet de son propre poids, on dispose de toute une gamme de viscosité de la silice, qu'on est capable de très bien contrôler grâce au laser CO₂. Pour des verres fluorés, dont la température de ramollissement (entre 200°C et 400°C) et la température de fusion (entre 500°C et 700°C) sont beaucoup plus faibles, il est impossible de contrôler la fusion du verre pour former une sphère, on évapore directement le matériau.

La procédure de fabrication est la suivante :

Préalignement des faisceaux lasers La fibre ébauche est placée aux foyers de deux lentilles ZnSe de focale 25 mm, chacune faisant converger un faisceau du laser CO₂. La taille du waist des deux faisceaux contrapropageants est de l'ordre de 30 μm. La superposition de ces deux faisceaux est critique. Après un ajustement grossier, le réglage fin s'effectue en superposant, sur un morceau de fibre ébauche identique à celle que l'on veut utiliser pour les sphères, les spots lumineux des deux faisceaux dus au chauffage de la silice. Il est également important, pour avoir une sphère ayant une symétrie de révolution axiale, que chaque faisceau ait la même puissance au niveau de la fibre.

Verticalité de la fibre Il est nécessaire, au cours du processus de fabrication, que

la fibre reste parfaitement verticale, afin de préserver la symétrie de révolution de la sphère autour de la fibre. Pour cela, on utilise un poids de colle d'environ 5 à 10 mg, formé par superposition de couches de colle successives. Ce poids ne doit pas être trop lourd pour ne pas étirer ou casser la fibre au moment de la fusion, ni trop léger sous peine de ne pouvoir la fléchir. On chauffe alors précautionneusement la fibre en dessous de son support pour ramollir le verre. Elle prend sous l'effet du poids de colle une orientation verticale.

Fabrication de la sphère On peut ensuite fabriquer la sphère elle-même. Pour cela, on chauffe la fibre à la température de fusion. Les tensions de surface induisent alors une accréation de silice fondue, provenant de la partie inférieure de la fibre, et donnent à cette matière fondue une forme sphérique. Il faut prendre garde à bien chauffer de manière lente et contrôlée pour éviter tout dépôt de silice sur la sphère, ce qui réduit son facteur de qualité.

On obtient ainsi des sphères de diamètre entre $40\ \mu\text{m}$ et $150\ \mu\text{m}$. La présence des deux tiges ne perturbe en rien les modes de galerie qui sont localisés dans un anneau de quelques microns au voisinage de l'équateur. La sphère présente une symétrie de révolution autour de la fibre, m reste donc un bon nombre quantique, et la dégénérescence des modes m et $-m$ est préservée. L'ellipticité résiduelle pour des sphères au bout d'une fibre peut être aussi faible que 0,1 %. Pour des sphères à deux tiges, que nous utilisons pour accorder les modes de galerie en fréquence en exerçant une force de traction, il est plus efficace que le rayon de la sphère soit proche de celui de la fibre. Les ellipticités sont alors de l'ordre de 50%.

2.5 Excitation des modes de galerie

Les microsphères constituent des résonateurs de grande qualité. Pour en tirer avantage, encore faut-il pouvoir injecter de la lumière dans les modes de galerie. Un couplage par faisceau libre utilisant la diffraction est très inefficace, les pertes par diffraction étant quasiment négligeables. La solution consiste à frustrer localement la réflexion totale interne d'un mode, en approchant un objet diélectrique de la sphère. La lumière peut alors s'échapper de la sphère par effet tunnel. Inversement, si l'on crée une onde évanescente au niveau de l'objet diélectrique, on peut injecter de la lumière dans la sphère. Il nous faut donc obtenir une onde évanescente respectant certaines conditions d'accord de phase. Nous avons utilisé pour cela la réflexion totale d'un faisceau laser sur la face d'un prisme d'indice fort.

2.5.1 Principe du couplage : le « dip »

Cavité Fabry-Pérot en anneau

Suivant l'approche développée dans [88], on peut modéliser le prisme de couplage et la sphère par une cavité Fabry-Pérot en anneau (voir la figure 2.14), où deux des miroirs sont supposés parfaits, un miroir a une transmission en intensité T , et où on ajoute un terme de pertes P en intensité lors d'un tour du résonateur.

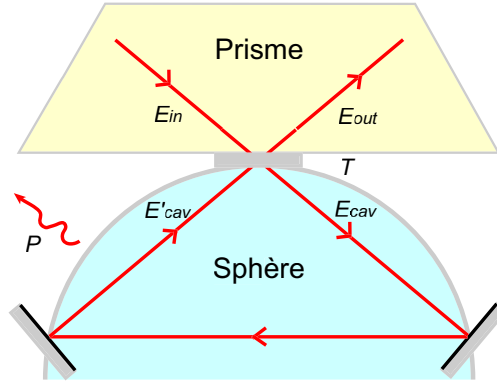


Figure 2.14: Cavity Fabry Pérot en anneau modélisant le prisme de couplage et la sphère via une lame de transmission T en présence de pertes P

Soit E_{in} le champ incident, E_{out} le champ sortant, et E_{cav} le champ intra-cavité. En utilisant les propriétés générales de la matrice de transfert d'une lame diélectrique, on obtient les équations

$$\begin{cases} E_{out} = r_{PS}E_{in} + t_{SP}E'_{cav} \\ E_{cav} = t_{PS}E_{in} + r_{SP}E'_{cav} \end{cases} \quad (2.63)$$

où $E'_{cav} = e^{i\phi}e^{-P/2}E_{cav}$ est le champ intra-cavité après un tour, avec ϕ la phase due à la propagation. Les indices S et P désignent respectivement la sphère et le prisme.

Le coefficient de réflexion de la cavité est alors donné par la formule habituelle

$$r(\phi) = \frac{E_{out}}{E_{in}} = r_{PS} + \frac{t_{SP}t_{PS}e^{i\phi}e^{-P/2}}{1 - r_{SP}e^{i\phi}e^{-P/2}} \quad (2.64)$$

et la puissance intra-cavité par

$$\frac{P_{cav}}{P_{in}} = \frac{T}{|1 - r_{SP}e^{i\phi}e^{-P/2}|^2} \quad (2.65)$$

Dans l'approximation des faibles pertes $P \ll 1$ et des faibles transmissions $T \ll 1$, on arrive aux expressions simplifiées suivantes dans le domaine des fréquences,

$$r(\delta\omega) \simeq \frac{(\gamma_A - \gamma_C)/2 - i\delta\omega}{(\gamma_A + \gamma_C)/2 - i\delta\omega} \quad (2.66)$$

et

$$\frac{P_{cav}}{P_{in}} = \frac{\mathcal{F}_C/(2\pi)}{(\frac{\gamma_A + \gamma_C}{2})^2 + \delta\omega^2} \quad (2.67)$$

où $\delta\omega$ est le décalage par rapport à la position d'une résonance, supposé faible. γ_A est la largeur spectrale due aux pertes internes : $\gamma_A = \frac{c}{2\pi Na}P = \frac{c}{Na}\frac{1}{\mathcal{F}_A}$ avec $\mathcal{F}_A = 2\pi/P$ la finesse limitée par l'absorption. γ_C est la largeur spectrale due au couplage : $\gamma_C = \frac{c}{2\pi Na}T = \frac{c}{Na}\frac{1}{\mathcal{F}_C}$ avec $\mathcal{F}_C = 2\pi/T$ la finesse limitée par le couplage.

Lorsqu'en balayant la fréquence du laser d'excitation, on passe sur une résonance d'un mode de galerie, une partie de la lumière du faisceau est couplée dans la sphère, subit des pertes avant de se recoupler au prisme. Si l'on mesure l'intensité du faisceau réfléchi, une résonance de la sphère se traduit par une diminution de cette intensité, un « dip » défini par

$$D(\delta\omega) \equiv 1 - \frac{P_{out}}{P_{in}} = 1 - |r(\delta\omega)|^2 \simeq \frac{\gamma_A \gamma_C}{\left(\frac{\gamma_A + \gamma_C}{2}\right)^2 + \delta\omega^2} \quad (2.68)$$

Le lien avec la puissance intra-cavité s'exprime alors simplement par

$$\frac{P_{cav}}{P_{in}} = \frac{\mathcal{F}_A}{2\pi} D(\delta\omega) \quad (2.69)$$

Couplage par ondes évanescentes

Jusqu'à présent, ce sont des résultats généraux d'un résonateur Fabry-Pérot en anneau. Dans le cas du couplage d'un mode de galerie par ondes évanescentes à travers un gap d'air d'épaisseur e , la lame a un coefficient de transmission en intensité donné par

$$T = T_0 e^{-2\mathcal{K}e}, \text{ soit } \gamma_C = \gamma_C^0 e^{-2\mathcal{K}e} \quad (2.70)$$

avec $\mathcal{K}^{-1} \sim \lambda/2\pi$ la longueur d'atténuation du champ dans le gap. On peut ainsi en modifiant la distance entre le prisme et la microsphère ajuster la transmission du « miroir de couplage ».

On distingue différents régimes :

Couplage critique : $\gamma_C = \gamma_A$ Le coefficient de réflexion s'annule exactement à résonance, on a une interférence totalement destructive. Le dip est alors de 1, toute la puissance incidente est dissipée dans la sphère.

Sous-Couplage : $\gamma_C \ll \gamma_A$ La sphère est suffisamment éloignée du prisme pour ne pas être influencée par sa présence. De même, le faisceau de couplage ne voit pas la sphère, le coefficient de réflexion est de module 1. La largeur du mode est donnée uniquement par les pertes intrinsèques γ_A . Le dip est exponentiellement petit $D \simeq 4\gamma_C^0/\gamma_A e^{-2\mathcal{K}e}$, très peu de lumière est couplée dans la sphère.

Sur-Couplage : $\gamma_C \gg \gamma_A$ La sphère est proche du prisme, toute la lumière qui pénètre dans la cavité se recouple au prisme avant d'avoir pu être dissipée dans la sphère, le coefficient de réflexion est également proche de 1. La largeur de la résonance est limitée par le couplage γ_C . Le dip diminue exponentiellement lorsqu'on s'approche de la sphère, $D \simeq 4\gamma_A/\gamma_C^0 e^{2\mathcal{K}e}$.

2.5.2 Couplage par prisme : description du montage

Les prismes que nous utilisons sont en verre SF11. C'est un verre mou, facilement endommageable, mais qui présente le grand avantage de ne pas déplacer la position en fréquence des résonances lorsqu'on modifie le gap. En effet, si l'on utilise

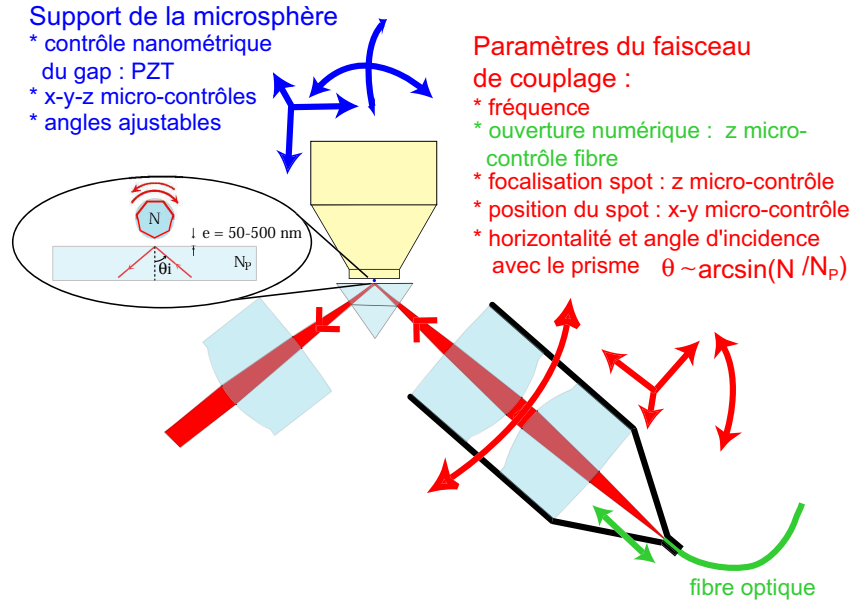


Figure 2.15: *Dispositif de couplage des modes de galerie.*

les formules usuelles de la réflexion totale interne frustrée, on peut montrer que le rapport du décalage en fréquence par la largeur due au couplage est donné par

$$\frac{\Delta\omega_C}{\gamma_C} = \frac{1}{4} \frac{(N_P^2 - N^2 \sin^2 i) - (N^2 \sin^2 i - 1)}{\sqrt{N_P^2 - N^2 \sin^2 i} \sqrt{N^2 \sin^2 i - 1}} \quad (2.71)$$

Or, le numérateur s'annule presque exactement dans le cas d'une sphère en silice (d'indice de réfraction 1,45 à 800 nm) et d'un prisme en SF11 (d'indice 1,77 à 800 nm).

Le dispositif de couplage est représenté sur la figure 2.15.

Le faisceau d'excitation provient d'une diode laser de faible largeur spectrale (< 5 MHz), qui est couplée dans une fibre optique. La lumière issue de la fibre est ensuite focalisée sur la face de couplage du prisme au moyen d'un coupleur fibre à fibre Thorlabs C-220-MP-B. La modification de la distance entre la fibre et le coupleur permet de modifier l'ouverture numérique du faisceau de sortie, et donc la taille minimale du spot, permettant son optimisation pour le couplage du mode de galerie de la sphère étudiée. L'intérêt d'utiliser une fibre optique est de pouvoir facilement découpler les différents degrés de liberté du faisceau d'excitation.

Il faut tout d'abord ajuster l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la face du prisme. Il doit être proche de l'angle critique de la réflexion totale pour l'interface prisme-sphère. En effet, pour pouvoir coupler la lumière du faisceau incident dans le mode de la sphère, il faut adapter les composantes tangentielles des vecteurs d'ondes du champ incident donné par $\frac{2\pi}{\lambda} N_P \sin(i_P)$ et du mode de galerie, dont le champ se propage dans la sphère selon l'angle azimuthal ϕ avec un vecteur d'onde tangential

$$|k_\phi| = \frac{|m|}{a}.$$

Pour le mode fondamental ($n = 1, |m| = \ell_1$), $|k_\phi| = \frac{\ell_1}{a} \simeq \frac{2\pi N}{\lambda}$, et par conséquent l'angle d'incidence est proche de l'angle critique $i_P \simeq \arcsin\left(\frac{N}{N_P}\right)$.

Pour un mode ($n, |m| = \ell_n - q$ où q entier) à paramètre de taille x fixé, une estimation de la valeur de ℓ_n en fonction de ℓ_1 est donnée par

$$\ell_n \approx \ell_1 + \left(\frac{\ell_1}{2}\right)^{1/3} (\alpha_n - \alpha_1)$$

où on a utilisé l'équation 2.25. On a donc

$$|k_\phi| = \frac{\ell_1}{a} + \frac{(\alpha_n - \alpha_1)}{a} \left(\frac{\ell_1}{2}\right)^{1/3} - \frac{q}{a}$$

d'où un angle d'incidence dans le prisme donné par

$$i_P \simeq \arcsin\left(\frac{N}{N_P} \left(1 + \left(\frac{1}{2\ell_1^2}\right)^{1/3} (\alpha_n - \alpha_1) - \frac{q}{\ell_1}\right)\right)$$

On voit sur la formule précédente que le mode fondamental est le mode qui, pour réaliser l'accord de phase, nécessite l'angle d'incidence le plus grand. Pour des modes ($|m| < \ell$), l'écart angulaire avec l'angle du mode fondamental est de $2,5^\circ$ si $q = 5$ et $0,7^\circ$ si $q = 1$, pour une sphère de diamètre $50 \mu\text{m}$. L'écart angulaire entre les modes $n = 1$ et $n = 2$ est de $2,5^\circ$. En choisissant un angle d'incidence proche de l'angle critique, on favorise donc le couplage des modes d'indices radiaux faibles (on peut être pratiquement assuré d'exciter les modes $n = 1$), ainsi que des modes ayant un $\ell - |m|$ faible. L'ajustement de cet angle d'incidence peut se faire précisément au moyen d'une platine de rotation.

L'ajustement de l'angle dans le plan vertical du faisceau d'excitation permet de sélectionner le mode $|m| = \ell$ ou un mode $|m| < \ell$. Pour le mode $|m| = \ell$, le faisceau doit être horizontal, plus précisément dans le plan équatorial de la sphère. Pour un mode $|m| < \ell$, le faisceau doit avoir par rapport au plan horizontal un angle dans la sphère donné [89] par

$$\cos \vartheta = \frac{m}{\ell}$$

Il nous faut ensuite positionner la sphère par rapport au prisme. Un des angles sert à assurer la verticalité des deux tiges de la sphère par rapport à la face du prisme, et donc l'horizontalité du plan équatorial de la sphère ; l'autre angle permet d'aligner le support de la sphère parallèlement à la face du prisme et d'éviter ainsi qu'il ne touche le prisme avant la sphère, bloquant alors le gap. Le positionnement de la sphère par rapport à la face de couplage du prisme permet de sélectionner une zone de cette face exempte d'impuretés et de défauts. Le contrôle de la distance entre le prisme et la sphère est extrêmement critique, le gap devant être de l'ordre de

$\lambda/2\pi \simeq 120$ nm. Il est donc nécessaire d'avoir une précision nanométrique suivant cette direction, d'où l'utilisation d'un élément piézo-électrique.

On doit ensuite positionner le faisceau d'excitation sur la face de couplage. Il est plus aisé d'utiliser au départ un faisceau défocalisé pour « trouver la sphère ». On doit, en effet, chercher en champ lointain la figure d'interférence due à la sphère ; on approche pour cela prudemment la sphère du prisme en prenant garde d'éviter tout contact ce qui diminuerait irrémédiablement le facteur de qualité. On ajuste ensuite la position du faisceau de couplage pour centrer les anneaux d'interférences. On peut alors optimiser la focalisation du faisceau afin d'obtenir une tâche sombre uniforme comme figure d'interférence.

On doit enfin augmenter légèrement le gap et balayer en fréquence le laser. Le couplage dans un mode de galerie se traduit par un dip, dont on peut optimiser la profondeur. Un des avantages des sphères à deux tiges est leur fixation plus rigide sur leur support par rapport aux sphères formées à l'extrémité d'une fibre. On peut les approcher à très courte distance du prisme, sans que la sphère ne se colle sur la face de couplage du fait des forces de Van der Waals.

Tous les degrés de liberté n'ont pas la même sensibilité. Le positionnement de la sphère par rapport au prisme ne nécessite qu'une précision de plusieurs centaines de microns. De même, la focalisation du faisceau de couplage est aisément réalisée au moyen d'une vis micro-contrôle standard. En revanche, le gap et la position du faisceau dans le plan de la face du prisme sont extrêmement critiques. On a déjà évoqué la précision nanométrique du gap. Concernant la position du faisceau de couplage, la taille du spot, qui permet de coupler la lumière dans le mode de la sphère est de l'ordre de $3\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ pour une sphère de $50\ \mu\text{m}$. Bien que moins critique que le gap, la position du faisceau de couplage demande néanmoins un très bon contrôle, nécessitant des vis différentielles de précision $0,1\ \mu\text{m}$ ou des éléments piézo-électriques. L'efficacité de couplage, au point de couplage critique, est typiquement de l'ordre de 30%.

Dans cette introduction aux microsphères, nous avons décrit les modes de galerie, leurs répartitions en fréquence, leurs distributions spatiales. Nous avons insisté sur leurs propriétés remarquables pour l'électrodynamique en cavité optique. D'une part, d'excellents facteurs de qualité, d'autre part des faibles volumes de modes. Nous avons ensuite détaillé la technique de fabrication des microsphères, ainsi que la méthode d'excitation au moyen d'un prisme.

Dans le but d'une interaction avec un atome, il est nécessaire de modifier la fréquence des modes de galerie, autrement dit de rendre la microsphère accordable en fréquence. C'est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Accord en fréquence d'une microsphère

Le contrôle du couplage entre le champ d'un mode de galerie et un atome, dont les fréquences de transitions sont fixes, nécessite de pouvoir modifier la fréquence du mode de la sphère ; on peut alors mettre le mode de galerie à résonance avec l'atome ou bien imposer un désaccord choisi. On souhaite, de plus, faire interagir l'atome avec un mode de géométrie particulière, en général le mode le plus confiné ($n = 1, \ell = |m|$). Sans possibilité d'accord, une coïncidence entre ce mode, qui a une largeur de quelques MHz pour un intervalle spectral libre de l'ordre du THz, et une transition atomique dont la largeur est également de quelques MHz, est plus qu'improbable. Il faut donc être capable d'accorder en fréquence la sphère sur une partie notable de l'intervalle spectral libre. En outre, une modification directe de la fréquence du mode offre la possibilité d'asservir ce mode sur une fréquence atomique ou sur un laser de référence, ce qui permet de diminuer l'effet des fluctuations thermiques [90].

Par ailleurs, une sphère accordable peut avoir des applications pratiques. Par exemple, les microsphères ont déjà été utilisées comme cavité externe pour réduire la largeur spectrale d'un laser [91]. La rétro-diffusion Rayleigh qui se produit dans la sphère [68] permet de réinjecter dans le laser d'excitation une partie de la lumière couplée dans le mode de galerie. Si l'on utilise une sphère accordable sur une part importante de l'ISL, il devient possible d'obtenir un laser d'une très grande finesse spectrale, accordable sur pratiquement 1 THz soit près de 2 nm dans le proche infrarouge. Une microsphère accordable peut également permettre d'augmenter la sensibilité des capteurs de traces de gaz, en utilisant une spectroscopie par modulation de longueur d'onde, où l'on module la longueur d'onde du mode de galerie à une fréquence de l'ordre de quelques 100 Hz et où l'on extrait le signal à cette fréquence grâce à une détection synchrone [92].

Pour un résonateur Fabry-Pérot, l'accord en fréquence peut être simplement réalisé en variant la distance entre les deux miroirs. À cette fin, un des deux miroirs est en général monté sur une cale piézo-électrique. Pour une microsphère, la fréquence du mode est fixée par la géométrie de la sphère et la valeur de l'indice de réfraction. Il nous faut donc agir sur ces paramètres pour rendre la sphère accordable. Après une rapide description des méthodes d'accord possibles, nous présenterons les différents types de montages développés ainsi que leurs performances.

3.1 Méthodes d'accord possibles

Il existe en pratique deux moyens de balayer en fréquence un mode de galerie. On peut modifier la température de la sphère ou appliquer une contrainte mécanique sur celle-ci.

3.1.1 Accord thermique

Un changement de température décale la fréquence du mode de galerie en modifiant la taille géométrique de la sphère ainsi que son indice de réfraction. Si l'on considère une sphère de rayon a , la modification de la fréquence du fait d'un changement de température est donnée par

$$\frac{\partial \nu}{\partial T} = \frac{\partial \nu}{\partial N} \frac{\partial N}{\partial T} + \frac{\partial \nu}{\partial a} \frac{\partial a}{\partial T} \quad (3.1)$$

En considérant l'expression la plus simple de la fréquence d'un mode de galerie $\nu = \frac{c\ell}{2\pi Na}$, cette variation se réécrit

$$\frac{1}{\nu} \frac{\partial \nu}{\partial T} = - \left(\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial T} + \alpha_T \right) \quad (3.2)$$

où

$$\alpha_T = \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial T} \simeq 5,5 \cdot 10^{-7} / K$$

est le coefficient de dilatation thermique de la silice, qui se trouve être le plus faible de tous les matériaux purs. Comme la variation de l'indice de la silice en fonction de la température est

$$\frac{\partial N}{\partial T} \simeq 1,3 \cdot 10^{-5} / K ,$$

l'effet dominant sera donc la modification de l'indice.

On arrive ainsi à la variation en fréquence

$$\Delta \nu \simeq -9,4 \cdot 10^{-6} \nu \Delta T \approx -3,6 \text{ GHz } \Delta T / K \quad (3.3)$$

Un accord par changement de température n'est donc possible que sur un domaine spectral réduit. Réaliser un accord sur un intervalle spectral libre (de l'ordre du THz) est impossible ; cela nécessiterait des variations en température de plusieurs centaines de degrés. Une autre limitation de l'accord en température provient des constantes de temps. Il faut en effet modifier la température de tout le système de support de la sphère, ce qui représente une masse thermique relativement importante. Il en résulte des constantes de temps de plusieurs dizaines de secondes. Une autre méthode d'accord s'avère donc nécessaire.

3.1.2 Accord mécanique

On peut modifier la fréquence d'un mode de galerie en exerçant directement une contrainte mécanique sur la sphère. Plusieurs contributions vont intervenir : modification de l'indice, modification du rayon de la sphère et modification de l'ellipticité.

En utilisant l'expression de la fréquence d'un mode de galerie du paragraphe 2.1.3, dans la limite $\ell \gg 1$, cette variation s'écrit

$$\frac{\Delta \nu_{\ell,m}}{\nu_{\ell,m}} = -\frac{\Delta r_e}{r_e} - \frac{\Delta N_{TE,TM}}{N_{TE,TM}} + \frac{\ell - |m|}{\ell} \Delta e \quad (3.4)$$

où r_e est le rayon de la sphère au niveau de l'équateur, r_p son rayon au niveau des pôles et $e = \frac{(r_e - r_p)}{a}$ décrit l'écart à la sphéricité du résonateur.

Modèle du cylindre

Un modèle simple consiste à assimiler la sphère à un cylindre, ce qui est relativement légitime dans le cas d'une sphère très elliptique, dont le diamètre est proche de celui de la fibre à partir de laquelle elle est formée. Dans cette approximation, le lien entre la déformation axiale et la déformation radiale est donné par le coefficient de Poisson de la silice $\sigma \simeq 0,17$ [93]. On a ainsi

$$\frac{\Delta r_e}{r_e} = -\sigma \frac{\Delta r_p}{r_p} = -\sigma \mathcal{A} \quad (3.5)$$

avec $\mathcal{A} = \frac{\Delta r_p}{r_p}$, l'allongement relatif du cylindre.

La déformation de l'ellipticité donne une contribution mineure comparativement à la contribution de la déformation géométrique. En effet, le rapport des deux contributions est donné par

$$\frac{1 + \sigma}{\sigma} \frac{\ell - |m|}{\ell} < 10\%$$

pour notre cas où $\ell \simeq 300$ et $\ell - |m| \lesssim 5$.

Les modes TE et TM, de polarisations orthogonales, vont avoir un comportement différent par rapport à la contrainte imposée à la sphère. Une biréfringence va apparaître.

Pour un mode TE de polarisation parallèle à la contrainte, la variation est donnée par

$$\Delta N_{TE} = -\frac{N^3}{2} (p_{11} - 2\sigma p_{12}) \mathcal{A} \approx -0,04 \mathcal{A} \quad (3.6)$$

où $p_{11} = 0,126$ et $p_{12} = 0,26$ sont les coefficients élasto-optiques de la silice [93].

Pour un mode TM dont le champ est orthogonal à la contrainte, la variation s'écrit

$$\Delta N_{TM} = -\frac{N^3}{2} (\sigma_{12} - \sigma(p_{11} + p_{12})) \mathcal{A} \approx -0,21 \mathcal{A} \quad (3.7)$$

En sommant les différentes contributions, on obtient un changement de fréquence en fonction de l'allongement relatif du cylindre $\mathcal{A}$ donné par

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \begin{cases} -0,21 \mathcal{A} & \text{pour un mode TE} \\ -0,38 \mathcal{A} & \text{pour un mode TM} \end{cases} \quad (3.8)$$

On aura ainsi une vitesse de variation différente suivant la polarisation des modes, les modes TM étant les plus rapides. Le rapport des vitesses de variation est d'environ 1,8.

Estimation de l'accord maximum

Approximer la sphère et ses deux tiges par un cylindre est une simplification trop importante, la sphère a en général un rayon plus grand que la fibre. Un modèle plus réaliste consiste à remplacer la sphère et les tiges par 3 cylindres : deux de rayons d représentent les tiges de la fibre de longueur totale L_{fibre} , et un troisième cylindre intercalé, représente la sphère, de rayon a et de longueur $L_{\text{sphère}}$ (voir la figure 3.1). Le rapport entre l'allongement relatif de la sphère est l'allongement relatif total est alors donné par

$$\frac{\Delta r_p}{r_p} = \frac{\Delta L_{\text{sphère}}}{L_{\text{sphère}}} = \frac{\Delta L_{\text{total}}}{L_{\text{total}}} \frac{1 + \frac{L_{\text{fibre}}}{L_{\text{sphère}}}}{1 + \left(\frac{a}{d}\right)^2 \frac{L_{\text{fibre}}}{L_{\text{sphère}}}} \quad (3.9)$$

où $L_{\text{total}} = L_{\text{sphère}} + L_{\text{fibre}}$. Cette relation traduit simplement le fait que plus la sphère a un rayon important et une longueur axiale faible par rapport à la fibre, plus on déforme la fibre au lieu de déformer la sphère. La situation optimale est donc une sphère de diamètre le plus proche possible de celui de la fibre, avec une longueur de fibre la plus courte possible. En pratique, le rayon de la sphère est de 1,5 à 2 fois celui de la fibre et la longueur de la fibre vaut de l'ordre de 5 à 30 fois le grand axe de la « sphère » suivant les modèles de pinces. L'allongement relatif de la sphère est donc de l'ordre de 1/2 à 1/4 de l'allongement relatif total.

Balayer sur tout un intervalle spectral libre, un mode de galerie d'une sphère de 80 μm dont l'ISL est d'environ 800 GHz, représente une variation relative de fréquence de 0,2 % pour une longueur d'onde de 780 nm.

Ceci implique donc une modification de l'allongement relatif de la sphère de

$$\begin{cases} \mathcal{A} \simeq 1\% & \text{pour un mode TE} \\ \mathcal{A} \simeq 0,5\% & \text{pour un mode TM} \end{cases}$$

Si l'on prend en compte la différence de rayon entre la sphère et la fibre, il faut alors réaliser un allongement total (fibre + sphère) de l'ordre de

$$\begin{cases} \mathcal{A} \sim 2\% & \text{pour un mode TE} \\ \mathcal{A} \sim 1\% & \text{pour un mode TM} \end{cases}$$

Compte tenu du module de Young de la silice fondue $Y \simeq 7,2 \cdot 10^{10}$ Pa, il faut donc exercer une contrainte de l'ordre de 1 à 2 GPa.

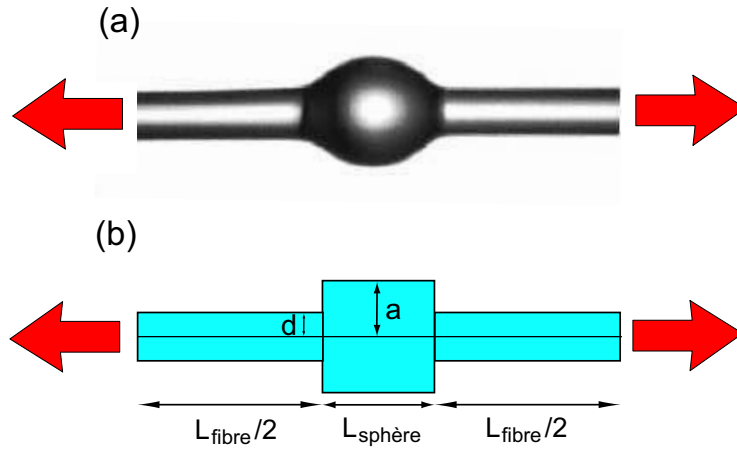


Figure 3.1: (a) *Sphère réelle.* (b) *Modèle simplifié.*

La valeur mesurée du module de rupture de la silice, en l'absence de fatigue et de défauts de surface, est de 12 GPa [94]. C'est en pratique une valeur difficile à atteindre ; en effet, ce sont les défauts de surface qui vont limiter la contrainte maximale qu'on peut appliquer. Les fabricants de fibres optiques ont fait de nombreuses mesures de cette contrainte, qui montrent qu'au delà d'une limite de l'ordre de 3 GPa, la probabilité de cassure d'une fibre optique augmente extrêmement rapidement [95]. Celle-ci est causée par des micro-fractures à la surface du verre, qui au dessus d'une certaine contrainte, se propagent à travers l'ensemble du matériau entraînant sa rupture.

Il est, de plus, crucial de rester dans le domaine de déformation élastique de la silice afin de pouvoir réaliser un accord réversible du mode. Comme la rupture de la silice est causée par des phénomènes de craquage en surface, il est en fait très difficile en pratique d'entrer dans son régime de déformation plastique. On est dans le domaine élastique jusqu'à ce qu'une fracture se propage et brise la fibre. On peut donc appliquer des contraintes de l'ordre du GPa, tout en restant dans le domaine élastique. Des taux de déformation élastique de la silice jusqu'à 0,5% ont d'ailleurs déjà été utilisés [92]. On peut donc espérer pouvoir accorder le mode de galerie de la sphère de manière réversible sur une partie notable de l'intervalle spectral libre.

Remarquons, d'autre part, que si les contraintes à exercer sont importantes, les forces mises en jeu sont relativement faibles du fait du faible diamètre de la sphère. En effet, pour un diamètre de la sphère (et des tiges) de $80 \mu\text{m}$, la force à exercer est de l'ordre de 10 Newtons. Dans les montages décrits dans la suite, la contrainte est exercée par un élément piézo-électrique. Or, l'empilement de cales piézo-électriques, que nous avons utilisé, peut réaliser son extension maximale de $9 \mu\text{m}$ contre des charges pouvant aller jusqu'à 800 N. Nous ne serons donc pas limités par la force à appliquer. Il faut en revanche que le dispositif d'accord de la sphère puisse créer un allongement relatif suffisant pour que la limite de l'accord soit due uniquement à la cassure du verre.

3.2 Différents montages : les pinces

Le premier montage d'accord des modes de galerie d'une microsphère, qui fut développé à Paris, comprimait la sphère, qui était placée entre deux « mâchoires » en acier [96]. Un élément piézo-électrique commandait l'ouverture et la fermeture de ces mâchoires, permettant d'appliquer une contrainte mécanique sur la sphère. Pour une microsphère de diamètre $160\text{ }\mu\text{m}$, un accord sur 150 GHz fut réalisé, de l'ordre de 40% de l'intervalle spectral libre. Toutefois, l'accès à la sphère était limité ; seulement 1/4 de celle-ci pouvait dépasser du montage, ce qui permettait d'approcher le prisme d'excitation. Or, pour réaliser le couplage de la microsphère avec des atomes froids, il nous faut disposer de deux points d'accès : un pour le prisme, un autre pour les atomes. D'autre part, ce montage en compression ne pouvait fonctionner qu'avec des sphères de diamètre supérieur à $100\text{ }\mu\text{m}$, taille minimale pour qu'une partie de la sphère dépasse du montage .

Une autre solution consiste non pas à comprimer la sphère mais à l'étirer, suivant une méthode proche de celle employée par A. L. Huston et J.D. Eversole pour réaliser l'accord des modes de galerie, de faible facteur de qualité, d'une fibre optique [92]. Il est nécessaire pour cela de fabriquer des sphères avec deux tiges, c'est à dire au milieu d'une fibre, afin de pouvoir exercer une traction sur la sphère. C'est grâce à l'emploi d'un laser CO_2 , permettant une grande flexibilité dans le travail de la silice, qu'il nous est possible de fabriquer de telles sphères. Il faut alors concevoir des montages, des « pinces », permettant de réaliser une traction suffisante au niveau de la sphère, tout en préservant un bon accès optique.

3.2.1 La pince à sphère collée

La figure 3.2 montre le premier modèle de pince, qui permet d'exercer une traction sur une sphère, dont les tiges sont collées sur les bras de celle-ci.

Ces bras se terminent en forme de U, d'écartement 1 cm. Sur chaque face, à l'extrémité des bras, une rainure de dimensions $0,1 \times 0,5 \times 5\text{ mm}$ a été réalisée afin de placer les deux tiges de la sphère. La sphère est préalablement fabriquée suivant la technique décrite au paragraphe 2.4. Les deux tiges sont ensuite collées dans la rainure. Nous avons utilisé une colle cyano-acrylate standard, qui bien que connue pour migrer sur les optiques environnantes, n'a jamais entraîné de diminution du facteur de qualité, la sphère étant, il est vrai, à plus de 5 mm du bord de la rainure. Nous avons également utilisé des colles époxy. On s'assure ensuite qu'une tension suffisante est appliquée sur la sphère, en serrant la vis qui exerce une pression sur un empilement de cales piézo-électriques. L'extension maximale de cet élément est de $7\text{ }\mu\text{m}$, ce qui se traduit, du fait du bras de levier, par une extension de $80\text{ }\mu\text{m}$ au niveau de l'extrémité des mâchoires, permettant de créer un allongement relatif de 0,8 %.

Le montage expérimental est le même que celui présenté pour l'excitation des modes de galerie (voir paragraphe 2.5.2). La lumière d'une diode laser à 800 nm , montée sur réseau, balayable sur 10 GHz et de largeur spectrale inférieure à 1 MHz ,

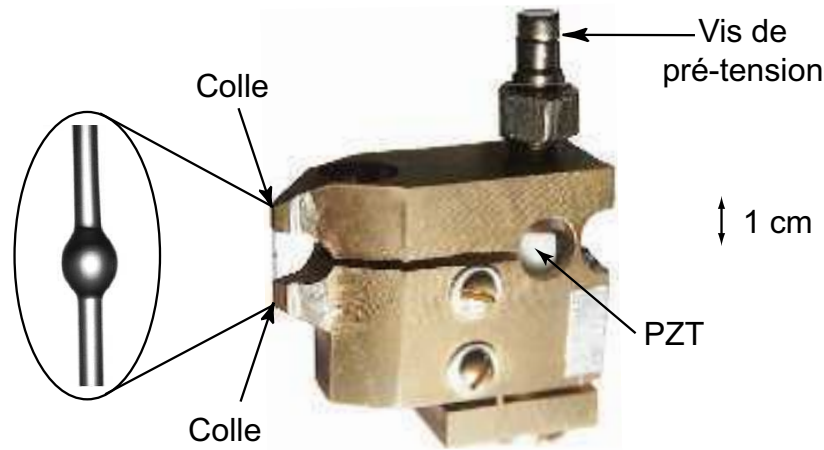


Figure 3.2: *Pince à sphère collée.*

est couplée dans un mode de la sphère. On utilise comme étalon en fréquence, un Fabry-Pérot d'intervalle spectral libre 300 MHz. On peut alors, en modifiant la tension appliquée sur l'empilement PZT, « voir » défiler différents modes de la sphère dans la fenêtre de balayage du laser. Connaissant la vitesse du changement de fréquence en fonction de la tension appliquée, on peut induire de la tension maximale ayant provoquée la cassure de la fibre, un accord maximum de 150 GHz, sous réserve d'une linéarité entre le changement de fréquence et la tension appliquée. Ceci représente presque la moitié de l'intervalle spectral libre de la sphère étudiée, qui avait un diamètre de $210\ \mu\text{m}$. Les facteurs de qualité ne sont pas dégradés lors de l'accord des modes, ils restent de l'ordre de 10^8 à 10^9 [97]. La stabilité du montage est excellente, limitée par les fluctuations de température environnante.

3.2.2 La pince aux bras de verre

Le montage précédent fonctionne parfaitement pour des diamètres de sphères de $100\ \mu\text{m}$ à $300\ \mu\text{m}$. Pour des sphères de diamètres inférieurs, il devient délicat de réaliser le collage de la fibre sur la pince. Une autre solution consiste à souder la fibre sur des bras en verre, fixés sur une pince en métal, puis à fabriquer la sphère (voir la figure 3.3).

La technique de fabrication est plus délicate. Il faut tout d'abord fabriquer les bras en verre. On part pour cela d'une baguette en silice Suprasil, identique à celle utilisée pour fabriquer les sphères, de diamètre 6 mm, qu'on tord à angle droit en la chauffant dans la flamme d'un chalumeau gaz de ville-oxygène. Ces bras sont ensuite polis pour présenter une face plane dans la direction avant de la pince, afin de pouvoir approcher le prisme de couplage. Ils sont enfin taillés en forme pyramidale, l'écart entre les sommets des deux pyramides étant de l'ordre de $400\ \mu\text{m}$.

Il est important que la fibre soit précisément alignée avec l'axe suivant lequel va être exercée la traction, afin d'éviter toute rupture prématurée. La meilleure technique consiste à placer l'axe de traction de la pince verticalement, et à s'assurer

de la verticalité de la fibre en utilisant la technique du poids de colle précédemment employée pour la fabrication des sphères.

On peut ensuite souder la fibre sur un bras en verre. On utilise pour cela le laser CO_2 . On incline la pince de manière à établir un contact entre la fibre et le bras en verre. On dirige le spot d'un faisceau non focalisé du laser sur la face plane du bras. En utilisant une puissance élevée, la fibre fond rapidement et une sphère se forme. Après plusieurs dizaines de secondes, on parvient à faire fondre localement le bras en verre, la sphère rejoint alors la matière fondue des bras et l'on peut ensuite déplacer le spot pour souder environ $300\ \mu\text{m}$ de la fibre sur le bras. On effectue la même opération sur l'autre bras, la fibre est alors soudée. Toutefois, cette opération laisse des tensions dans la fibre, qui est extrêmement fragile. On effectue donc un recuit de celle-ci. On dirige pour cela le spot sur la fibre, et on chauffe doucement, de manière à faire rayonner la silice légèrement mais sans la ramollir. Les tensions sont alors relâchées en quelques secondes. On répète la même opération sur toute la longueur de la fibre.

On peut maintenant fabriquer la sphère en utilisant les deux faisceaux contre-propageants du laser CO_2 . À une distance de l'ordre d'une fois et demie le diamètre de la fibre, au-dessus du centre, on forme un col. On chauffe pour cela doucement afin de ramollir le verre, puis on augmente la tension de l'empilement de cales piézo-électriques. On réalise de même un col au-dessous du milieu de la fibre. On chauffe alors plus fortement entre les deux cols et on diminue la tension de l'élément piézo-électrique, la matière s'accumule au centre et une sphère se forme. On peut voir un exemple d'une sphère de diamètre $80\ \mu\text{m}$ ainsi soudée, sur la figure 3.3. Cette méthode permet de réaliser des sphères jusqu'à des diamètres de $40\ \mu\text{m}$.

Le rayon de la sphère est de 1,5 à 2 fois le rayon de la fibre, ce qui permet de pouvoir exercer une contrainte suffisamment efficace. Les deux cols permettent de réduire l'ellipticité de la sphère, qui est de l'ordre de 50 %. La longueur de la fibre varie de $600\ \mu\text{m}$ à $1000\ \mu\text{m}$. L'élément piézo-électrique utilisé pour appliquer la contrainte (PSt 150/3,5×3,5/7 de la société Piezomechanik GmbH) a une extension maximale de $9\ \mu\text{m}$. Compte tenu du bras de levier de la pince, qui est de l'ordre de 5, on obtient une extension au niveau de la sphère de $45\ \mu\text{m}$, ce qui permet de réaliser un allongement relatif entre 5% et 7%.

3.2.3 Dispositif expérimental

Nous utilisons comme laser d'excitation une diode DBR (Distributed Bragg Reflector Yokogawa YL78XNL/S) à $773\ \text{nm}$ dont la largeur spectrale est de l'ordre du MHz. Elle possède un réseau de Bragg intégré, permettant un balayage en fréquence grâce à un courant injecté. En changeant simultanément le courant du laser et le courant du réseau, il est possible de balayer le laser sur $400\ \text{GHz}$. Nous pouvons donc suivre un mode sur un large intervalle spectral lorsqu'on le décale en fréquence au moyen de la pince. Nous utilisons comme référence relative en fréquence un Fabry Pérot d'ISL $300\ \text{MHz}$, et comme référence absolue un λ -mètre de résolution $10^{-4}\ \text{nm}$.

Le même système de couplage que précédemment est utilisé. La pince ainsi que l'ensemble du système de couplage (prisme, lentille, platines de translation) sont

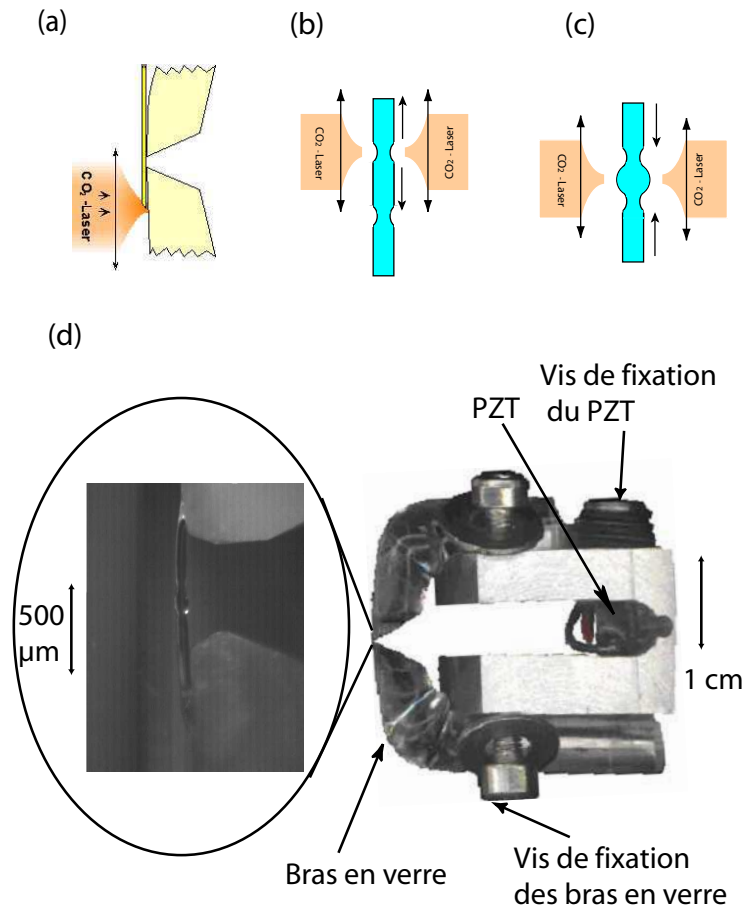


Figure 3.3: (a) Soudure de la sphère sur le bras en verre. (b) Réalisation d'un col dans la fibre en augmentant la tension du PZT. (c) Fabrication de la sphère en diminuant la tension du PZT. (d) Photos de la pince aux bras de verre et d'une sphère soudée de diamètre $80\ \mu\text{m}$.

placés dans une boîte thermiquement isolée de l'extérieur. Un asservissement en température permet de limiter les fluctuations thermiques à $50\ \text{mK}$ sur plusieurs heures.

3.2.4 Accord des différents types de modes

La figure 3.4 montre le décalage en fréquence d'un mode lorsqu'on augmente puis lorsqu'on diminue la tension appliquée sur le « PZT Stack ». Nous avons volontairement limité la plage de balayage afin de ne pas risquer de casser la sphère. L'hystérésis de l'élément piézo-électrique est clairement visible. En augmentant à nouveau la tension, on retrouve le même décalage en fréquence que lors de la première augmentation, ce qui démontre une déformation parfaitement réversible de la silice.

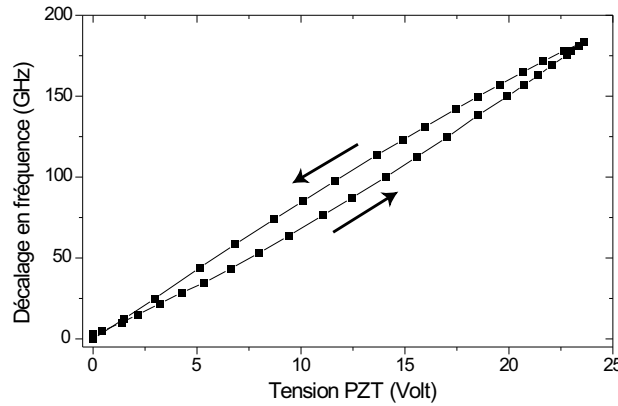


Figure 3.4: *Décalage en fréquence d'un mode de galerie lors d'un aller-retour en tension du PZT.*

Un des bras de la pince est fixé sur un support monté sur des platines de translation pour permettre le positionnement de la sphère. Seul un des bras de la pince peut bouger. Par conséquent, lorsqu'on tire sur la sphère, son plan équatorial se décale verticalement. Il faut donc réajuster le positionnement du faisceau de couplage.

Par ailleurs, l'étirement de la sphère est en réalité provoqué par un mouvement de rotation d'un des bras autour du point pivot. Cela donne au niveau de la sphère un mouvement essentiellement vertical, mais aussi un faible mouvement horizontal. Plus on tire, plus la sphère recule vers la pince, ce qui augmente le gap entre la sphère et le prisme de couplage. Il faut alors augmenter la tension sur l'empilement de cales piézo-électriques contrôlant le gap.

Sur la figure 3.5 sont représentés les décalages en fréquence de différents modes. On retrouve les diverses périodicités du spectre des modes de galerie :

- l'intervalle spectral libre, qui vaut 810 GHz, correspondant à une sphère de diamètre 80 μm , en accord avec le diamètre mesuré au stéréo-microscope.
- l'écart en fréquence entre modes différant uniquement par la polarisation, $\Delta_P = 580$ GHz, écart cohérent avec l'intervalle spectral libre.
- l'écart entre modes différant uniquement d'une unité du nombre m , $\Delta_m = 375$ GHz. Il correspond (si l'on étend les développements perturbatifs) à une ellipticité de l'ordre de 50 %, compatible avec l'image de la sphère de la figure 3.3.

La vitesse de variation d'un mode TM est de 8 GHz/V, celle d'un mode TE est de 5 GHz/V. Leur rapport de 1,6 est en relativement bon accord avec la valeur de 1,8 obtenue pour le modèle simple d'un cylindre. Compte tenu de la vitesse de variation attendue, on peut déduire de ces mesures un allongement axial au niveau de la sphère de 600 nm pour 10 volts appliqués sur l'élément piézo-électrique, dont les spécifications donnent également une extension de 600 nm pour 10 volts. L'effet du bras de levier de la pince (d'environ 5) compense la différence de rayons entre

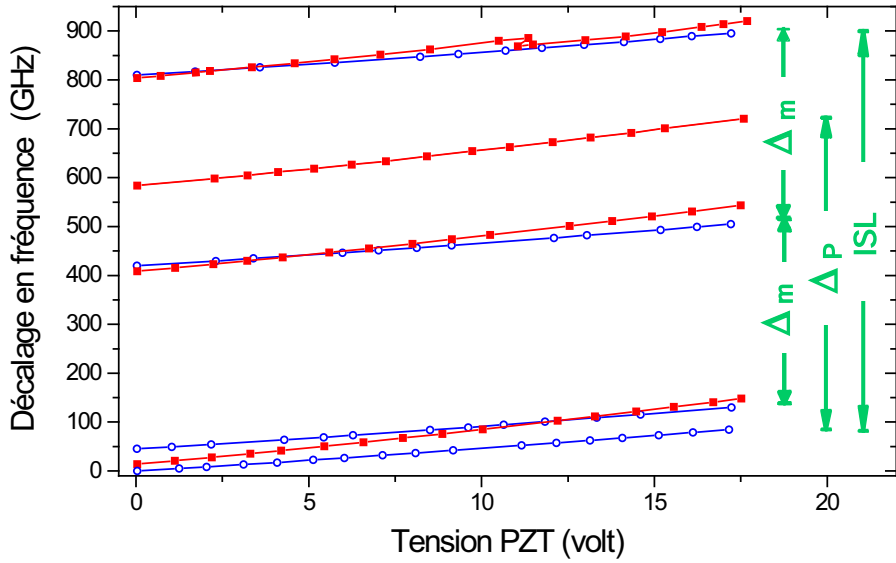


Figure 3.5: Décalage en fréquence pour différents modes de galerie TE($\circ$) et TM ($\blacksquare$). On a également indiqué les intervalles en fréquence caractérisant le spectre de la sphère : l'intervalle spectral libre, la séparation entre modes de différentes polarisations (Δ_P), l'écart en fréquence de modes différents d'une unité de m (Δ_m).

la sphère et la fibre de l'ordre d'un facteur 2, ce qui nécessite de réaliser au niveau des bras de la pince un allongement 4 fois supérieur à celui réalisé au niveau de la sphère.

3.2.5 Accord Maximum

Lorsqu'on augmente la tension de l'élément piézo-électrique jusqu'à la rupture de la fibre, on obtient la courbe représentée sur la figure 3.6.

On obtient pour un mode TM un accord maximum de 405 GHz, ce qui correspond à la moitié de l'intervalle spectral libre. Pour un mode TE, l'accord est de 260 GHz [98].

La pente de la courbe varie de 20 % entre le début et la fin du balayage passant de 8 à 10 GHz/V pour un mode TM, et de 5,5 à 6,5 GHz/V pour un mode TE. Le fait d'avoir une augmentation de la pente exclut toute déformation plastique de la silice. En effet, une telle déformation aurait pour effet de relaxer la contrainte, diminuant l'efficacité de l'accord et donc la pente. Cette augmentation peut être due à un meilleur alignement des bras et de la fibre avec l'axe suivant lequel est exercée la contrainte, au fur et à mesure que l'on augmente la tension de l'empilement de cales piézo-électriques.

Aucun signe avant coureur, aucun fluage de la silice ne témoigne du fait que l'on approche de la limite de rupture. Cela se produit de manière extrêmement soudaine, un « ping » retentissant dans la pièce, la cassure est localisée en général juste au-dessous de la soudure du bras mobile.

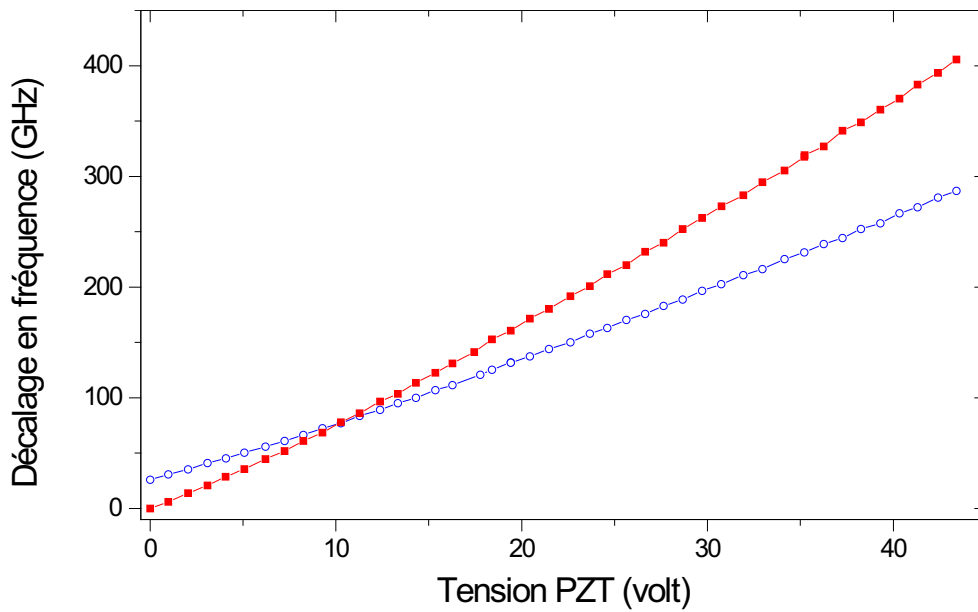


Figure 3.6: Accord maximum en fréquence de 405 GHz pour un mode TM (■) et de 260 GHz pour un mode TE(○)

3.2.6 Stabilité de la pince

La stabilité du montage est excellente, limitée par les fluctuations de température environnante.

Sur la figure 3.7 sont représentées les variations en fréquence d'un mode TE ainsi que les variations en température dans la boîte thermiquement isolée en fonction du temps, qui sont relativement bien corrélées. L'asservissement est mis en marche au début de l'enregistrement, modifiant la température de la boîte avant de la stabiliser.

La variation de la fréquence en fonction de la température est de -16 GHz/K . La contribution de la sphère isolée est de $-3,6 \text{ GHz/K}$. La différence est due à la modification de la température de la pince. En effet, celle-ci n'est pas constituée d'un matériau homogène. Sous l'effet d'une augmentation en température, la silice se dilate avec un coefficient d'expansion de $0,55 \cdot 10^{-6}/\text{K}$; la partie métallique de la pince en aluminium se dilate beaucoup plus rapidement avec un coefficient de dilatation de $23 \cdot 10^{-6}/\text{K}$. Comme de plus l'élément piézo-électrique se contracte (coefficient de dilatation de $-3 \cdot 10^{-6}/\text{K}$), tout contribue à un relâchement de la contrainte. Une augmentation de la température induit donc une diminution de l'extension au niveau des bras de la pince de l'ordre $1 \mu\text{m/K}$, ce qui implique une diminution au niveau de la sphère de 250 nm/K , entraînant un décalage en fréquence de l'ordre de -25 GHz/K , dont l'ordre de grandeur est compatible avec la valeur observée.

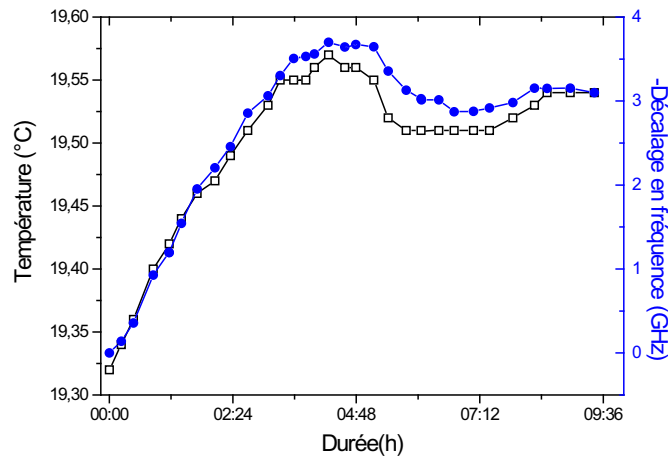


Figure 3.7: Variation de la fréquence d'un mode TE et variation de la température en fonction du temps.

Les microsphères peuvent donc être considérées comme accordables sur une partie notable de l'intervalle spectral libre, tout en préservant leurs facteurs de qualité habituels. La sphère reste de plus accessible permettant d'approcher le prisme de couplage et les atomes. Il est donc possible de mettre à résonance le mode de galerie que l'on souhaite avec les transitions atomiques. Encore faut-il miniaturiser le système de couplage pour pouvoir le placer dans une chambre ultra-vide, où les atomes froids sont manipulés. C'est l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 4

Système de couplage d'une microsphère dans l'ultra-vide

Le dispositif de couplage des modes de galerie précédemment employé permet l'ajustement d'une dizaine de degrés de liberté. C'est un montage d'un volume de plusieurs dizaines de décimètres cubes, incompatible avec une chambre ultra-vide. Il faut donc miniaturiser le système de couplage, tout en préservant un ajustement des degrés de liberté les plus critiques. Le premier montage a été développé à Paris pour coupler des atomes froids libres avec les modes de la sphère. Le deuxième coupleur a été réalisé à Munich afin de réaliser l'interaction d'atomes piégés dans des micropièges magnétiques avec les modes de galerie.

4.1 Premier essai à Paris

4.1.1 But de l'expérience

Le but de l'expérience était de lâcher les atomes d'un piège magnéto-optique (PMO) sur une microsphère accordable, pour ainsi observer le couplage mode de galerie-atome libre. Il faut pour cela descendre une pince dans une cellule ultra-vide nécessaire à l'obtention du piège magnéto-optique (voir la figure 4.1).

Nous disposions d'une cellule en verre de dimensions $11 \times 11 \times 12$ cm. Toutefois

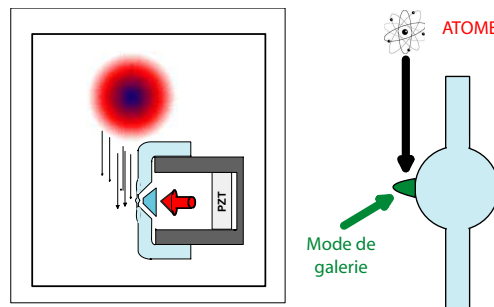


Figure 4.1: *Principe de l'expérience à Paris.*

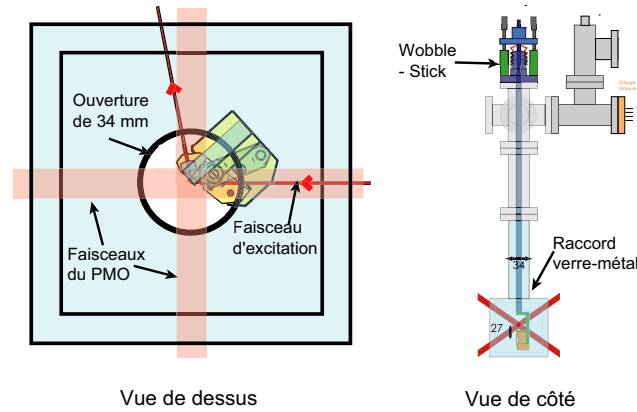


Figure 4.2: *Schéma de l'expérience à Paris.*

la transition verre-métal qui permet de relier la cellule au reste de l'enceinte à vide avait un diamètre de 34 mm, qui limitait de fait considérablement les dimensions du coupleur. L'ajustement du coupleur par rapport aux faisceaux du PMO, pouvait s'effectuer au moyen d'une tige montée dans un support flexible (Wooble-Stick). On peut voir la position finale prévue de la pince sur la figure 4.2.

4.1.2 Le coupleur

La pince réalisée avait des bras en verre, la sphère étant soudée sur les bras (voir la figure 4.3). Le couplage utilisait la méthode, présentée au paragraphe 2.5.2, de la réflexion totale interne d'un faisceau d'excitation sur la face d'un prisme d'indice fort. Pour qu'une partie de la sphère soit accessible aux atomes, le prisme et l'optique de couplage devaient être placés à l'intérieur de la pince. En outre, afin de diminuer la longueur de la fibre pour pouvoir exercer une plus grande déformation sur la sphère, le prisme a été taillé en biseau, la face de couplage n'ayant plus qu'une hauteur de 300 μm , permettant ainsi de réduire l'écartement des bras.

La pince a été fabriquée en bronze beryllium, matériau qui possède une limite de déformation élastique trois fois plus élevée que l'acier inoxydable standard. L'ouverture des bras s'effectuait au moyen d'un élément piézo-électrique compatible ultra-vide d'une extension maximale de 9 μm . Le bras de levier était de l'ordre de 6, ce qui permettait de réaliser une extension de plus de 50 μm au niveau de la fibre, soit un allongement relatif entre 5% et 10 %. Le couplage devait être obtenu en utilisant un faisceau collimaté libre, focalisé sur la face de couplage du prisme au moyen d'une lentille asphérique. Le faisceau était ensuite de nouveau collimaté par une lentille identique avant de sortir de la chambre pour être détecté. Les angles et la position du faisceau d'excitation pouvaient être ajustés de l'extérieur de la cellule. Il était possible de modifier la taille du spot de couplage sur la face du prisme en changeant le diamètre du faisceau d'excitation au moyen d'un télescope. Le prisme et les lentilles devaient être collés à l'aide d'une colle compatible ultra-vide sur un plateau. Une rotation par rapport au point de fixation permettait d'ajuster grossièrement la

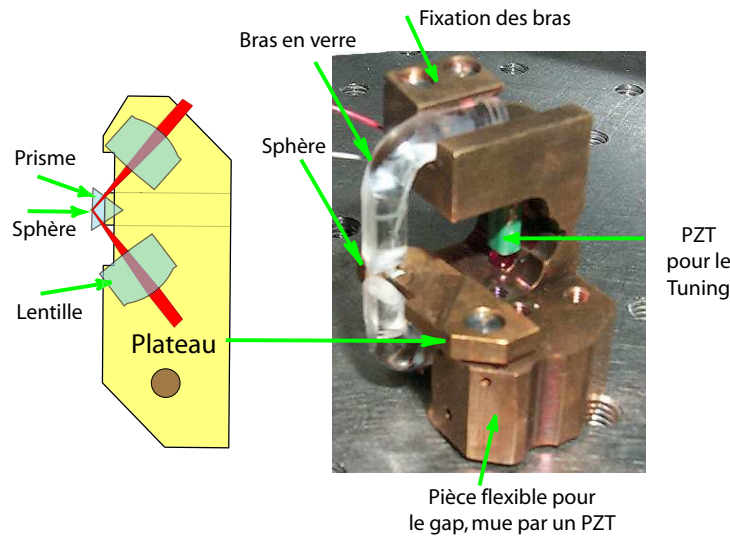


Figure 4.3: Photo de la première pince développée pour l'ultra-vide et principe du couplage

position entre le prisme et la sphère. L'ajustement fin du gap était obtenu grâce à une pièce flexible intégrée à la pince, dont on pouvait contrôler la flexion grâce à un élément piézo-électrique du même type que précédemment.

4.1.3 Problèmes... et Conclusion

Par rapport à la situation habituelle du couplage du paragraphe 2.5.2 et en raison des dimensions réduites de ce coupleur, les degrés de liberté permettant le positionnement de la sphère par rapport au prisme ont été supprimés. En particulier, il ne devient plus possible d'ajuster la verticalité de la sphère par rapport à la face de couplage du prisme. On ne peut plus également jouer sur la position verticale de la sphère. Dans le plan d'incidence horizontal, le gap, la position transversale de la sphère par rapport au prisme et l'angle de la face du prisme se trouvent liés ; on ne peut approcher le gap sans déplacer latéralement la sphère et modifier l'angle, ce qui modifie les conditions du couplage, qui devient impossible à effectuer. Ainsi, la nécessité de pouvoir faire passer le coupleur à travers une ouverture de 34 mm a conduit à supprimer des degrés de liberté, rendant le couplage impossible. Une cellule ayant une ouverture plus grande est nécessaire ainsi qu'un nouveau coupleur, qui préserve les degrés de liberté supprimés.

D'autre part, l'utilisation d'un prisme biseauté permet de réaliser un plus grand allongement relatif ; mais la réduction de la dimension de la face de couplage que cela entraîne, ajoute une contrainte supplémentaire sur la position de la sphère, qui doit être approchée d'une zone de la face du prisme exempte de défauts. Comme, par ailleurs, la limite d'extension de la silice est au plus de 2% à 3%, il n'est pas nécessaire de concevoir une pince réalisant un allongement supérieur. Il vaut donc mieux utiliser des prismes avec une face de couplage plus grande, afin de retrouver

une certaine liberté sur le positionnement de la sphère, et concevoir des pinces qui permettent de réaliser une extension suffisante au niveau de la sphère en augmentant le bras de levier.

De plus, l'utilisation des bras en verre est extrêmement contraignante et peu pratique. Outre que la technique de fabrication de la sphère et de soudure sur les bras est beaucoup plus délicate que la simple réalisation d'une sphère à deux tiges, les bras sont rapidement détériorés après quelques sphères soudées. En effet, la silice évaporée durant cette étape de soudure et les morceaux de fibres fondus conduisent à des irrégularités de la surface des bras. Il faut alors les repolir, et après quelques sphères en refaire de nouveaux. Or, la fabrication de ces bras est une opération pénible ; la phase de polissage est longue et délicate, l'usinage devant être suffisamment précis pour que le prisme puisse venir s'insérer entre eux. De plus, comme tout objet en verre, ils peuvent casser de manière relativement imprévisible sous l'effet de certaines contraintes lors de la phase de polissage, ou lors de leur fixation sur la pince ou même simplement en les nettoyant dans un bain à ultra-sons. Il est donc beaucoup plus avantageux d'utiliser des sphères à deux tiges collées sur une pince entièrement métallique, même si le collage de petites sphères nécessite du soin. Pour assurer la compatibilité ultra-vide, il suffit d'utiliser une colle ayant un faible taux de dégazage.

Par ailleurs, au lieu de simplement lâcher les atomes, on pourrait imaginer de les piéger, puis de les amener au voisinage de la sphère pour interagir avec les modes de galerie. On aurait ainsi une interaction entre des atomes piégés et des photons piégés dans la cavité microsphère. Il faudrait donc, d'abord piéger les atomes, puis les transporter tout en contrôlant leur position pour les amener près du résonateur. Ce sont les avancées réalisées dans le domaine des micropièges magnétiques à Munich dans l'équipe de Jakob Reichel du groupe de T.W. Hänsch, qui permettent de rendre cela possible. La conclusion est donc d'aller à Munich.

4.2 Deuxième essai à Munich

On dispose à Munich d'une chambre à vide en acier d'un volume d'environ 20 litres, à laquelle on peut accéder par une ouverture circulaire de diamètre 25 cm. Nous ne sommes donc pas limités par la chambre à vide pour concevoir un coupleur possédant tous les degrés de liberté nécessaires.

Du fait de la taille de la chambre, et du manque d'accès optique, il n'est pas possible d'utiliser un faisceau libre collimaté pour réaliser le couplage de la sphère. La solution consiste à utiliser des fibres optiques et à réaliser un passage optique pour les amener dans l'enceinte à vide. On n'aura donc plus la possibilité de modifier le faisceau d'excitation de l'extérieur, tous les ajustements indispensables devront être transmis à des pièces, à l'intérieur de la chambre, mues par des éléments piézo-électriques. Cela présente toutefois l'avantage d'une plus grande stabilité, en éliminant quasiment le mouvement relatif entre le faisceau d'excitation et la sphère. Il convient alors de déterminer quels sont les degrés de liberté indispensables devant être conservés dans le vide.

En effet, de nombreux degrés de liberté peuvent être ajustés puis fixés à l'extérieur de la chambre. La procédure consiste donc à réaliser le couplage de la sphère dans l'air, à fixer les différents éléments, puis à descendre l'ensemble du système sphère et coupleur dans l'enceinte à vide. La phase délicate est évidemment la phase d'étuvage de la chambre, où l'on doit chauffer à une température de l'ordre de 100 °C, avant de revenir à température ambiante. Pour un système optique sensible, c'est une épreuve certaine ; un hystérésis, une déformation plastique peuvent entraîner la perte du couplage. Les degrés de liberté qu'il faut préserver dans l'enceinte sont ceux qui sont les plus sensibles, à savoir l'accord des modes, l'ajustement du gap entre le prisme et la sphère, et la position du faisceau d'excitation sur la face de couplage.

Les différentes pièces permettant ces ajustements sont présentées dans la suite. Elles ont été réalisées en acier inoxydable amagnétique à l'atelier mécanique du Max-Planck-Institut für Quantenoptik à Garching. On peut voir sur la figure 4.4 l'ensemble de ces pièces, qui ont été montées à la fin du convoyeur magnétique à atomes. Les atomes sont d'abord piégés dans un PMO au niveau d'une zone de chargement, puis transportés au moyen du convoyeur à la fin du substrat, où ils peuvent interagir avec la microsphère.

4.2.1 La pince

Dimensions

Les dimensions de la pince doivent permettre de réaliser un allongement relatif suffisant pour accorder les modes de galerie de la sphère sur une partie importante de l'intervalle spectral libre.

On est limité uniquement par le fait de devoir laisser passer les faisceaux laser à 45° du PMO-Miroir, décrit au paragraphe 6.3 (voir la figure 4.5).

Nous avons choisi une longueur de la pince de 56 mm, compatible avec le passage des faisceaux et qui permet de réaliser un bras de levier de l'ordre de 9. Comme

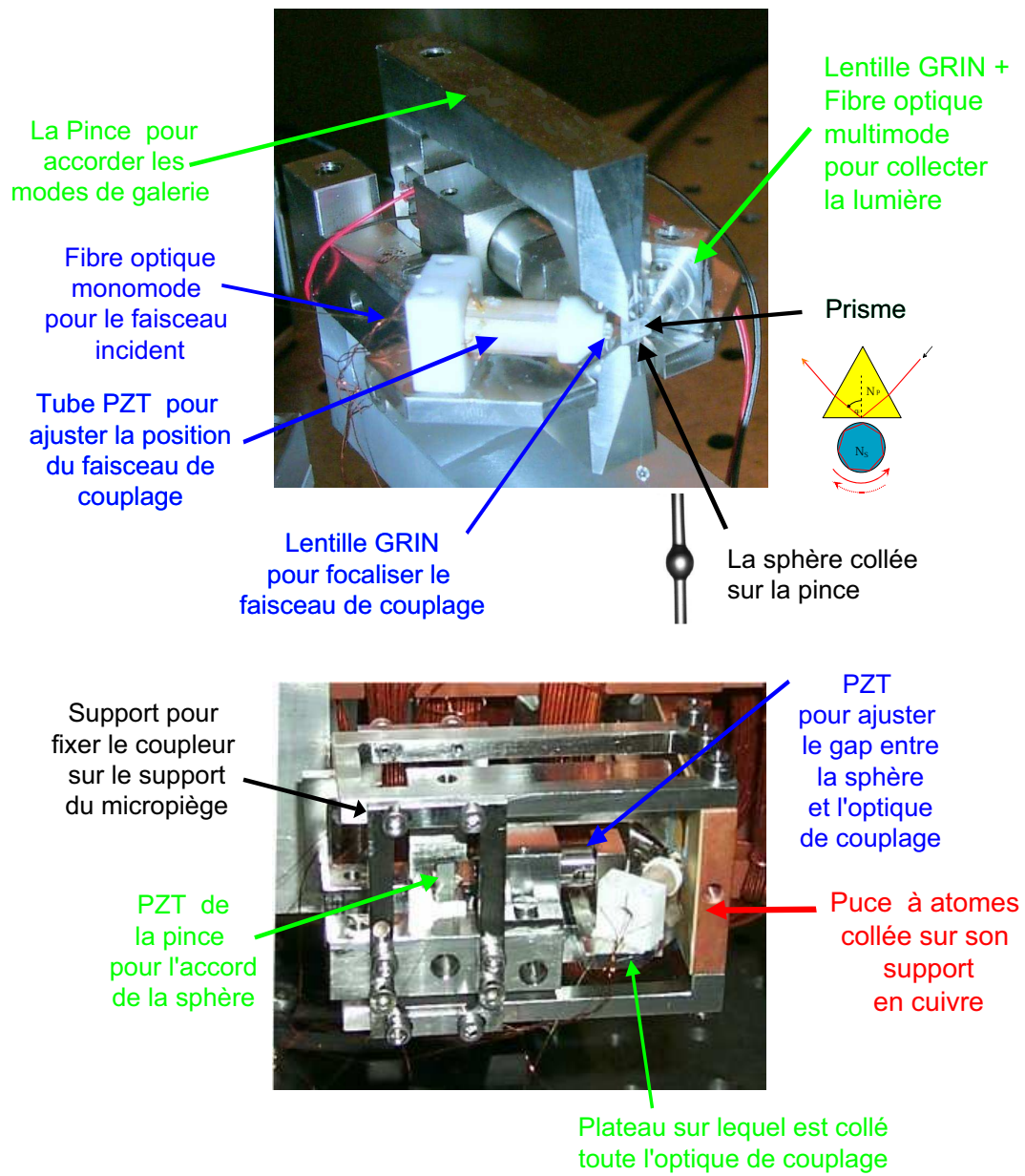


Figure 4.4: Coupleur UHV de la sphère positionné près de la puce à atomes.

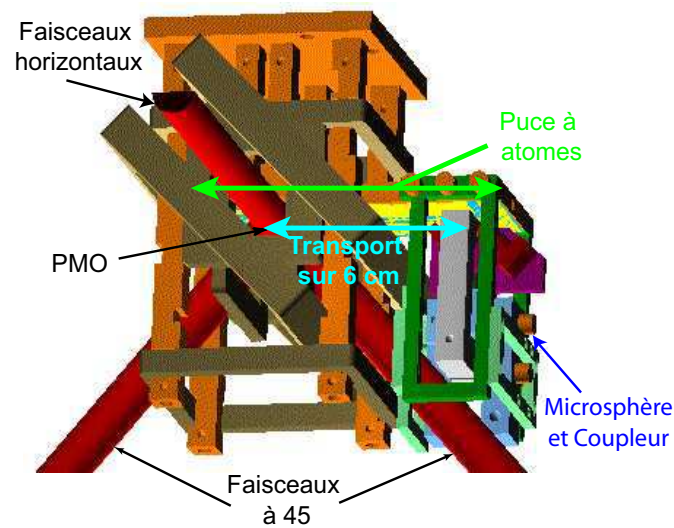


Figure 4.5: *Positionnement de la pince par rapport à la puce et aux faisceaux à 45° du PMO.*

l'empilement de cales piézo-électriques utilisé (PSt 150/3,5×3,5/7 de la société Piezomechanik GmbH) a une extension maximale de $9\text{ }\mu\text{m}$, cela donne au niveau de la fibre une extension de $80\text{ }\mu\text{m}$. Pour pouvoir placer le prisme de hauteur 2 mm entre les bras, ceux-ci sont écartés de 3 mm. L'allongement relatif maximum sera donc d'un peu moins de 3 %; l'accord maximum sera donc bien limité par la rupture de la silice.

La hauteur de la pince est de 42 mm. On dispose d'un espace libre de 24 mm à l'intérieur de celle-ci pour pouvoir placer l'optique de couplage et le dispositif d'ajustement du gap. Les bras ont une épaisseur de 9 mm et une largeur de 10 mm, garantissant une quasi-absence de flexion des bras eux-mêmes lors de l'accord des modes.

L'extrémité de ces bras a été taillée en biseau afin de limiter la surface devant être positionnée à proximité de la surface du substrat du micropiège. La surface finale a pour dimension $2\times 3\text{ mm}$. Sur ces faces, une rainure en « V », d'angle 90° , de profondeur $40\text{ }\mu\text{m}$ a été faite afin de pouvoir coller les tiges de la sphère (voir la figure 4.6).

La pince est vissée sur une pièce support, et l'on dispose d'une possibilité de réglage de son angle et de sa position dans le plan vertical.

Éléments piézo-électriques

L'ouverture des bras de la pince est commandé par l'élément piézo-électrique basse tension précédemment évoqué.

Sa fixation et la pré-tension sur la fibre sont réalisées par une vis sans tête en opposition, de pas fin $0,25\text{ mm}$, se terminant par une bille (F3SS-8 de Thorlabs). Cette bille est collée avec une colle non compatible ultra-vide. Il faut donc la décoller, puis la recoller avec une colle compatible ultra-vide. Une rainure est également

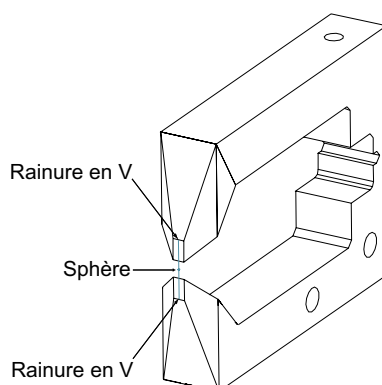


Figure 4.6: *Dessin de la pince et de la rainure pour fixer les tiges de la sphère*

effectuée dans le filetage de la vis pour accélérer son dégazage.

Par ailleurs, nous avons utilisé une version modifiée de cet empilement de cales piézo-électrique. En effet, le modèle standard est conçu pour fonctionner dans des environnements hostiles. À cette fin, la céramique est enrobée d'une couche polymère d'épaisseur 0,5 mm, dont on peut prévoir un taux de dégazage élevé. Il n'est pas possible de supprimer totalement cette couche, car durant la phase d'ajustage dans l'air, de l'humidité peut s'infiltrer entre les cales, entraînant une dégradation électrochimique de la céramique piézo-électrique, qui devient conductrice, provoquant une rupture de l'isolation des cales et donc un court-circuit de l'élément. Il est en revanche possible de réduire l'épaisseur de cette couche, diminuant ainsi la quantité de matière polymère dans la chambre à vide. C'est ce type d'éléments piézo-électriques à fine couche polymère que nous avons employé.

D'autre part, les fils standard employés pour connecter le « piézo » sont des fils de cuivre isolés par une couche de Teflon, qui n'est pas un matériau optimal pour l'ultra-vide. Nous les avons donc remplacés par des fils de cuivre de diamètre 0,15 mm isolés par une couche polyimide, compatible ultra-vide ; le faible diamètre choisi permet d'éviter que les fils exercent une tension sur l'élément piézo-électrique. Ils sont ensuite collés sur les électrodes du piézo au moyen d'une colle conductrice (contenant de l'argent) compatible ultra-vide (Epo-Tek H21D).

La température de Curie de cette céramique piézo-électrique est de 150 °C. On peut l'utiliser avec une marge de sécurité jusqu'à des températures de l'ordre de 100 °C. Nous avons testés ces éléments piézo-électriques, ils n'ont provoqué aucune dégradation du vide pour une pression de $2 \cdot 10^{-10}$ mbar.

Collage de la sphère

La sphère est collée à l'aide d'une colle optique compatible ultra vide (Epo-Tek 353 ND). Le durcissement de cette colle nécessite de la chauffer à une température de 80 °C pendant 15 à 30 minutes. On utilise pour cela une lampe infrarouge de puissance électrique 150 W. Pour que la colle remplisse mieux la rainure, il est nécessaire de la rendre plus fluide. À cette fin, on la mélange avec une faible quantité d'acétone (0,3 ml d'acétone pour 0,5 g de colle), qui est rapidement évaporé lors

du chauffage. Il est important de coller la sphère sur la pince dans une position horizontale. En effet, lors d'un collage dans le sens vertical, il peut arriver, que de la colle se répande le long de la fibre jusqu'à la sphère réduisant le facteur de qualité.

4.2.2 Couplage par prisme et ajustement du gap

Pour pouvoir modifier le gap entre le prisme et la sphère tout en gardant l'alignement du couplage, il faut que le prisme, la fibre et toute l'optique de focalisation se déplacent simultanément. Ces différents éléments sont donc collés sur un plateau, qu'on déplace grâce à un élément piézo-électrique.

Le prisme

Le prisme utilisé est en SF11, ce qui permet de ne pas avoir de déplacement en fréquence du mode de galerie lorsqu'on modifie le gap. Sa hauteur est choisie pour qu'un faisceau d'ouverture numérique optimisée pour le couplage avec la sphère puisse entrer et sortir du prisme sans être diaphragmé. Une hauteur de 2 mm satisfait cette requête. Il a une forme trapézoïdale. La face de couplage a une longueur de 3,4 mm. Les angles à sa base sont de 55° . La face opposée mesure 1 mm, elle peut être potentiellement utilisée pour avoir une vue de la sphère et du spot de couplage. Le prisme est collé au moyen de la colle époxy Epo-Tek 353 ND sur une partie du plateau surélevée afin de le placer à la même hauteur que les autres éléments d'optique. Un soin particulier doit être apporté à la verticalité de la face de couplage par rapport au plateau.

Ajustement du gap

Nous devons faire bouger le plateau et tous les éléments qui y sont collés. Cela représente une pièce d'un certain volume et d'un certain poids. On peut penser utiliser une pièce en flexion mais cela conduirait à une perte de la symétrie du coupleur ainsi qu'à une plus grande dimension transversale. Une autre solution consiste à utiliser un élément piézo-électrique ayant une course suivant l'axe du gap.

Afin d'éviter un mouvement d'inclinaison du plateau sous l'effet de son poids, nous avons utilisé un empilement de cales piézo-électriques monté dans un boîtier métallique en acier (Modèle VS 10 de chez Pickelmann GmbH), modifié pour être compatible ultra-vide par l'ajout de trous de dégazage. Dans ce boîtier une pré-tension est exercée sur le piézo au moyen d'une sorte de ressort. Les forces transversales sont en partie compensées par le montage mécanique, qui utilise l'élément piézo-électrique comme poussoir, la partie mécanique mobile étant guidée par le boîtier.

Le plateau est collé sur cette partie mobile du boîtier, une pièce support étant vissée à l'arrière du boîtier. Ces pièces sont ensuite fixées sur un X-Y-Z micro-contrôle, qui permet d'effectuer le positionnement du prisme par rapport à la sphère. On dispose ainsi des degrés de liberté sur l'angle dans le plan horizontal entre la sphère et le prisme, sur le gap prisme-sphère ainsi que sur leur position relative transversale. Une fois l'ajustement effectué, le support du boîtier avec le plateau est

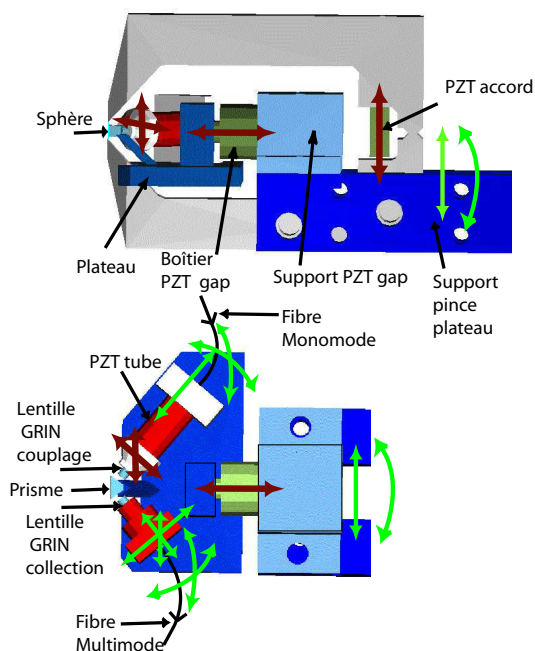


Figure 4.7: Schéma des différents éléments pour le couplage de la sphère. En clair (vert), sont représentés les degrés de liberté utilisés uniquement durant la phase d'ajustement dans l'air; en foncé (rouge), les degrés de liberté qui sont également présents dans l'enceinte à vide.

vissé sur le même support que la pince. Avec les degrés de liberté d'ajustement de la pince par rapport à ce support, tous les degrés de liberté pour le positionnement du prisme par rapport à la sphère sont présents (voir la figure 4.7).

4.2.3 Amenée du faisceau de couplage par une fibre monomode

Fibre avec couche de protection polyimide

Pour des raisons de compatibilité ultra-vide, on ne peut utiliser des fibres standards, dont la couche protectrice en polymère acrylate présente un taux de dégazage élevé. La solution la plus simple consiste à utiliser des fibres sans couche protectrice, mais la fibre devient alors si fragile qu'elle est très difficile à utiliser en pratique. Nous nous sommes donc tournés vers des fibres pourvues d'une couche protectrice polyimide, compatible ultra-vide.

Nous avons ainsi fait fabriquer une fibre monomode à 780 nm, dont les diamètres du cœur, de la gaine et de la couche protectrice sont respectivement 5,4 μm , 125 μm et 140 μm . Bien que moins fragiles que les fibres « nues », ces fibres à couche protectrice polyimide le sont tout de même bien plus que les fibres à couche protectrice polymère, dont l'épaisseur est, il est vrai, de plus de 60 μm . Un autre inconvénient est la nécessité, pour enlever la protection polyimide, d'utiliser de l'acide sulfurique

fumant.

Passage de la fibre

Nous devons faire passer la fibre de l'extérieur vers l'intérieur de la chambre à vide tout en préservant l'herméticité de l'enceinte. Nous avons d'abord utilisé un trou percé dans une bride pleine, au travers duquel passait la fibre ; l'étanchéité était assurée en collant la fibre dans le trou au moyen de la colle Epo-Tek 353 ND. Cette méthode fonctionne parfaitement. Le seul inconvénient est qu'à chaque utilisation la fibre est perdue.

Nous avons alors utilisé la technique employée par Abraham et Cornell [99]. Elle consiste à souder un passage réducteur Swagelok dans une bride CF16. Une ferrule en Teflon de forme conique, spécialement ajustée au passage Swagelok, a été percée de deux trous de diamètre $200\text{ }\mu\text{m}$, au travers desquels passent la fibre d'excitation des modes et la fibre de collection de la lumière. En serrant précautionneusement l'écrou sur le passage Swagelok, la ferrule au contact du passage conique se trouve déformée, elle comprime les fibres optiques, assurant l'étanchéité. Comme l'on ne sent pratiquement aucune résistance lorsqu'on serre l'écrou et pour ne pas déformer trop la ferrule, la meilleure technique consiste à suivre l'évolution du taux de fuite au fur et à mesure du serrage à l'aide d'un détecteur de fuite.

On peut s'inquiéter de l'emploi du Teflon pour le vide. Mais, d'une part, la masse de Teflon employée est relativement faible. D'autre part, le Teflon n'a pas un taux de dégazage si catastrophique ; il n'est pas beaucoup plus important que l'acier ($< 10^{-8}\text{mbar l s}^{-1}\text{ cm}^{-2}$ après un jour de dégazage à $100\text{ }^{\circ}\text{C}$).

Nous avons pu atteindre avec ce passage une pression de $3 \cdot 10^{-10}$ mbar, identique à la pression obtenue pour l'enceinte seule.

Collage de la fibre dans une ferrule

Pour pouvoir être manipulée, la fibre optique est collée dans une ferrule céramique standard de diamètre 2,5 mm (SZ-3A de la société Seiko) au moyen de la colle Epo-Tek 353 ND. La fibre doit ensuite être polie. Pour diminuer la lumière réfléchie à l'interface verre-air (ou verre-vide), les ferrules ont une forme de dôme. De plus, le polissage est effectué à main levée sans support afin de conserver cette forme. Il s'effectue en plusieurs étapes : tout d'abord avec une suspension d'oxyde d'aluminium avec un diamètre de particules de $3\text{ }\mu\text{m}$, puis avec de la silice colloïdale, jusqu'à obtenir un poli optique sans défaut sur toute la surface de la fibre.

Une meilleure solution pour réduire davantage la lumière réfléchie consiste à polir la fibre avec un angle. C'est ce qui est d'ailleurs réalisé à l'autre bout des fibres que nous avons utilisées, hors de la chambre à vide. On ne peut employer ce polissage à angle pour l'optique de couplage de la sphère et de collecte de la lumière, car le faisceau issu de la fibre ne se trouve plus suivant l'axe de la ferrule, ce qui complique l'alignement.

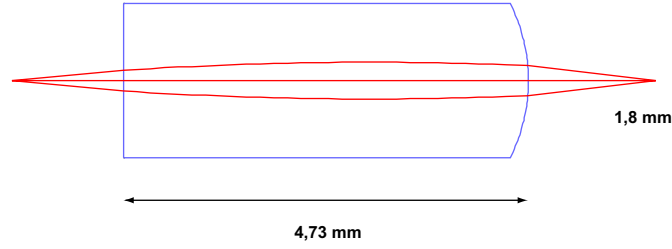


Figure 4.8: *Trajectoire des rayons lumineux issu d'une fibre pour une lentille PCW 0,25.*

4.2.4 Focalisation du faisceau de couplage par une lentille GRIN

Le faisceau divergeant de la fibre doit être focalisé sur la face de couplage du prisme. De plus, on souhaite pouvoir ajuster la position du spot, ce qui implique, si l'on ne veut pas travailler hors axe, de déplacer simultanément la fibre et la lentille. Il nous faut donc trouver une lentille suffisamment compacte, pour pouvoir être déplacée. C'est le cas des lentilles à gradient d'indice (GRIN).

Lentille à gradient d'indice (GRIN)

Nous avons utilisé les lentilles à gradient d'indice de la société Nippon Sheet Glass (NSG) America, connues sous le nom commercial SELFOC (pour self focusing).

Dans une lentille traditionnelle, les changements de direction des faisceaux s'effectuent uniquement au niveau des dioptries. Dans une lentille GRIN, l'indice de réfraction décroît radialement de manière approximativement quadratique lorsqu'on s'éloigne de l'axe optique (la distribution réelle n'étant pas rendue publique)

$$N(r) = N_0 \left(1 - \frac{A}{2} r^2 \right)$$

Ainsi, outre la réfraction au niveau des dioptries, le faisceau change de direction de manière continue lors de sa propagation dans la lentille. Elle peut donc modifier plus rapidement la trajectoire du faisceau, ce qui permet de réduire sa taille.

Nous avons utilisé des lentilles de type PCW de pitch 0,25. Dans une lentille GRIN, le faisceau suit dans la lentille une trajectoire sinusoïdale. Dans une lentille de pitch 0,25, le faisceau effectue un quart de période de cette sinusoïde. Cela permet de collimater le faisceau d'une fibre placée directement au contact de la lentille. Si la fibre n'est pas placée au contact, on peut focaliser le faisceau (voir la figure 4.8). C'est une lentille qui est plan-convexe, ce qui diminue les aberrations sphériques.

Ces lentilles sont compactes et bon marché. La question était de savoir si elles étaient suffisamment performantes en termes d'aberrations pour être utilisées pour effectuer le couplage avec la sphère. Il s'est avéré qu'elles permettent de réaliser un très bon couplage avec des efficacités pouvant aller jusqu'à 70%.

Ajustement de l'ouverture numérique

Pour optimiser le couplage avec les modes de la sphère, il est nécessaire de pouvoir ajuster la taille minimale du spot et donc l'ouverture numérique du faisceau d'excitation. On varie pour cela la distance entre la fibre et la lentille au moyen d'une platine de translation. On effectue ce réglage d'abord en fonction de paramètres théoriques puis directement sur le signal de la sphère. Une fois l'ajustement effectué, la lentille et la ferrule sont collées avec la colle Epo-Tek 353ND. On a alors une pièce fibrée qui crée un spot, il nous faut maintenant positionner ce spot par rapport à la sphère.

4.2.5 Ajustement du faisceau de couplage par un tube piézo-électrique

On désire ajuster le spot sur la face de couplage du prisme. La focalisation et les angles ne sont pas critiques. On doit les ajuster uniquement au moment du montage dans l'air. En revanche, il faut pouvoir modifier la position du spot sur la face de couplage. S'inspirant des techniques utilisées en microscopie optique en champ proche [100, 101, 102, 103, 104, 105], nous avons utilisé un tube piézo-électrique.

Tube piézo-électrique

C'est un tube fabriqué par la société Sensor Technology Limited. La céramique est de type BM 527 possédant une température de Curie de 225°C, la tension maximale applicable étant de 400 V. Le tube a un diamètre externe de 6,6 mm, un diamètre interne de 5,3 mm et une longueur de 12,7 mm. Il est muni d'une électrode à l'intérieur et de quatre électrodes décalées de 90° à l'extérieur. Les fils de connection, semblables à ceux de l'empilement de cales piézo-électriques précédemment évoqué, ont été collés sur les électrodes à l'aide de la colle conductrice Epo-Tek H21D.

Les déplacements de l'extrémité libre du tube, dont l'axe est choisi suivant $\mathbf{e}_z$ et dont les électrodes externes sont placées suivant les axes $\mathbf{e}_x$ et $\mathbf{e}_y$, sont donnés par les équations suivantes [106]

$$\begin{cases} u_x = \frac{L^2}{2} \frac{\beta d_{31}}{h} (V_{+x} - V_{-x}) \\ u_y = \frac{L^2}{2} \frac{\beta d_{31}}{h} (V_{+y} - V_{-y}) \\ u_z = L \frac{d_{31}}{h} \left(\frac{(V_{+x} - V_{-x})}{4} + \frac{(V_{+y} - V_{-y})}{4} + V_z \right) \end{cases} \quad (4.1)$$

où $\beta = \frac{4\sqrt{2}(R_e^3 - R_i^3)}{3\pi(R_e^4 - R_i^4)}$ avec R_e le rayon externe et R_i le rayon interne du tube. $h = R_e - R_i$ est l'épaisseur du tube, L sa longueur. $d_{31} = -0,215$ nm/V est le rapport de l'allongement de la céramique pour un champ appliqué perpendiculaire ; c'est une caractéristique de la céramique utilisée. V_z est la tension appliquée sur l'électrode interne, $V_{+x}, V_{-x}, V_{+y}, V_{-y}$ sont les tensions appliquées sur les électrodes externes, le signe + désignant une électrode de coordonnée positive.

Cela donne pour le tube utilisé les déplacements suivants

$$\begin{cases} u_x = -1,0 \text{ nm} \left(V_{+x} - V_{-x} \right) \\ u_y = -1,0 \text{ nm} \left(V_{+y} - V_{-y} \right) \\ u_z = -2,1 \text{ nm} \left(\frac{(V_{+x} - V_{-x})}{4} + \frac{(V_{+y} - V_{-y})}{4} + V_z \right) \end{cases} \quad (4.2)$$

L'axe $\mathbf{e}_z$ est l'axe de propagation du faisceau d'excitation, dont la focalisation est loin d'être critique à quelques microns près. Le déplacement suivant $\mathbf{e}_z$ ne joue donc aucun rôle et l'électrode interne sera laissée à la masse. Les déplacements suivants les axes $\mathbf{e}_x$ et $\mathbf{e}_y$ du tube vont correspondre au déplacement vertical du spot sur la face de couplage, c'est à dire suivant l'axe des tiges de la sphère, et au déplacement horizontal. Compte tenu de la distance entre la partie fixée du tube et le prisme, on déduit des relations précédentes un déplacement du spot au niveau de la face de couplage

$$\begin{cases} u_H = -2,5 \text{ nm} \left(V_{+x} - V_{-x} \right) \\ u_V = -2,5 \text{ nm} \left(V_{+y} - V_{-y} \right) \end{cases} \quad (4.3)$$

Les électrodes externes auront toujours une tension opposée. On dispose d'une alimentation en tension de ± 250 V, autorisant un déplacement du spot de couplage de $\pm 1,3 \mu\text{m}$.

Optimisation du couplage puis collage sur le plateau

La pièce, dans laquelle sont collées la ferrule avec la fibre optique et la lentille GRIN, est en Macor, une céramique compatible ultra-vide, facilement usinable, qui permet de réaliser l'isolation électrique. En effet, cette pièce est collée (Epo-Tek 353ND) à l'extrémité du tube piézo-électrique. L'autre partie du tube est, quant à elle, collée dans une pièce support également en Macor. On a ainsi un bloc de couplage compact, où l'on peut modifier la position de la fibre et de la lentille GRIN grâce au tube piézo. Il faut alors optimiser le couplage avec la sphère, puis coller ce bloc sur le plateau. Pour cela, on fixe temporairement ce bloc de couplage sur un XYZ micro-contrôle. On dispose également des deux degrés de liberté sur les angles du faisceau d'excitation dans le plan d'incidence et dans le plan vertical. On a donc tous les degrés de liberté nécessaires pour le couplage.

Pour effectuer le collage de cette pièce, il n'est pas possible d'utiliser la colle Epo-Tek 353 ND, en raison du chauffage nécessaire à son durcissement. En effet, du fait de la dilatation thermique, au moment du durcissement de la colle, la pièce sera dans une mauvaise position sur le plateau. Il nous faut donc utiliser une colle qui peut durcir sans chauffer. Depuis quelques années, une nouvelle génération de colles UV est apparue, grâce à l'incorporation d'un additif cellulosique. Ces nouvelles colles présentent une faible variation de leur dimension lors du durcissement ainsi que lors d'une variation de température. De plus, elles exercent des contraintes réduites sur les pièces collées, et ont des taux de dégazage faibles (colle UV OP-65-LS de la société Dymax). Ces taux ne sont pas aussi bons que ceux des colles époxy mentionnées

auparavant, mais nous avons pu néanmoins atteindre une pression de $3 \cdot 10^{-10}$ mbar avec ce type de colle, identique à la pression obtenue pour la chambre seule.

Une fois durcie par éclairage UV, il s'est avéré nécessaire d'effectuer un deuxième durcissement de la colle, thermique cette fois, en chauffant le montage à 80°C . Cela permet de durcir la colle se trouvant dans des zones, qui ne sont pas éclairées directement. De plus, il semble que les propriétés de la colle soient modifiées par le durcissement thermique, elle devient plus résistante. Cette modification, qui se produit lors du premier chauffage, peut, si l'on ne maintient pas la pièce collée par le durcissement UV, entraîner un déplacement de la pièce.

4.2.6 Collection de la lumière : lentille GRIN et fibre multimode

Pour collecter la lumière, nous refocalisons la lumière au moyen d'une lentille à gradient d'indice identique à celle précédemment évoquée. Nous utilisons une fibre multimode avec une couche protectrice polyimide (HP93I de la société Oxford Electronics). Le diamètre du coeur, de la gaine, et de la couche protectrice sont respectivement de $93 \mu\text{m}$, $117 \mu\text{m}$ et $123 \mu\text{m}$. Cette fibre est collée dans une ferrule puis polie en forme de dôme, de manière identique à ce qui a été décrit au paragraphe 4.2.3. On ajuste de même la position de la fibre par rapport à la lentille, avant de les coller toutes deux.

Il faut ensuite positionner cet élément sur le plateau pour maximiser la lumière collectée. Du fait du diamètre du coeur important, c'est relativement aisé, beaucoup moins critique que le couplage de la sphère. C'est la raison pour laquelle il n'est pas nécessaire d'utiliser un tube piézo-électrique ; il suffit de réaliser ces ajustements dans l'air, sans avoir à craindre de les perdre lors de l'étuvage de la chambre. Une fois que cet élément est correctement positionné, on le colle sur le plateau avec la même colle UV que précédemment.

4.2.7 Résultat

Ce coupleur s'est montré parfaitement compatible ultra-vide, plus précisément, nous avons pu atteindre une pression de $3 \cdot 10^{-10}$ mbar, identique à la pression obtenue dans l'enceinte sans le coupleur. À ce niveau de pression, le coupleur n'induit donc aucune dégradation du vide.

Il fonctionne très bien dans l'air, il est relativement stable et robuste, on peut le prendre en main, le déplacer, le descendre dans la chambre à vide, le fixer, tout en conservant le couplage avec le mode de la sphère. Le vide en lui-même ne perturbe pas son fonctionnement. La question centrale est de savoir s'il peut résister à l'étuvage.

Sous l'effet d'une augmentation de température, les éléments piézo-électriques permettant le contrôle du gap et l'accord en fréquence de la sphère se contractent alors que de le reste de la structure en acier se dilate. Il faut alors augmenter la

tension appliquée sur les « piézos » pour compenser cette variation. Compte tenu de la longueur de l'empilement des cales et des différences de coefficient de dilatation thermique, une augmentation de température supérieure à environ 50 degrés nécessite l'application de la tension maximale possible. Et effectivement, au delà de 60° C, il faut se résoudre à laisser le mode « partir », on perd le couplage. Il faut alors espérer, qu'en rediminuant la température, le mode revienne.

Lors du premier essai, où nous avons chauffé jusqu'à 100°C, sans avoir effectué au préalable de durcissement thermique de la colle, le mode n'est pas revenu, il n'a pas été possible de retrouver le couplage.

Des tests effectués à l'air ont montré qu'après un cycle chauffage - refroidissement, on retrouve le mode de galerie pour les mêmes tensions appliquées sur les éléments piézo-électriques de la pince et du gap, à l'hystérésis de la céramique piézo-électrique près. Ils ne sont donc pas en cause. De même la collection de la lumière dans la fibre multimode n'est pas perdue. C'est la position du faisceau de couplage qui est modifiée, principalement dans la direction perpendiculaire au plateau.

La pièce qui supporte le tube piézo-électrique et toute l'optique de couplage est collée sur le plateau. On peut supposer que, lors du chauffage, une déformation plastique de la colle tire sur la pièce de manière non réversible entraînant une modification de sa position. Du fait de la distance importante entre la zone de collage de la pièce et le prisme (de l'ordre de 2 cm), cela induit une variation trop importante au niveau de la face de couplage pour pouvoir être rattrapée par le tube piézo-électrique.

Lors du deuxième essai, nous avons utilisé une nouvelle pièce support, qui présente une surface de contact avec le plateau plus importante, ce qui améliore l'assiette de la pièce. D'autre part, nous avons effectué un durcissement thermique préalable de la colle UV dans l'air. Enfin, nous avons étuvé la chambre à une température moindre (60°C). Nous avons pu alors retrouver le mode de galerie. Le spot du faisceau de couplage a de nouveau bougé verticalement mais moins que la fois précédente. Il nous a donc été possible de compenser ces variations avec le tube piézo-électrique et de retrouver le mode de la sphère.

Nous avons ainsi réalisé le couplage d'une microsphère accordable dans une enceinte ultra-vide. L'ensemble du montage se trouve placé à la fin du convoyeur à atomes. Nous allons voir dans les chapitres suivants que nous pouvons transporter les atomes piégés magnétiquement à proximité de la microsphère. Tous les éléments seront alors présents pour pouvoir observer le couplage entre les atomes du piège magnétique et le champ de la sphère.

Chapitre 5

Piégeage magnétique

Les pièges magnétiques sont aujourd’hui couramment employés dans les laboratoires de physique atomique pour piéger des atomes neutres. Mais ce furent d’abord des particules chargées, qui en raison de leurs plus fortes interactions avec des champs électromagnétiques, purent être piégées. Dès la fin des années 1950, des électrons furent piégés dans des pièges de type Penning [107], puis des ions [108]. Par la suite, il fut possible de piéger un électron unique [109, 110] et de le stocker pendant plusieurs mois [111]. Ce fut ensuite au tour des ions uniques de pouvoir être piégés [112], la première image d’un ion unique de Ba^+ étant réalisée en 1980 [113].

Le piégeage des particules neutres, quant à lui, fut initié au départ afin de confiner des neutrons dans une « bouteille magnétique » [114]. Ce n’est qu’en 1978, que des neutrons purent être stockés dans une telle bouteille pendant une vingtaine de minutes [115]. Cependant en raison de la faible profondeur du piège, seuls des neutrons ayant une très faible vitesse pouvaient être piégés. C’est cette même limite de la profondeur de piégeage qui a longtemps empêché le piégeage des atomes neutres. Malgré des indications de piégeage d’atomes neutres en 1975 [116], le pas décisif fut franchi grâce au développement des techniques de refroidissement d’atomes par laser, permettant d’obtenir des nuages d’atomes avec des températures inférieures au milliKelvin. C’est en 1985 que des atomes neutres, préalablement refroidis par laser, ont été pour la première fois piégés dans un piège magnétique quadrupolaire [117]. Par la suite, les pièges magnétiques ont joué un rôle décisif dans la physique des atomes froids, étant une étape quasi-indispensable dans l’obtention de la condensation de Bose-Einstein [118, 119].

La première partie de ce chapitre est consacrée à des généralités concernant le piégeage magnétique. Nous décrirons ensuite les différents types de pièges employés habituellement et leurs principales propriétés. Nous introduirons enfin les micro-pièges magnétiques et leurs principaux avantages.

5.1 Atomes en champ magnétique

5.1.1 Interaction magnétique

Le principe du piégeage magnétique est basé sur l'interaction entre le moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ des atomes et un champ magnétique extérieur. L'énergie potentielle de l'atome est donnée par

$$E = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (5.1)$$

Classiquement, on peut réécrire cette équation

$$E = -\mu B \cos\theta \quad (5.2)$$

où θ est l'angle entre le moment magnétique et le champ magnétique, autour duquel celui-ci précesse à la fréquence de Larmor donnée par

$$\nu_{Larmor} = \frac{\mu B}{h} \quad (5.3)$$

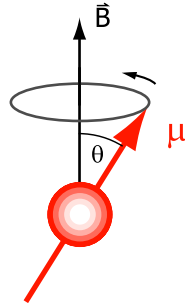


Figure 5.1: *Moment magnétique précessant autour du champ $\mathbf{B}$.*

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 l'hamiltonien

$$\hat{H} = \frac{\mu_B}{h} g_F \hat{\mathbf{F}} \cdot \mathbf{B} \quad (5.4)$$

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

Les valeurs propres de cet hamiltonien, pour un axe de quantification parallèle au champ magnétique, sont données par

$$E_{F,m_F} = \mu_B g_F m_F B \quad (5.5)$$

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

Considérons maintenant un champ magnétique inhomogène. Si l'atome peut suivre adiabatiquement les lignes de champ magnétique, son énergie potentielle magnétique aura les mêmes dépendances spatiales que le champ magnétique

$$E(\mathbf{r}, t) = \mu_B g_F m_F B(\mathbf{r}, t) \quad (5.6)$$

Dans le cas où le produit $g_F m_F$ est positif, l'atome sera « chercheur de champ faible », il tendra à aller vers un minimum local du champ magnétique. Si le produit $g_F m_F$ est négatif, l'atome sera « chercheur de champ fort », il tendra à aller vers un maximum local du champ magnétique.

D'après le théorème de Wing [120], on ne peut réaliser de maximum local pour un champ magnétique statique dans le vide, seuls des minima sont possibles. Par conséquent, seuls les atomes dans un état « chercheurs de champ faible » pourront être piégés, ce qui correspond pour l'atome de ^{87}Rb aux sous-niveaux indiqués sur la figure 5.2.

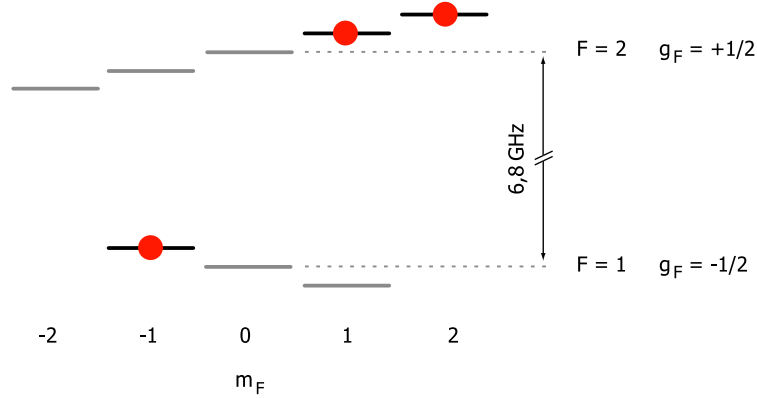


Figure 5.2: *Splitting Zeeman des sous-niveaux $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$ du fondamental $5^2S_{1/2}$ du ^{87}Rb . Marqués d'un point sont représentés les sous-niveaux « chercheurs de champ faibles » susceptibles de pouvoir être piégés magnétiquement.*

La force magnétique qui s'exerce sur un atome placé dans un champ magnétique inhomogène est donnée par

$$\mathbf{F} = \mu_B g_F m_F \nabla B \quad (5.7)$$

5.1.2 Pertes Majorana

Un atome se déplaçant dans un champ magnétique inhomogène restera dans le même sous-niveau m_F (ou en termes classiques maintiendra son angle de précession), tant que la vitesse des changements de direction du champ magnétique dans le référentiel de l'atome restera faible devant la fréquence de Larmor.

$$\frac{d}{dt} \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \ll \nu_L \quad (5.8)$$

Cette condition de suivi adiabatique peut être non satisfaite au voisinage du minimum, où la fréquence de Larmor est plus faible. Il peut alors se produire des transitions Majorana vers des sous-niveaux magnétiques non piégeants, conduisant à des pertes d'atomes [121]. Ces pertes sont essentiellement à prendre en considération pour des atomes très froids [122, 123], tels les atomes dans un condensat de

Bose-Einstein. Pour des atomes relativement chauds, elles jouent un rôle négligeable devant les pertes par collisions avec le gaz résiduel, les atomes n'étant que très peu situés au voisinage du minimum.

En effet, on peut suivant [124] estimer la durée de vie d'un piège quadrupolaire en considérant un atome situé à une distance r_{at} du centre du piège quadrupolaire et se déplaçant à la vitesse v_{at} rectilignement par rapport au centre du piège, les lignes de champ magnétiques changent de direction à la vitesse v_{at}/r_{at} . La fréquence de Larmor est donnée par $\frac{\mu B' r_{at}}{h}$. La condition d'adiabaticité entraîne donc que l'atome ne doit pas s'approcher du centre du piège à moins de

$$r_{lim} = \sqrt{\frac{h v_{at}}{\mu B'}} \quad (5.9)$$

Le nombre d'atomes qui entrent dans ce volume par unité de temps est donné par $\frac{dN}{dt} \sim n_{at} v_{at} r_{lim}^2$ où $n_{at} = \frac{N_{at}}{L_{piège}^3}$ est la densité atomique du nuage d'atomes froids, avec $L_{piège}$ la taille moyenne du nuage dans le piège, qu'on peut estimer par la relation $k_B T = M v^2 \simeq \mu B' L_{piège}$.

On peut alors évaluer la durée de vie des atomes dans le piège due aux pertes Majorana par la relation

$$\tau \sim \frac{M}{h} L_{piège}^2 \sim \frac{M k_B}{h \mu} \left(\frac{T}{B'} \right)^2 \sim 3 \cdot 10^6 \text{ s} \times \left(\frac{T(\text{mK})}{B'(\text{G/cm})} \right)^2 \quad (5.10)$$

5.1.3 Ordres de grandeurs utiles

Afin de pouvoir piéger des atomes, il convient d'estimer les caractéristiques minimales que le piège magnétique doit présenter.

Il faut que le piège ait un gradient suffisant pour compenser la gravité soit

$$\left| \frac{\partial B}{\partial z} \right| = \frac{Mg}{\mu_B g_F m_F} \simeq 15,3 \text{ G/cm} \quad (5.11)$$

On verra par la suite que les micropièges magnétiques permettent d'obtenir des gradients pouvant atteindre plusieurs milliers de G/cm.

Une autre caractéristique importante est la température des atomes pouvant être piégés, donnée par

$$T_{\Delta B} = \frac{\Delta E}{k_B} = \frac{\mu_B g_F m_F \Delta B}{k_B} \simeq 67,2 \text{ } \mu\text{K} \times \Delta B(\text{G}) \quad (5.12)$$

que l'on peut facilement retenir en pratique par les équivalences suivantes $1 \text{ mK} = 15 \text{ G} = 21 \text{ MHz}$.

On voit donc que pour pouvoir envisager de piéger des atomes thermiques, par exemple de ^{87}Rb dans le sous-niveau $|F = 2, m_F = 2\rangle$, il faut une profondeur de piégeage de 450 MG, complètement impossible à atteindre expérimentalement. Les potentiels les plus profonds se situent aux environs de 10^4 G , rendant possible le piégeage d'atomes ayant des températures de l'ordre du Kelvin. Il a été démontré la

possibilité d'atteindre de telles températures en refroidissant un ensemble d'atomes avec un gaz tampon [125, 126]. Mais la solution la plus couramment employée est le refroidissement d'atomes par laser, permettant d'obtenir des échantillons avec des températures très inférieures à 1 mK, qu'on peut piéger avec des profondeurs de piégeage de l'ordre de la dizaine de Gauss, aisément réalisables.

5.2 Types de Pièges Magnétiques

5.2.1 Pièges Quadrupolaires

Pièges quadrupolaires 3D

La configuration de champ magnétique la plus simple, et la première à avoir été utilisée pour piéger des atomes est le champ quadrupolaire [117]. On l'obtient traditionnellement au moyen d'une paire de bobines en configuration Anti-Helmholtz (deux bobines identiques coaxiales séparées par une distance égale au rayon et parcourues par des courants opposés) (voir la figure 5.3).

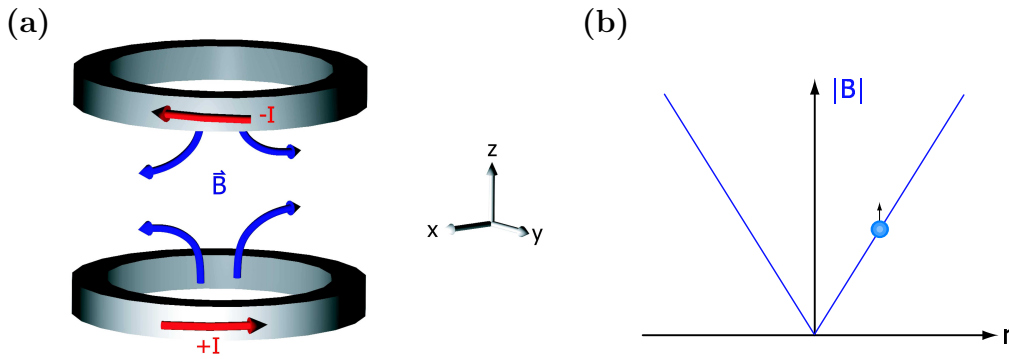


Figure 5.3: (a) Paire de bobines parcourues par des courants opposés réalisant un champ quadrupolaire. (b) Potentiel linéaire vu par l'atome, avec annulation du champ magnétique au centre.

Une des propriétés du champ quadrupolaire est le comportement linéaire du champ magnétique à partir du centre

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = b_x x + b_y y + b_z z \quad (5.13)$$

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

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B' \begin{pmatrix} x \\ y \\ -2z \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

L'autre propriété importante du champ quadrupolaire 3D est l'annulation du champ magnétique au centre du piège. Pour des atomes au voisinage du minimum, l'orientation du champ magnétique varie très rapidement, ce qui conduit à des pertes

Majorana. L'ajout d'un champ homogène ne peut que décaler le point d'annulation, non l'éliminer. Pour des atomes très froids, il est alors nécessaire d'utiliser un autre type de piège (voir le paragraphe 5.2.2).

Pièges quadrupolaires 2D

Un piège quadrupolaire bidimensionnel confine les atomes uniquement suivant deux dimensions. Il est décrit par l'équation (5.15)

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B' \begin{pmatrix} 0 \\ -y \\ z \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

On l'obtient habituellement au moyen de *barres Ioffe*. Il s'agit d'une configuration de quatre conducteurs représentée sur la figure 5.4, où des conducteurs voisins sont parcourus par des courants opposés.

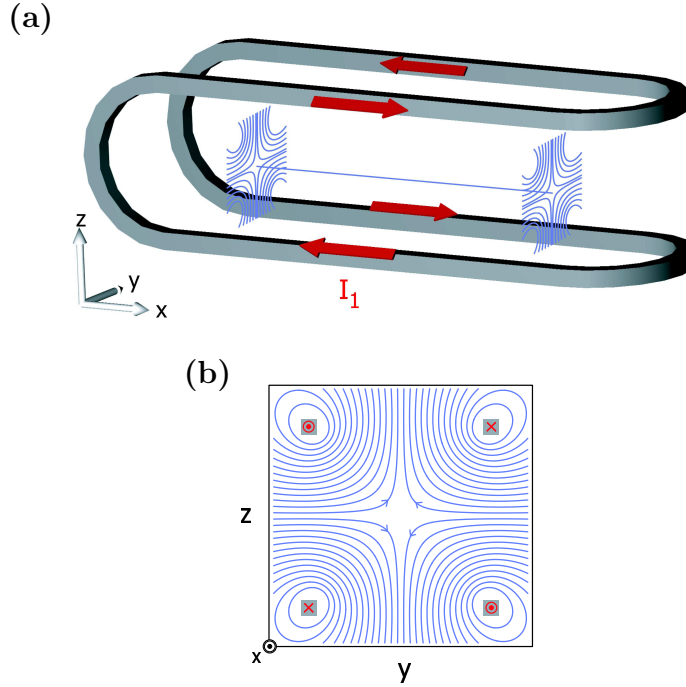


Figure 5.4: (a) Réalisation d'un champ quadrupolaire bidimensionnel au moyen de barres Ioffe. (b) Lignes de champ dans le plan ($\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$)

Dans un montage standard, les barres Ioffe sont séparées par quelques centimètres et parcourues par des courants de plusieurs centaines d'Ampères, permettant de réaliser des gradients de l'ordre de 200-300 G/cm [127].

5.2.2 Pièges Ioffe-Pritchard

Le piège le plus simple permettant l'obtention d'un minimum non nul est le piège dit de Ioffe-Pritchard, proposé d'abord par Ioffe pour le confinement d'un plasma

[128] puis par Pritchard pour le confinement d'atomes neutres [129]. Il est constitué d'un champ quadrupolaire bidimensionnel pour le piégeage axial et d'un champ longitudinal perpendiculaire au plan du quadrupôle, constitué d'une partie homogène destinée à supprimer l'annulation du champ magnétique et d'une partie quadratique pour pouvoir piéger les atomes longitudinalement. Le respect des équations de Maxwell conduit à un champ de la forme

$$\mathbf{B} = B_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} 0 \\ -y \\ z \end{pmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{pmatrix} x^2 - \frac{1}{2}(y^2 + z^2) \\ -xy \\ -xz \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

Ce type de potentiel peut s'obtenir en ajoutant aux barres Ioffe du piège quadrupolaire bidimensionnel, une paire de bobines de confinement appelées « bobines Pinch » qui sont coaxiales, parcourues par un courant de même sens et suffisamment éloignées pour obtenir une diminution notable du champ entre elles. On a alors un minimum local du champ magnétique permettant de piéger les atomes dans un potentiel non nul (voir la figure 5.5)

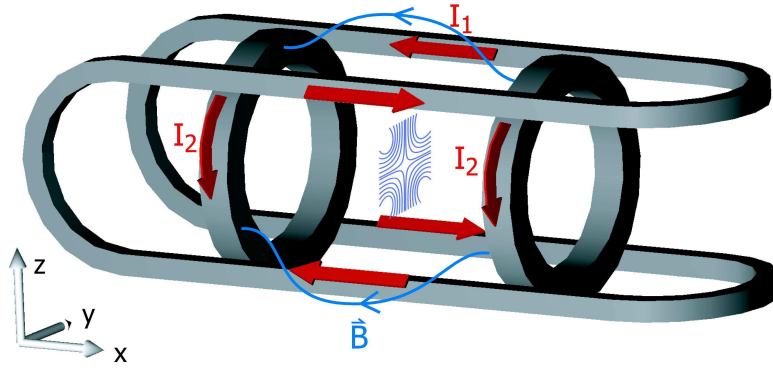


Figure 5.5: Obtention d'un piège Ioffe Pritchard 3D au moyen de barres Ioffe et de bobines « Pinch ».

Au voisinage du centre du piège, le potentiel peut être correctement décrit par une approximation harmonique

$$B(\rho, x) \simeq B_0 + \frac{B''}{2}x^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right) \rho^2 \quad (5.17)$$

où $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$. Dans le cas de pièges très anisotropes, pour lesquels $\frac{B'^2}{B_0} \gg B''$ (ce qui correspond aux paramètres expérimentaux), cette relation se simplifie pour donner

$$B(\rho, x) \simeq B_0 + \frac{B''}{2}x^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{B'^2}{B_0} \right) \rho^2 \quad (5.18)$$

On voit sur la relation 5.18 que :

- la forme du piège peut être modifiée en jouant indépendamment sur le gradient et la courbure du champ.

- le champ au centre du potentiel est non nul, permettant d'éviter ainsi les pertes Majorana. Plus précisément, les lignes de champ ne variant pas dans la direction axiale, on doit comparer la fréquence transversale d'oscillation de l'atome dans le piège avec la fréquence de Larmor. On définit un coefficient d'adiabaticité

$$\alpha_{adiab} = \frac{\nu_{L,min}}{\nu_{\perp}} = \frac{\mu_B g_F m_F B_{min}}{h \nu_{\perp}} \quad (5.19)$$

dont une valeur de sécurité est typiquement de l'ordre de 10.

- le champ varie quadratiquement au voisinage du minimum.
- On obtient ainsi un piège harmonique anisotrope de fréquences

$$\nu_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{M}} \frac{B'}{\sqrt{B_0}} \quad (5.20)$$

$$\nu_{\parallel} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_B g_F m_F}{M}} \sqrt{B''} \quad (5.21)$$

5.3 Micropièges Magnétiques

Les configurations magnétiques que l'on peut réaliser au moyen de bobines ou de barres finissent par être limitées par la complexité et la précision du montage des différentes parties. De plus, la mise en jeu d'un nombre croissant d'éléments nécessite d'augmenter les tailles et les distances entre les différents conducteurs, imposant l'emploi de puissance de plus en plus importantes, pouvant aller jusqu'à plusieurs kiloWatts.

Une possibilité pour circonvenir ces limitations consiste à utiliser des matériaux magnétiques comme des disques durs d'ordinateurs [130, 131], des petits éléments permanents [132] et/ou des fils libres de tout support parcouru par des courants [133, 134].

Une autre possibilité proposée par J. D. Weinstein et K. G. Libbrecht [31], utilise des conducteurs déposés sur une surface par des techniques de lithographie, pour réaliser des micropièges magnétiques. L'utilisation de conducteurs miniaturisés sur une surface présente plusieurs avantages déterminants :

Thermalisation avec le substrat Le contact des conducteurs avec une surface permet de dissiper la chaleur plus rapidement, permettant l'utilisation de densités de courant plus importantes, comparativement aux fils libres, pouvant atteindre jusqu'à 10^8 A/cm^2 [57].

Stabilité mécanique des différents composants Une fois la structure électronique fabriquée, les positions des conducteurs restent fixes sur la puce éliminant le problème des vibrations.

Flexibilité par l'emploi de potentiels variant dans le temps On préserve contrairement aux aimants permanents la possibilité de modifier temporellement les potentiels magnétiques et ainsi d'avoir un contrôle sur la position à un instant donné des atomes [33]. De plus, par rapport à un piégeage au moyen de bobines, l'inductivité est considérablement plus faible permettant des variations plus rapides.

Utilisation des techniques standard de fabrication On bénéficie de toutes les techniques de lithographie développées pour la fabrication de puces en électronique. Sauf applications particulières, un grand nombre d'expériences peuvent être réalisées en utilisant des puces fabriquées suivant des techniques standards.

Miniaturisation des différents composants La miniaturisation des conducteurs peut atteindre une précision de quelques microns. Ceci permet d'obtenir des pièges très raides avec une puissance électrique moindre. En effet, pour un conducteur de dimension caractéristique d parcouru par un courant I , le gradient b et la courbure κ du potentiel se comportent suivant $b \propto I/d^2$ et $\kappa \propto I/d^3$. Ceci permet d'augmenter notamment le taux de collisions élastiques lors du refroidissement évaporatif nécessaire à la condensation de Bose-Einstein, ce qui en diminue la durée, relaxant les contraintes de vide et simplifiant donc le montage expérimental [54, 135].

Réalisation de potentiels complexes L'emploi des techniques de lithographie rend possible la fabrication de structures conductrices complexes, où de nombreux blocs fonctionnels, permettant de réaliser des opérations définies sur les atomes, peuvent être intégrés. Les atomes sont piégés à proximité des conducteurs, typiquement à quelques centaines de microns. Ils sont donc influencés uniquement par les conducteurs « proches ». Des conducteurs éloignés peuvent effectuer d'autres opérations sur d'autres atomes, sans causer de perturbations, ce qui permet une grande flexibilité dans la manipulation des atomes.

Cette partie est destinée à présenter les différentes « briques », dont on dispose avec les micropièges magnétiques pour manipuler les atomes [136, 137].

5.3.1 Pièges Quadrupolaires 2D

La brique élémentaire est le piège quadrupolaire bidimensionnel, qui est l'« ingrédient » de base réalisant le confinement transversal du piège quadrupolaire tridimensionnel et du piège Ioffe-Pritchard.

Champ créé par un conducteur linéaire et un champ homogène perpendiculaire

Considérons un conducteur linéaire parcouru par un courant I orienté suivant l'axe $\mathbf{e}_x$ (voir la figure 5.6). Si l'on superpose un champ homogène $\mathbf{B}_0 = B_{0,y}\mathbf{e}_y$ perpendiculaire au conducteur, on obtient un champ quadrupolaire bidimensionnel dont le centre se situe à une distance z_0 du conducteur, position où le champ homogène et le champ du conducteur se compensent. Les axes du quadrupôle sont orientés à 45 degrés par rapport au champ homogène. Ce champ est invariant par translation le long de l'axe $\mathbf{e}_x$. On obtient ainsi une ligne nulle parallèle au conducteur, permettant de réaliser un guide à atomes.

Le champ d'un conducteur linéaire de diamètre nul et infiniment long est décrit en coordonnées cylindriques par l'équation (5.22)

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_r \quad (5.22)$$

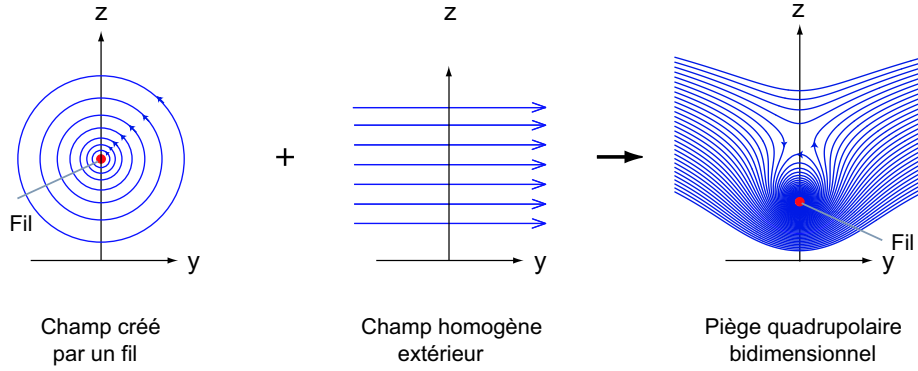


Figure 5.6: *Superposition du champ d'un conducteur linéaire et d'un champ homogène perpendiculaire permettant de réaliser un champ quadrupolaire bidimensionnel.*

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide. On en déduit le module du champ magnétique en un point de l'axe $\mathbf{e}_z$,

$$B(z) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{z} \approx 2000 \text{ G} \frac{I(\text{A})}{z(\mu\text{m})} \quad (5.23)$$

Les gradients B' et courbures B'' du champ sont donnés par

$$B'(z) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{z^2} \approx -2 \cdot 10^7 \text{ G/cm} \frac{I(\text{A})}{z^2(\mu\text{m})} \quad (5.24)$$

$$B''(z) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{z^3} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ G/cm}^2 \frac{I(\text{A})}{z^3(\mu\text{m})} \quad (5.25)$$

Le centre du piège se situe à une distance z_0 du conducteur donnée par

$$z_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{B_{0,y}} \approx 2000 \mu\text{m} \frac{I(\text{A})}{B_{0,y}(\text{G})} \quad (5.26)$$

La valeur du gradient du champ magnétique en cette position s'écrit

$$B' = -\frac{2\pi}{\mu_0} \frac{B_{0,y}^2}{I} \approx -5 \text{ G/cm} \frac{B_{0,y}^2(\text{G})}{I(\text{A})} \quad (5.27)$$

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 des micropièges étant plus larges que hauts (largeur $\sim 50 - 100 \mu\text{m}$, hauteur $\sim 10 - 20 \mu\text{m}$), on peut utiliser l'expression du champ créé par un conducteur infiniment long, de hauteur nulle et de largeur w

$$\mathbf{B}(x, y=0, z) = -\frac{\mu_0}{\pi} \frac{I}{w} \arctan\left(\frac{w}{2z}\right) \mathbf{e}_y \quad (5.28)$$

En particulier, le champ directement à la surface du conducteur prend une valeur finie

$$B_{max}(x, y = 0, z = 0) = \frac{\mu_0}{2} \frac{I}{w} \quad (5.29)$$

Les gradients et courbures du champ sont alors donnés par

$$B'(z) = -\frac{2\mu_0}{\pi} \frac{I}{w^2 + 4z^2} \quad (5.30)$$

$$B''(z) = \frac{16\mu_0}{\pi} \frac{Iz}{(w^2 + 4z^2)^2} \quad (5.31)$$

et la distance z_0 du centre du piège par rapport au conducteur s'écrit

$$z_0 = \frac{w}{2 \tan \left(\frac{\pi}{\mu_0} \frac{w}{I} B_{0,y} \right)} \quad (5.32)$$

Le champ quadrupolaire bidimensionnel, d'axes décalés de 45 degrés par rapport aux axes $(\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$, est finalement donné par l'équation

$$\mathbf{B}(x, y, z) = B' \begin{pmatrix} 0 \\ z - z_0 \\ y \end{pmatrix} \quad (5.33)$$

Autres configurations possibles

Un grand nombre d'autres configurations ont été proposées et certaines réalisées utilisant des guides à atomes similaires. Une présentation des différentes possibilités peut être trouvée dans la référence [138]. Certaines offrent de plus la possibilité de séparer un ensemble d'atomes, soit en jouant sur un champ homogène extérieur, soit en déposant sur le substrat une structure où deux conducteurs se séparent. La cohérence de ces « séparatrices atomiques » n'a pas encore pour l'instant été démontrée.

5.3.2 Piégeage 3D

Effet de l'ajout d'un champ homogène

On a vu précédemment comment réaliser un champ quadrupolaire bidimensionnel qui permet de confiner les atomes suivant deux dimensions. Pour pouvoir obtenir un piégeage d'atomes dans trois dimensions, on doit parvenir à « fermer » le guide à atomes du champ quadrupolaire 2D. Si l'on ajoute un champ homogène

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \begin{pmatrix} B_x^{hom} \\ B'(z - z_0) + B_y^{hom} \\ B'y + B_z^{hom} \end{pmatrix} \quad (5.34)$$

Le centre du piège va être déplacé

$$\mathbf{r}_{min}(x) = \begin{pmatrix} x \\ -B_z^{hom}/B' \\ z_0 - B_y^{hom}/B' \end{pmatrix} \quad (5.35)$$

et le minimum du potentiel sera non nul, donné par $|\mathbf{B}(\mathbf{r}_{min})| = |B_x^{hom}(\mathbf{r}_{min})|$.

Toutefois, on n'obtient pas de piégeage suivant la direction longitudinale du guide. Pour parvenir à un confinement tridimensionnel, il est donc nécessaire d'ajouter à la configuration précédente des champs inhomogènes.

Champ créé par un croisement de conducteurs

On peut par exemple essayer d'utiliser deux « briques élémentaires » précédentes en combinant deux potentiels quadrupolaires bidimensionnels d'axes perpendiculaires. On obtient alors un croisement de conducteurs (voir la figure 5.7).

Soit $\mathbf{B}^\perp$ le champ créé par le conducteur perpendiculaire au conducteur « initial » réalisant le potentiel quadrupolaire bidimensionnel. Dans la limite, vérifiée en pratique, où le confinement transversal est beaucoup plus grand que le confinement longitudinal, on peut se limiter à une approximation linéaire. Le centre du potentiel et la valeur du minimum sont alors donnés par les équations

$$\mathbf{r}_{min} = \begin{pmatrix} x_{min} \\ -B_z^\perp/B' \\ z_0 - B_y^\perp/B' \end{pmatrix} \quad (5.36)$$

$$B_{min} = \left| B_x^\perp + \begin{pmatrix} 0 \\ -B_z^\perp/B' \\ -B_y^\perp/B' \end{pmatrix} \cdot (\nabla B_x^\perp) \right| \quad (5.37)$$

où $B_i^\perp = B_i^\perp(x, y = 0, z = z_0)$

Si l'on considère de plus un conducteur infiniment long, $B_y^\perp = 0$ et $\mathbf{B}^\perp$ ne dépend pas de y . Le centre du potentiel suivant l'axe $\mathbf{e}_x$ est alors simplement donné par

$$\mathbf{r}_{min}(x) = \begin{pmatrix} \text{Min}(|B_x^\perp(x, y = 0, z = z_0)|) \\ -B_z^\perp/B' \\ z_0 \end{pmatrix} \quad (5.38)$$

et le minimum par

$$B_{min}(x) = |B_x^\perp(x, y = 0, z = z_0)| \quad (5.39)$$

Ainsi, dans cette approximation, le champ du conducteur perpendiculaire a deux effets :

- sa composante transversale $B_z^\perp$ décale le centre du piège suivant l'axe $\mathbf{e}_y$.
- sa composante longitudinale $B_x^\perp$ évaluée en $(x, y = 0, z = z_0)$ donne le potentiel magnétique suivant l'axe $\mathbf{e}_x$.

On obtient ainsi un découplage du confinement transversal et longitudinal, utile en pratique pour avoir une intuition des potentiels créés. Ce découplage repose sur l'hypothèse que le confinement transversal est beaucoup plus important que le confinement longitudinal et donc que le gradient transversal est très supérieur au gradient longitudinal. Ce sera le cas lorsque le courant dans le conducteur perpendiculaire sera très inférieur au courant dans le conducteur initial, $I_2 \ll I_1$. Si tel n'est pas le cas, il faut avoir recours à des évaluations numériques. La comparaison avec ces évaluations montre que le découplage précédent donne en fait des résultats satisfaisants tant que $I_2 < I_1/2$ [137].

L'effet du conducteur supplémentaire d'axe e_y seul est de créer une bosse de potentiel suivant l'axe e_x (voir la figure 5.7).

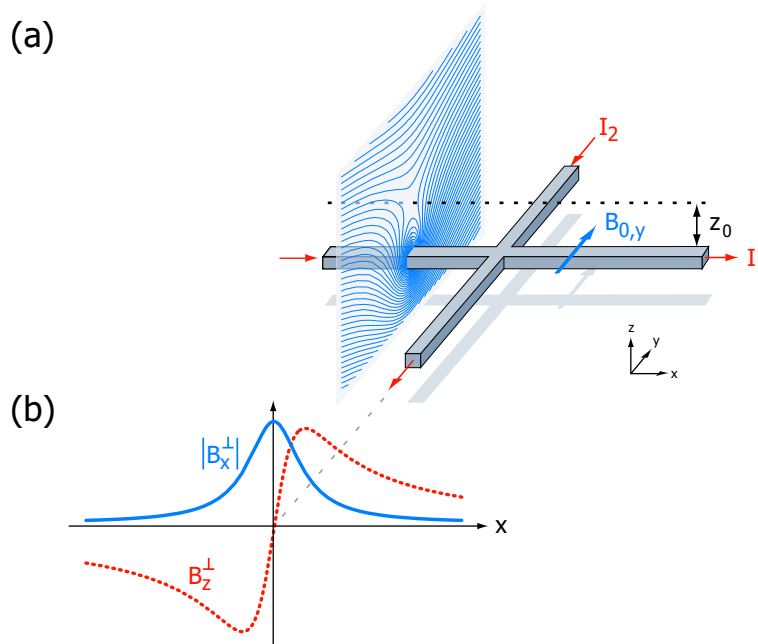


Figure 5.7: (a) Croisement de conducteurs : I_1 fournit le confinement transversal, I_2 crée le potentiel longitudinal. (b) Composantes $|B_x^\perp|$ et $B_z^\perp$ créées par le conducteur perpendiculaire I_2 .

Pour créer un puits de potentiel dans la direction longitudinale, il nous faut rajouter un champ extérieur d'axe e_x

Champ créé par un croisement de conducteurs et un champ homogène

Considérons la situation de la figure 5.8, où l'on ajoute un champ extérieur suivant l'axe e_x , qui s'oppose au champ créé par le conducteur perpendiculaire au niveau du centre du guide.

Plusieurs cas se présentent suivant la valeur du champ homogène :

- Si le champ ajouté a une valeur inférieure au maximum du champ créé par le conducteur perpendiculaire, alors la somme de leurs composantes suivant

l'axe e_x sera négative dans un certain intervalle à proximité du conducteur. En passant au module du champ, on obtient deux pièges quadrupolaires tridimensionnels, situés de part et d'autre du conducteur transversal (voir la figure 5.8).

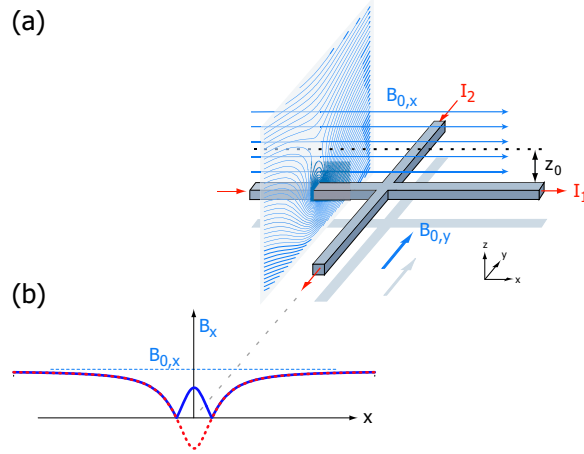


Figure 5.8: *(a) Double pièges quadrupolaires tridimensionnels obtenus par un croisement de conducteurs et un champ homogène $(B_{0,x}, B_{0,y}, 0)$. (b) Potentiel longitudinal en trait continu, en trait pointillé champ longitudinal.*

- Si l'on augmente le champ homogène, alors les deux pièges quadrupolaires s'unissent au niveau du conducteur pour donner un puits de potentiel dans lequel les atomes peuvent être longitudinalement piégés. On obtient ainsi un piège Ioffe-Pritchard dont le minimum peut être ajusté en jouant sur le module du champ homogène (voir la figure 5.9).

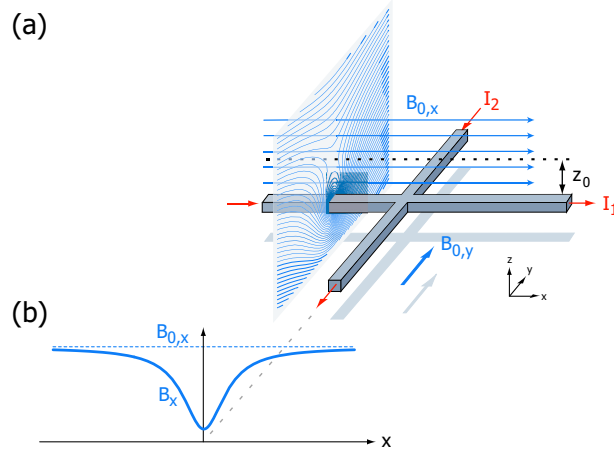


Figure 5.9: *(a) Piège Ioffe-Pritchard tridimensionnel obtenu par un croisement de conducteurs et un champ homogène $(B_{0,x}, B_{0,y}, 0)$. (b) Puits de potentiel longitudinal.*

5.3.3 Pièges Ioffe-Pritchard 3D

Champ créé par un double croisements de conducteurs

Précédemment le minimum du potentiel longitudinal était obtenu en superposant un champ homogène au champ créé par un conducteur. Une autre possibilité consiste à créer deux maxima du potentiel suffisamment séparés pour donner naissance à un puits de potentiel d'une certaine profondeur entre eux. C'est la situation d'un piège Ioffe-Pritchard classique, obtenu en ajoutant des bobines montées sur l'axe des barres Ioffe. Ceci peut être réalisé avec des micropièges au moyen d'un double croisements de conducteurs (voir la figure 5.10).

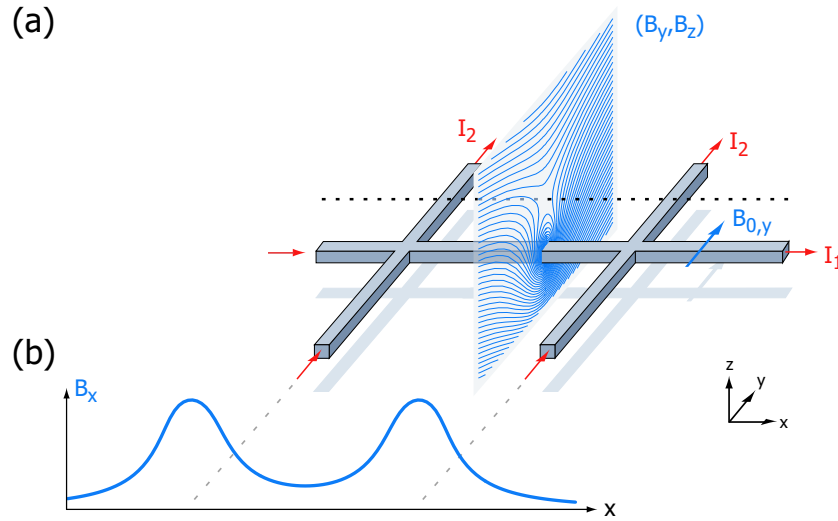


Figure 5.10: (a) Piège Ioffe-Pritchard tridimensionnel obtenu par un double croisement de conducteurs. (b) Puits de potentiel longitudinal

Cette configuration présente l'avantage d'être plus « intégrée », au sens où la paire de bobines macroscopiques est remplacée par un conducteur supplémentaire de taille micrométrique, déposé sur le substrat.

Champ créé par un conducteur en Z

Une version plus simple pour réaliser un piège Ioffe-Pritchard 3D consiste à utiliser une version tronquée de la structure précédente, où seulement une partie des conducteurs perpendiculaires sont utilisés (voir la figure 5.11) [32]. Le courant parcourt ainsi un « Z ». Le conducteur central et le champ homogène $\mathbf{B}_0 = B_{0,y} \mathbf{e}_y$ génère le champ quadrupolaire bidimensionnel. Les contributions des deux parties du conducteur orientées suivant l'axe $\mathbf{e}_y$ s'ajoutent au centre du piège pour donner un minimum non-nul. Cela présente plusieurs avantages. Expérimentalement, le croisement de conducteurs implique, afin d'éviter les court-circuits, de fabriquer un substrat multicouches où les conducteurs se croisent à des hauteurs différentes, ce qui complique le processus de fabrication de la puce. D'autre part, deux sources de courant sont nécessaires (une pour le conducteur, une pour le champ homogène), au

lieu de quatre dans la situation précédente, ce qui simplifie et améliore la stabilité du piège.

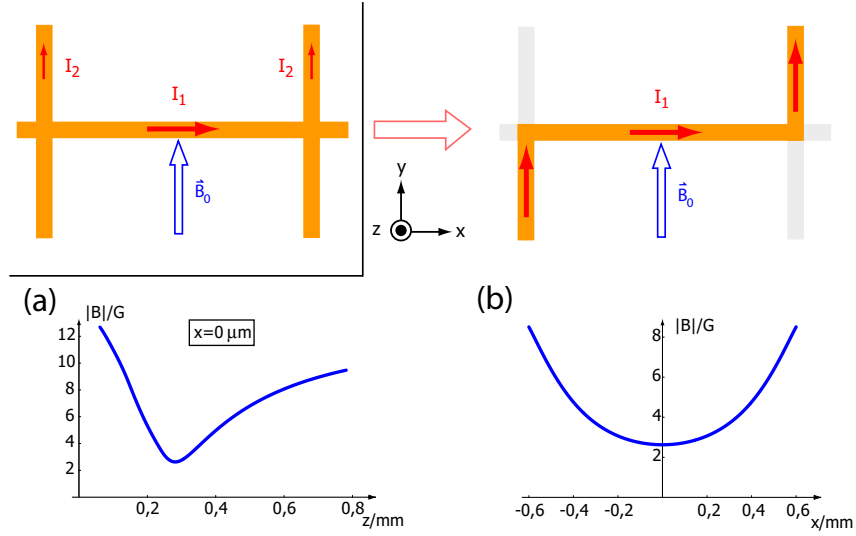


Figure 5.11: *Passage d'une configuration à deux croisements à une configuration en forme « Z » pour réaliser un piège Ioffe-Pritchard. (a) Module du champ magnétique suivant l'axe e_z . (b) Module du champ magnétique suivant l'axe e_x . Le conducteur a une largeur de $200\ \mu\text{m}$ et est parcouru par un courant de $2\ \text{A}$. Le champ homogène $B_{0,y}$ vaut $12\ \text{G}$. La distance entre les deux bras du « Z » est de $1,2\ \text{mm}$.*

Ordre de grandeur

Considérons un conducteur en « Z » de largeur $50\ \mu\text{m}$, de longueur entre les deux bras du « Z » $2\ \text{mm}$, parcouru par un courant de $2\ \text{A}$, avec un champ homogène ($2.2\ \text{G}$, $55\ \text{G}$, $0\ \text{G}$). Le gradient transversal vaut alors $7000\ \text{G/cm}$, et la courbure $2,4 \cdot 10^7\ \text{G/cm}^2$. On obtient donc des pièges très raides avec des puissances de seulement quelques Watts. Le centre du piège se situe à une distance $z_0 = 70\ \mu\text{m}$ de la surface du conducteur. La fréquence transversale du piège vaut $\nu_{\perp} \simeq 6\ \text{kHz}$. La courbure axiale est de $18000\ \text{G/cm}^2$, donnant une fréquence longitudinale de $\nu_{\parallel} \simeq 17\ \text{Hz}$.

Le confinement d'un atome dans l'état fondamental du piège est estimé par l'écart quadratique moyen du fondamental de l'oscillateur harmonique. Suivant les deux directions transversales (e_y, e_z), la localisation de l'atome peut être très importante

$$x_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2M2\pi\nu_{\perp}}} \sim 100\ \text{nm} \quad (5.40)$$

On peut comparer les fréquences d'oscillations dans le piège avec la fréquence de recul de l'atome de Rubidium donnée par

$$\nu_{\text{rec}} = \frac{E_{\text{rec}}}{h} = \frac{h}{2M\lambda^2} \simeq 3,7\ \text{kHz} \quad (5.41)$$

On peut ainsi obtenir $\nu_{\perp} > \nu_{rec}$ et donc entrer dans le régime de Lamb-Dicke caractérisé par $\nu_{\perp} \gg \nu_{rec}$.

5.3.4 Pièges Quadrupolaires 3D

Champ créé par un double croisements de conducteurs

On a décrit précédemment comment obtenir un piège Ioffe-Pritchard au moyen d'un double croisements de conducteurs. La même structure permet de créer un piège quadrupolaire tridimensionnel. Il suffit pour cela d'inverser le sens du courant dans l'un des deux conducteurs orientés suivant l'axe $\mathbf{e}_y$. Au milieu des deux conducteurs, les deux composantes longitudinales du champ s'annulent. On peut y voir une certaine analogie avec la configuration de bobines anti-Helmoltz. Le conducteur suivant $\mathbf{e}_x$ et le champ homogène suivant $\mathbf{e}_y$ fournissent le gradient transversal, les deux conducteurs suivant $\mathbf{e}_y$ fournissent le gradient longitudinal (voir la figure 5.12).

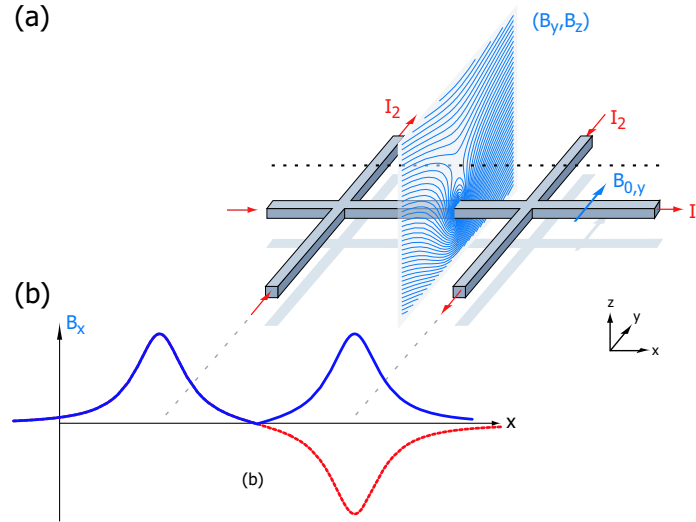


Figure 5.12: (a) Piège quadrupolaire tridimensionnel obtenu par un double croisements de conducteurs. (b) Champ et potentiel longitudinal avec un minimum nul.

Champ créé par un conducteur en U

Suivant un principe similaire au conducteur en « Z » d'un piège Ioffe-Pritchard, on « tronque » la structure en double croisements précédente, pour que le courant parcourt cette fois-ci un « U » (voir la figure 5.13). Les contributions des deux parties du conducteurs orientées suivant l'axe $\mathbf{e}_y$ s'annulent au centre du piège pour donner un minimum nul.

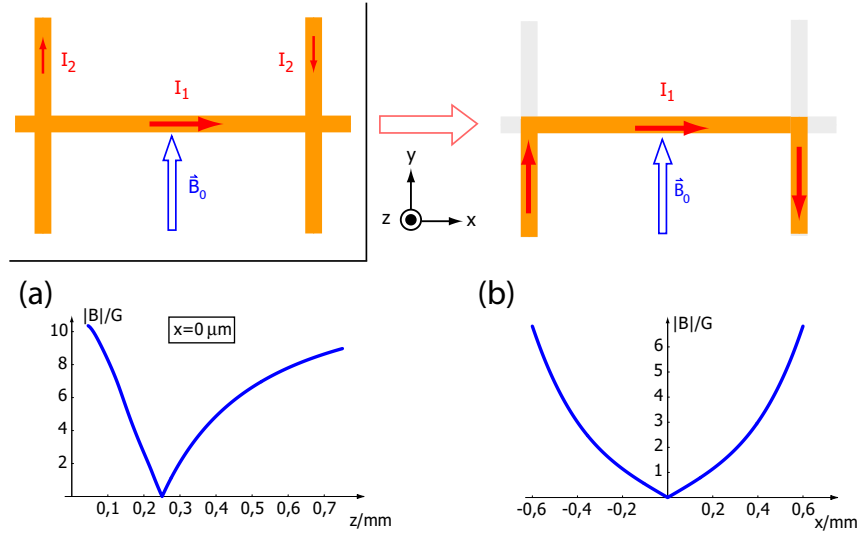


Figure 5.13: *Passage d'une configuration à deux croisements à une configuration en forme « U », afin de réaliser un piège quadrupolaire 3D. (a) Module du champ magnétique suivant l'axe e_z . (b) Module du champ magnétique suivant l'axe e_x . Le conducteur a une largeur de $200 \mu m$ et est parcouru 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 $1,2 mm$.*

Nous avons dans ce chapitre, après quelques généralités sur le piégeage magnétique d'atomes neutres, présenté différents types de pièges standards. Nous avons ensuite décrit les structures conductrices de base des micropièges magnétiques. Un des avantages des micropièges est la possibilité de réaliser des structures conductrices complexes. Dans le chapitre suivant, nous allons détailler une structure conductrice réalisant un « convoyeur magnétique pour atomes », capable de transporter les atomes sur une distance de plusieurs centimètres.

Chapitre 6

Convoyeur pour le transport d'atomes sur une grande distance : le « LDC »

Dans le précédent chapitre, nous avons vu comment piéger les atomes dans trois dimensions en utilisant certaines configurations de conducteurs réalisables par les micropièges magnétiques. On s'est toujours placé d'un point de vue statique, tout du moins en ce qui concerne la position de l'atome. De nouvelles possibilités apparaissent si l'on essaie d'ajouter du mouvement, autrement dit de maîtriser les degrés de liberté externes de l'atome afin de pouvoir le déplacer d'une manière contrôlée et connaître sa position exacte à un instant donné.

Le premier convoyeur magnétique a été développé à Munich durant la thèse de Wolfgang Hänsel [137]. Les atomes ont pu ainsi être transportés sur une distance de 4 mm à une vitesse de l'ordre de 5 mm/s [33]. Fort de cette expérience, un « convoyeur à atomes » de deuxième génération a été développé, afin de pouvoir transporter les atomes sur une distance de 7 cm et les amener au voisinage du résonateur microsphère. La conception de ce convoyeur a été effectuée au cours du Diplomarbeit de Tim Rom [139]. Il fut baptisé de l'acronyme « LDC » pour « Long Distance Conveyor ».

Nous décrirons tout d'abord la configuration retenue pour réaliser le confinement transversal des atomes. Dans une deuxième partie, nous présenterons l'obtention du confinement longitudinal (suivant la direction de transport des atomes) ainsi que la méthode utilisée pour déplacer le minimum du potentiel de manière adiabatique. Nous détaillerons ensuite la partie de la puce destinée au transfert des atomes du piège magnéto-optique vers le convoyeur. Nous terminerons enfin par une description de la fabrication du substrat, réalisé au Max-Planck-Institut für Physik à Munich.

6.1 Confinement Transversal

C'est le confinement dans le plan perpendiculaire à la direction de transport des atomes. On utilisera dans la suite le système d'axes suivants

- $\mathbf{e}_x$ désigne la direction de transport des atomes, ce sera la direction longitudi-

nale.

- $\mathbf{e}_y$ désigne la direction perpendiculaire au transport des atomes et parallèle à la surface du substrat.
- $\mathbf{e}_z$ désigne la direction perpendiculaire à la surface du substrat.

6.1.1 Configuration à 3 conducteurs

Nous avons vu dans le chapitre précédent comment réaliser un confinement bidimensionnel au moyen d'un conducteur linéaire et d'un champ homogène. En pratique, il est donc nécessaire d'utiliser des bobines pour créer le champ extérieur (voir la figure 6.1).

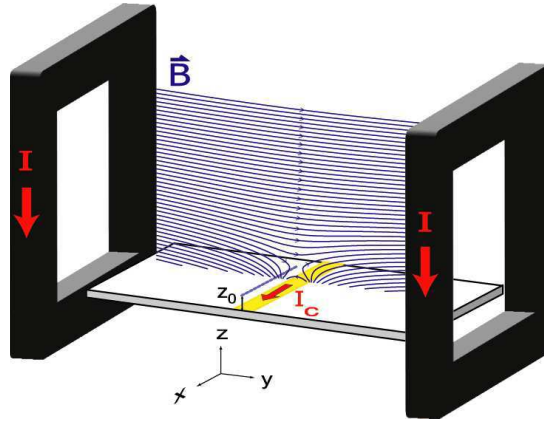


Figure 6.1: Confinement transversal au moyen d'un conducteur et d'une paire de bobines

Si l'on veut déplacer les atomes sur des distances de plusieurs centimètres, il faut pouvoir réaliser un champ homogène transversal sur une distance équivalente. Cela implique donc d'utiliser de très grandes bobines. Une solution plus intégrée, ne nécessitant pas de bobines, consiste à utiliser trois fils coplanaires et parallèles, les deux conducteurs latéraux étant parcourus par un courant de sens opposé à celui du conducteur central. C'est la solution la plus simple fournissant un confinement bidimensionnel sans champ extérieur au dessus du substrat (voir la figure 6.2).

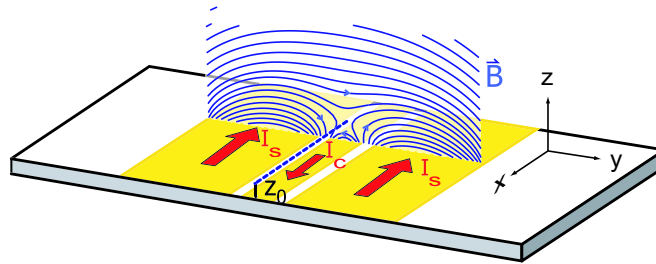


Figure 6.2: Confinement transversal au moyen de trois conducteurs

Les deux conducteurs latéraux créent un champ qui, pour une distance z_0 de la surface, annule le champ créé par le conducteur central. On obtient ainsi une ligne de champ nul parallèle au conducteur central (voir la figure 6.3). De manière équivalente, on peut considérer que les deux conducteurs latéraux créent un quadrupôle dont le centre est au niveau de la surface du substrat. Le conducteur central, parcouru par un courant de sens opposé, repousse le centre du piège au dessus de la surface.

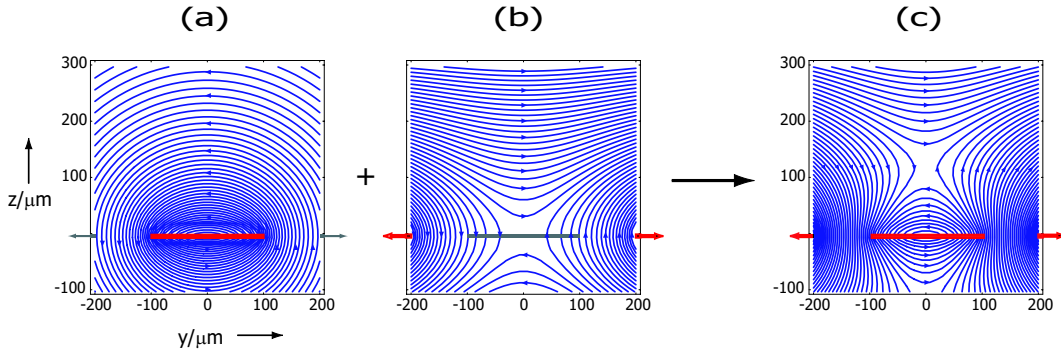


Figure 6.3: Confinement transversal pour la configuration à trois conducteurs. **(a)** Champ d'un conducteur de largeur $w_M=200\mu\text{m}$, parcouru par un courant $I_M=+0,86\text{ A}$ **(b)** Champ des deux conducteurs latéraux de largeur $w_S=750\mu\text{m}$ parcouru par un courant $I_S=-5,30\text{ A}$. **(c)** Somme des deux champs : on obtient un champ quadrupolaire 2D au dessus de la surface.

On peut comparer cette configuration avec la situation où l'on utilise un champ homogène (voir la figure 6.4).

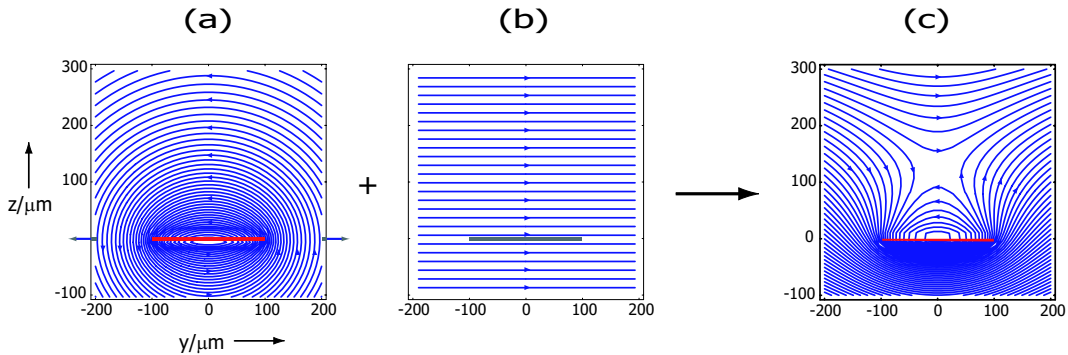


Figure 6.4: Confinement transversal obtenu par un conducteur et un champ homogène. **(a)** Champ d'un conducteur de largeur $w_M=200\mu\text{m}$ parcouru par un courant $I_M=+0,86\text{ A}$ **(b)** Champ homogène $B_{0,y} = 12\text{ G}$. **(c)** Somme des deux réalisant un champ quadrupolaire bidimensionnel.

La configuration à trois conducteurs permet donc d'obtenir un piège quadrupolaire bidimensionnel, semblable à celui obtenu par un conducteur et un champ homogène.

6.1.2 Optimisation de la profondeur du piège

Une fois retenue la configuration à trois conducteurs, il faut optimiser la profondeur de piégeage transversale afin de pouvoir « guider » des atomes relativement « chauds ». Cela permet d'augmenter le nombre d'atomes pouvant être transportés et de diminuer les pertes lors du transport. Compte tenu de la symétrie du problème, les grandeurs qu'il nous faut fixer sont

- la largeur w_M du conducteur central
- le courant I_M du conducteur central
- la largeur w_S des deux conducteurs latéraux
- le courant I_S des deux conducteurs latéraux
- l'espacement w_G entre le conducteur central et un conducteur latéral

C'est suivant l'axe $\mathbf{e}_z$ que la profondeur et la raideur du piège sont les plus faibles. En effet, si l'on s'éloigne du conducteur central suivant la direction $\mathbf{e}_y$, on se rapproche d'un des conducteurs latéraux, l'atome va donc se « heurter » au potentiel créé par ces conducteurs. En revanche, si on s'éloigne du substrat suivant l'axe $\mathbf{e}_z$, on augmente simultanément la distance avec tous les conducteurs.

Dans le cas d'un confinement bidimensionnel obtenu en superposant un champ homogène $B_{0,y}$ au champ d'un conducteur de largeur w_M , si l'on s'éloigne du substrat suivant la direction $\mathbf{e}_z$, le potentiel augmente jusqu'à atteindre la valeur $B_{0,y}$. Mais la valeur du champ homogène, que l'on peut appliquer, n'est pas indépendante des caractéristiques du conducteur, car le champ créé à la surface d'un conducteur de largeur w_M prend une valeur finie donnée par

$$B_{max} = \frac{\mu_0}{2} \frac{I_M}{w_M} \quad (6.1)$$

Si le champ $B_{0,y}$ est trop fort, c'est la barrière de potentiel, qui repousse les atomes loin de la surface du substrat, qui devient la plus faible. La situation optimale est donc de superposer un champ homogène tel que la barrière de potentiel pour $z = 0$ soit la même que celle pour $z \rightarrow \infty$. Cela se produit lorsque $|B_{0,y}| = B_{max}/2$. La profondeur du potentiel est alors donnée par $\Delta B = |B_{0,y}| = B_{max}/2$ (voir la figure 6.5).

Si l'on revient à la configuration à trois conducteurs, lorsqu'on s'éloigne de la surface du substrat, le potentiel après avoir augmenté, diminue. Un maximum local du potentiel est ainsi atteint pour une distance z_{max} . La situation de confinement optimal devient alors

$$\Delta B = |B(y = 0, z = 0)| = |B(y = 0, z = z_{max})| \quad (6.2)$$

Le champ $B(y = 0, z = z_{max})$ est généré essentiellement par les conducteurs latéraux. Pour créer le plus grand champ possible, il faut que la distance les séparant soit la plus petite possible. Elle est limitée par la largeur du conducteur central et par l'espacement entre les différents conducteurs w_G . Celui-ci est de l'ordre de $100 \mu\text{m}$, qui est le minimum possible suivant la technique de fabrication du substrat multicouches présentée au paragraphe 6.4. On a donc $w_G \simeq 100 \mu\text{m}$. Il nous reste à fixer quatre grandeurs : w_M , I_M , w_S , I_S .

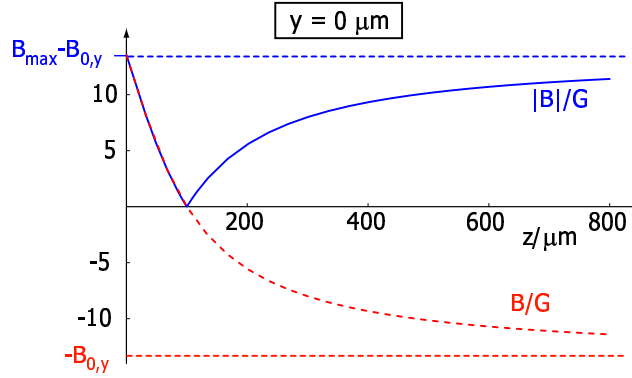


Figure 6.5: Module de la superposition d'un champ créé par un conducteur de largeur $200\text{ }\mu\text{m}$ parcouru par un courant de $0,86\text{ A}$ ($B_{\max} \simeq 27\text{ G}$), et d'un champ homogène $B_{0,y}$ de $13,5\text{ G}$. Le potentiel est alors aussi profond pour $z = 0$ que pour $z \rightarrow \infty$.

La distance z_0 entre le centre du quadrupôle et la surface du substrat est choisie pour être de $120\text{ }\mu\text{m}$. C'est une distance de sécurité où il n'y a pas de chauffage dû à des effets de surface. De plus, elle permet un positionnement de la microsphère relativement aisé, sans encourir le risque d'un contact entre la sphère et le substrat. Ceci permet de fixer la largeur w_M en fonction des trois autres grandeurs.

Un autre contrainte est de diminuer la puissance ohmique dissipée dans le substrat, qui est donnée pour des conducteurs de longueur L , de hauteur h , et de résistivité ρ par

$$P = \frac{\rho L}{h} \left(\frac{I_M^2}{w_M} + 2 \frac{I_S^2}{w_S} \right) \quad (6.3)$$

Ceci permet alors de fixer I_S en fonction de I_M et w_S .

La condition d'égalité des barrières de potentiel $|B(y = 0, z = 0)| = |B(y = 0, z = z_{\max})|$ permet de fixer I_M en fonction de w_S .

Finalement, la profondeur de piégeage $\Delta B(w_S) = B_0(w_S) = B_{z_{\max}}(w_S)$ présente un maximum pour une valeur $w_{S,opt}$ optimisée de la largeur des conducteurs latéraux.

On arrive ainsi numériquement, pour un confinement quadrupolaire bidimensionnel centré en $z_0 \simeq 120\text{ }\mu\text{m}$, une profondeur de piégeage de $16,6\text{ G}$, une puissance dissipée de 10 W à la configuration optimisée suivante [139] :

- $w_M = 200\text{ }\mu\text{m}$
- $w_S = 750\text{ }\mu\text{m}$
- $I_M = 0.86\text{ A}$
- $I_S = -5.3\text{ A}$
- $w_G = 100\text{ }\mu\text{m}$

Sur la figure 6.6, on peut voir le potentiel de confinement obtenu par cette configuration. Le gradient transversal est de l'ordre de 1400 G/cm .

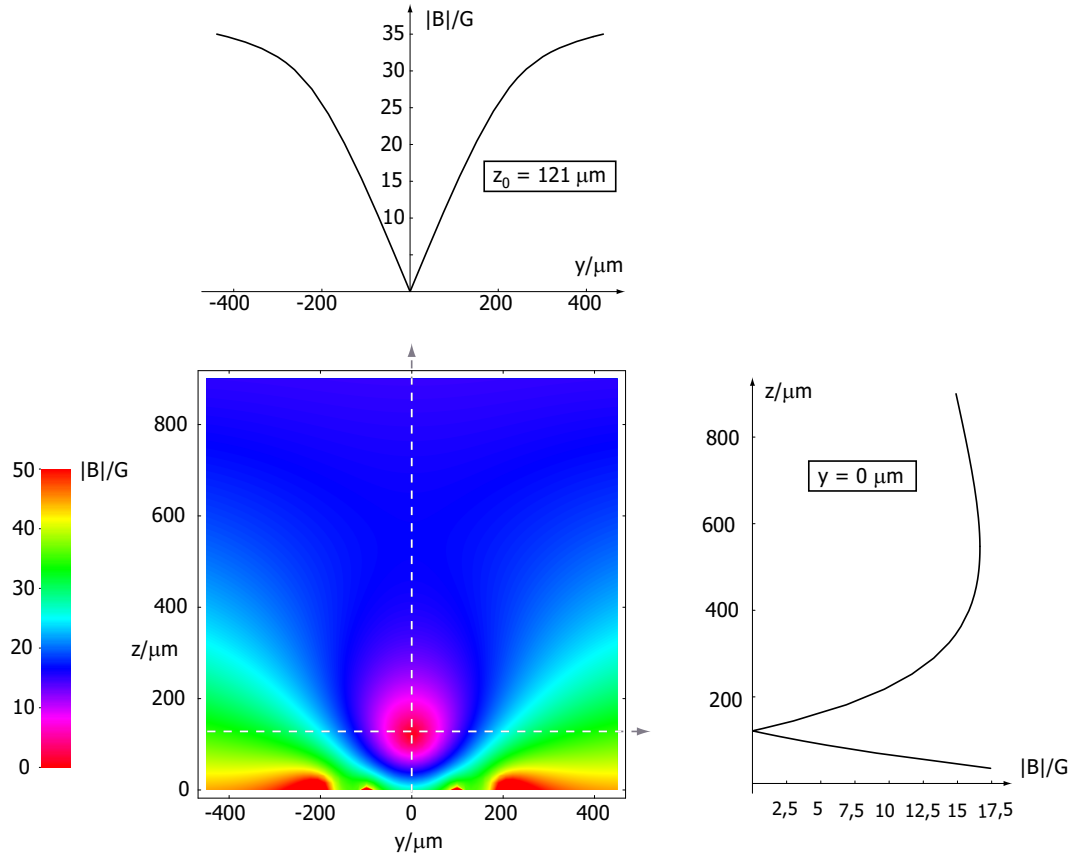


Figure 6.6: Représentation du potentiel transversal pour la configuration à trois conducteurs optimisée. Le gradient transversal vaut de l'ordre de 1400 G/cm .

6.2 Confinement Longitudinal et Transport

Une fois réalisé le confinement transversal, il faut piéger les atomes longitudinalement, puis modifier ce potentiel longitudinal afin de transporter les atomes. Après une description du premier convoyeur à atomes, nous présenterons les modifications nécessaires pour pouvoir transporter les atomes sur une plus grande distance.

6.2.1 Convoyeur à atomes de première génération

Considérons la situation où le confinement transversal est assuré. On crée alors un confinement longitudinal, en ajoutant un conducteur perpendiculaire et un champ homogène dans la direction longitudinale. C'est la situation d'un piège Ioffe-Pritchard obtenu au moyen d'un croisement de conducteurs et d'un champ homogène extérieur du paragraphe 5.3.2 (voir la figure 6.7).

On peut ajouter plusieurs conducteurs perpendiculaires identiques (voir la figure 6.8). Si l'on diminue maintenant le courant I_1 du premier conducteur et si l'on augmente simultanément le courant I_2 du deuxième conducteur, le minimum du potentiel va se décaler du conducteur 1 vers le conducteur 2.

Une succession de telles séquences peut donc permettre de transporter les atomes.

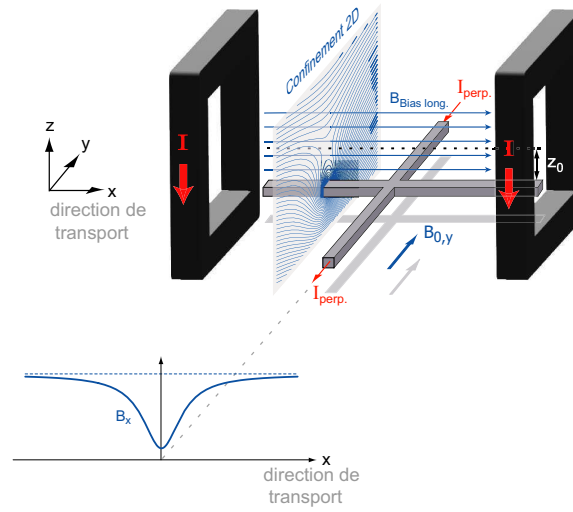


Figure 6.7: Configuration de conducteurs et de champs pour l'obtention d'un confinement tridimensionnel.

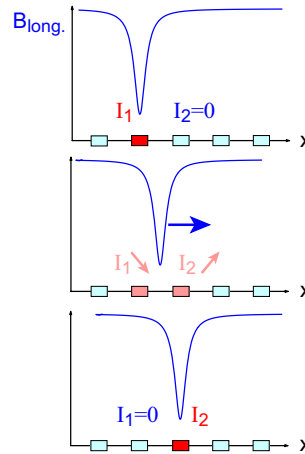


Figure 6.8: Principe du transport des atomes, obtenu en modulant le courant dans les conducteurs, perpendiculaires à la direction de transport.

Les courants I_1 et I_2 sont donnés par des fonctions sinus déphasées de $\pi/2$ l'une par rapport à l'autre. On appellera ces conducteurs dans la suite *conducteurs de modulation*.

Le premier convoyeur à atomes permettant de transporter les atomes sur une distance de 4 mm fut réalisé au cours de la thèse de Wolfgang Hänsel. Le substrat utilisé est un substrat monocouche ; les conducteurs ne peuvent donc pas se croiser sous peine de court-circuits. On ne peut donc utiliser que deux conducteurs de modulations indépendants, qui doivent bifurquer avant le conducteur central (voir la figure 6.9). Le courant circulant dans les segments de conducteurs de modulation parallèles au conducteur central contribue à un « courant effectif » circulant dans

la direction $\mathbf{e}_x$ et provoque une variation de la hauteur des atomes de $150\ \mu\text{m}$ sur un cycle, ainsi qu'une variation de la profondeur et de la courbure du puits de potentiel. Il est possible de compenser cette variation en modulant le courant dans le conducteur central, afin de garder un courant effectif constant.

De plus, on a dans la direction $\mathbf{e}_y$ des oscillations transversales d'amplitude $50\ \mu\text{m}$, qu'on peut atténuer par une modulation adéquate du champ homogène de direction $\mathbf{e}_z$.

En outre, le déplacement des atomes s'éloigne d'un mouvement rectiligne uniforme. Par rapport à un référentiel en mouvement uniforme, les atomes oscillent suivant la direction du transport avec une amplitude de l'ordre de $60\ \mu\text{m}$.

Cette succession d'accélération et de décélération, ajoutée à des changements périodiques de la forme du potentiel induisent un chauffage des atomes qu'on ne peut compenser par des champs extérieurs. Pour réaliser un transport adiabatique sans chauffage des atomes, la vitesse de déplacement doit être inférieure à $5\ \text{mm/s}$. Pour une vitesse supérieure, un chauffage des atomes a été observé qui varie quadratiquement avec la vitesse des atomes [33].

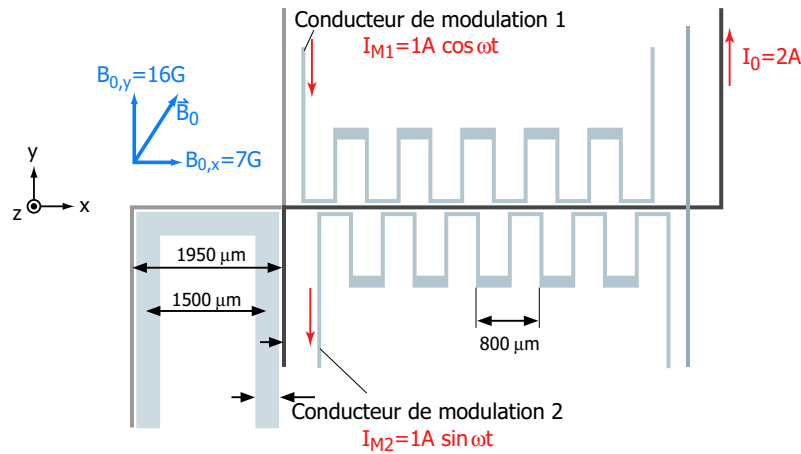


Figure 6.9: La première puce pour le transport des atomes sur une distance de $4\ \text{mm}$.

6.2.2 Convoyeur à atomes de deuxième génération

Pour passer d'une distance de transport de $4\ \text{mm}$ à $7,2\ \text{cm}$, plusieurs modifications sont nécessaires.

D'une part, si on peut appliquer aisément un champ homogène dans la direction de transport sur $4\ \text{mm}$, cela devient plus problématique sur une longueur de $7\ \text{cm}$. Comme pour le confinement transversal, il faut développer pour le confinement longitudinal une solution plus « intégrée » : parvenir à ce que tous les champs nécessaires au transport soient obtenus directement par des conducteurs déposés sur la puce. La solution consiste à utiliser un piège Ioffe-Pritchard obtenu par un double croisements de conducteurs (voir le paragraphe 5.3.3). Il faut ensuite, comme précé-

demment, modifier les courants pour décaler le minimum du potentiel le long de la direction de transport (voir la figure 6.10).

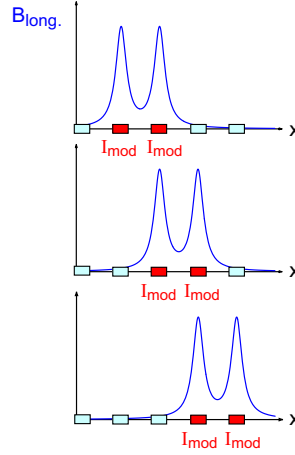


Figure 6.10: *Principe du convoyeur sans champ extérieur*

D'autre part, le transport des atomes avec le convoyeur précédent présentait un chauffage pour des vitesses supérieures à 5 mm/s. Pour réaliser un transport sur 7 cm, cela nécessiterait donc un temps de transport de l'ordre de 14 s, supérieur à la durée de vie que nous permettent les collisions avec le gaz résiduel. Il s'avère donc nécessaire d'améliorer l'adiabaticité du transport et cela passe par une augmentation des degrés de liberté sur lesquels on peut agir, c'est à dire une augmentation du nombre de conducteurs. Il nous faut déterminer quel est le nombre de conducteurs minimum.

Pour créer un puits de potentiel sans champ extérieur, le nombre minimum de conducteurs est de deux. Comme la séquence de décalage du minimum du potentiel d'un conducteur à l'autre doit se répéter, on a en réalité une structure périodique des conducteurs de modulation. Si pour une période, les deux conducteurs sont parcourus par un courant dans un sens, les conducteurs voisins appartenant à d'autres périodes sont parcourus par des courants opposés. Ceci implique que, si l'on diminue le courant dans le premier conducteur, on le diminue de fait aussi dans le troisième conducteur, alors qu'il faudrait justement l'augmenter. Il faut donc utiliser des conducteurs intermédiaires. Par périodicité, on arrive donc à 4 conducteurs de modulation. Par ailleurs, on veut déplacer le minimum du potentiel, mais aussi pouvoir déplacer sans déformation un domaine plus large du potentiel, dans lequel les atomes sont piégés. Avec 4 conducteurs, le minimum de potentiel se situe au dessus d'un des conducteurs intermédiaires. Pour décaler le potentiel, il faut diminuer le courant dans le premier conducteur, et l'augmenter dans le conducteur intermédiaire. Mais cela entraîne un affaissement du potentiel du côté du premier conducteur. Il faut là aussi ajouter des conducteurs « tampons », ce qui nous amène par symétrie à 6 conducteurs.

Un tel nombre de conducteurs de modulation rend impossible la bifurcation des conducteurs du substrat précédent. Il faut rendre ce croisement possible et donc

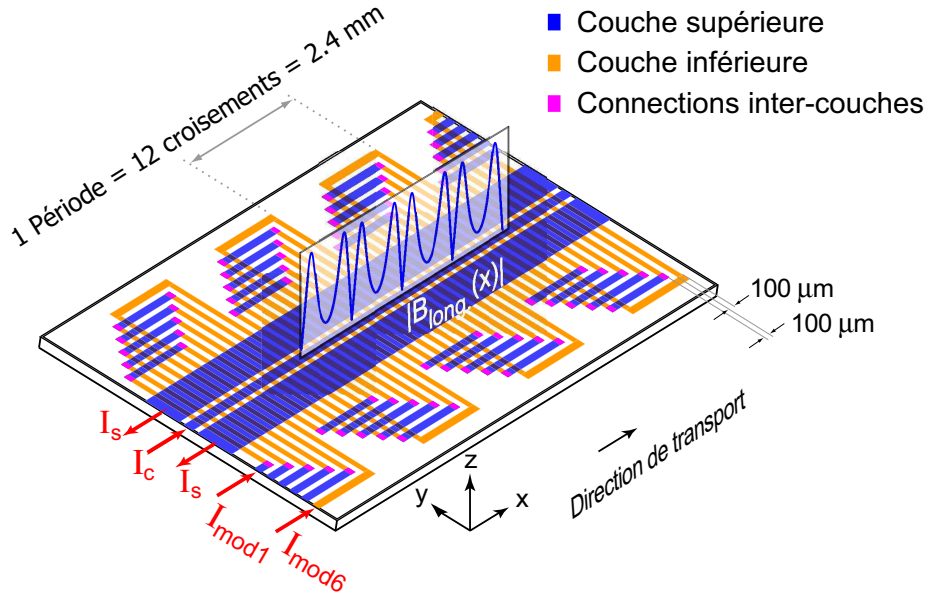


Figure 6.11: Schéma de la configuration de conducteurs à deux couches.

fabriquer un substrat à deux couches de conducteurs, séparées par une couche d'isolant pour éviter les courts-circuits (voir la figure 6.11). Sur la couche supérieure, se trouvent le conducteur central et les deux conducteurs latéraux, réalisant le confinement transversal. Les conducteurs de modulation sont situés dans la couche inférieure. Les connexions entre les segments d'un conducteur allant dans un sens et les segments allant dans l'autre sens implique des croisements entre conducteurs de modulations pour 5 sur 6 d'entre eux. Ils doivent donc se faire au niveau de la couche supérieure ; les contacts entre les différentes couches sont effectués au moyen de connexions inter-couches. Ces parties des conducteurs de modulation parallèles au conducteur central sont, contrairement au substrat précédent, très éloignées du centre du piège, leur contribution sera négligeable, ce qui permet d'obtenir un déplacement « lisse » du potentiel.

La largeur des conducteurs de modulation et l'espacement entre eux sont limités par la précision du processus de fabrication. On a donc $w_{Mod} = 100 \mu\text{m}$ et $\Delta w_{Mod} = 100 \mu\text{m}$.

On aboutit ainsi à la configuration de conducteurs de la figure 6.11.

6.2.3 Optimisation du transport des atomes : cas idéal

Il faut maintenant optimiser le transport des atomes. Le but est de parvenir à un déplacement régulier du minimum du potentiel tout en gardant une forme constante sur un certain domaine autour de ce minimum. La suppression des fluctuations de la forme du potentiel améliore l'adiabaticité du transport, réduisant le chauffage des atomes, et permet d'augmenter la vitesse de déplacement.

Vu le nombre élevé de conducteurs, il est plus simple d'effectuer une optimisation numérique de la fonction de courant à appliquer pour réaliser un tel déplacement.

Approximation et symétries

En considérant le conducteur central et les conducteurs latéraux ainsi que les conducteurs de modulation comme infiniment longs, on peut se placer dans le cadre de l'approximation discutée au paragraphe 5.3.2. Seuls les conducteurs de modulation sont à prendre en compte pour le calcul du potentiel longitudinal. C'est donc une optimisation qui concerne la composante du champ $B_x(x, y = 0, z = z_0)$ uniquement obtenue par les conducteurs de modulation, évaluée au point $(x, y = 0, z = z_0)$, centre du piège quadrupolaire bidimensionnel assurant le confinement transversal. On a découplé le problème du confinement transversal et du confinement longitudinal.

La configuration de conducteurs étant périodique, il est pratique d'introduire une phase ϕ définie de la manière suivante : lorsque ϕ varie de 0 à 2π , les atomes se déplacent d'une période de modulation, c'est à dire de douze croisements entre les conducteurs de modulation et le conducteur central. Après une demi-période, on retrouve la même disposition des conducteurs de modulation mais allant en sens opposé. Il suffit donc d'inverser le signe des courants, la fonction de courant est donc impaire par rapport à ce point.

$$I_{\text{Mod } i}(\phi + \pi) = -I_{\text{Mod } i}(\phi) \quad i = 1, \dots, 6 \quad (6.4)$$

De plus, les conducteurs de modulation ayant une répartition périodique, les courants à appliquer seront aussi périodiques déphasés d'un conducteur au suivant de $\pi/6$.

$$I_{\text{Mod } n+1}(\phi) = I_{\text{Mod } 1}(\phi - n\frac{\pi}{6}) \quad n = 0, \dots, 5 \quad (6.5)$$

Si l'on sait déplacer le potentiel d'un conducteur au conducteur voisin, c'est à dire sur l'intervalle $[0, \pi/6]$, alors la fonction de courant sur l'intervalle $[\pi/6, 2\pi]$ se déduit par translation des fonctions de courant des autres conducteurs obtenues sur l'intervalle $[0, \pi/6]$. Le problème se réduit donc à optimiser le déplacement du potentiel uniquement sur l'intervalle $[0, \pi/6]$.

Choix d'un potentiel longitudinal

On commence pour cela par définir « à la main » un potentiel de départ. On le choisit pour remplir les conditions suivantes :

- une profondeur de piégeage suffisante pour des courants dans les modulateurs « raisonnables », ici 7 G pour un courant maximal initial de 0.75 A.
- un minimum de potentiel non nul pour éviter les pertes Majorana. On choisit $B_{\min} = 1 \text{ G}$.
- une forme relativement harmonique du potentiel. Le gradient transversal est de 1400 G/cm, les fréquences d'oscillations dans le piège sont de l'ordre de $\nu_{\perp} \simeq 1,8 \text{ kHz}$ et $\nu_{\parallel} \simeq 90 \text{ Hz}$.

On obtient alors le potentiel à la position de départ représenté sur la figure 6.12.

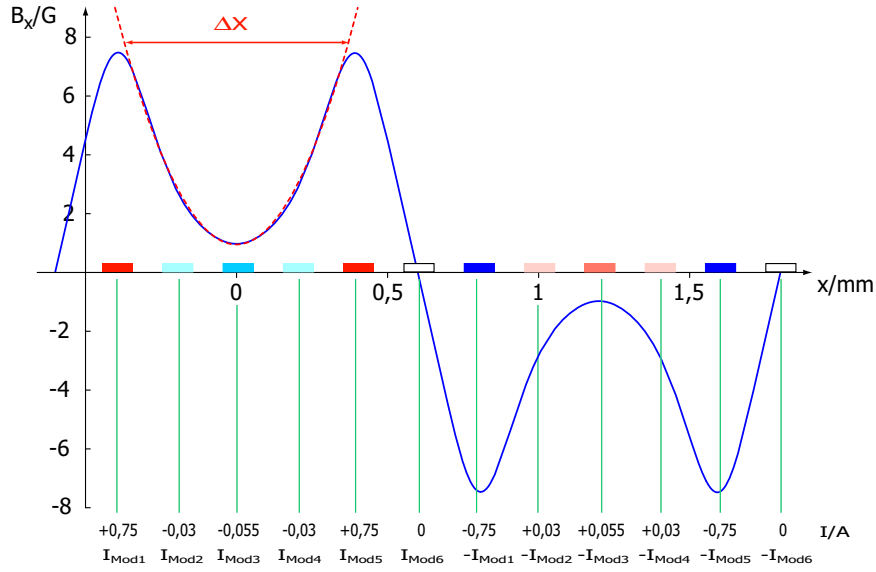


Figure 6.12: *Potentiel longitudinal de transport à la position initiale $\phi = 0$, donné par les courants suivants : $(I_{Mod1}; \dots; I_{Mod6}) = (+0,75; -0,03; -0,055; -0,03; +0,75; 0)$ A. La largeur ΔX du potentiel doit rester inchangée durant le transport.*

Définition d'une fonction d'erreur

On souhaite translater le potentiel précédent sans déformation. Il faut donc conserver la forme du potentiel sur un domaine ΔX que l'on choisit autour du minimum.

La translation idéale du potentiel s'écrit simplement

$$B_x^{\text{idéal}}\left(x - \phi \frac{L}{2\pi}, \phi\right) = B_x^{\text{idéal}}(x, \phi = 0) \quad (6.6)$$

où L est la longueur d'une période de modulation.

On cherche ensuite, pour chaque valeur de la phase entre $[0, \pi/6]$ et donc pour chaque position x entre $[0, L/12]$, les courants $I_{Mod1}, \dots, I_{Mod6}$ créant un champ $B_x(x, \phi; I_{Mod1}, \dots, I_{Mod6})$ le plus proche du champ correspondant à la translation idéale précédente. On définit pour cela une fonction d'erreur par

$$\chi(\phi; I_{Mod1}, \dots, I_{Mod6}) \equiv \int_{\Delta X} \frac{\left(B_x(x, \phi; I_{Mod1}, \dots, I_{Mod6}) - B_x^{\text{idéal}}(x, \phi)\right)^2}{\sqrt{|B_x^{\text{idéal}}(x, \phi)|}} dx \quad (6.7)$$

et l'optimisation doit tendre à la rendre la plus proche possible de zéro. Le facteur au dénominateur permet de donner un poids plus important au minimum du potentiel par rapport aux extrémités du domaine ΔX . En effet, pour des atomes froids, les atomes sont surtout présents à proximité du minimum du potentiel. Plus on est proche du minimum, moins le potentiel doit être déformé. C'est ce poids, proportionnel à la racine carrée du champ, qui donne numériquement les meilleurs résultats d'optimisation.

Résultats

On obtient ainsi la fonction de modulation en courant représentée sur la figure 6.13 [139].

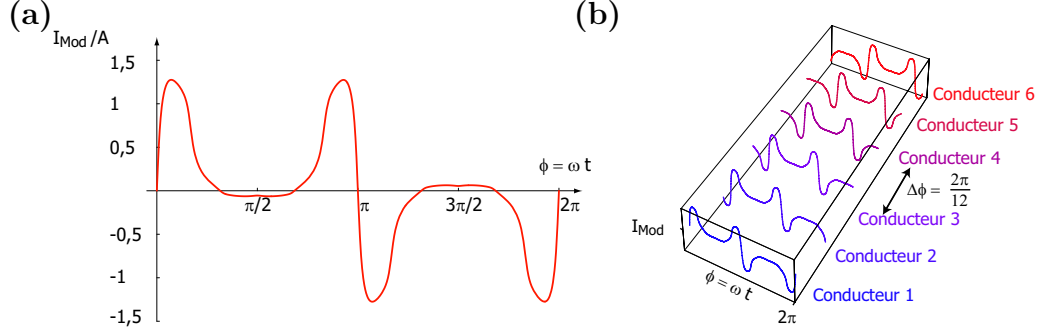


Figure 6.13: (a) Fonction de modulation en courant $I_{Mod}(\phi)$, optimisant le déplacement du potentiel. (b) Décalage des fonctions en courant des six conducteurs de modulation de $\pi/6$.

Avec cette fonction de modulation optimisée, on obtient numériquement le déplacement de potentiel représenté sur la figure 6.15, où l'on voit un déplacement linéaire et sans déformation du potentiel dans le domaine ΔX .

Compensation des oscillations transversales

Dans l'optimisation précédente, seule la composante B_x du champ créé par les conducteurs de modulation a été prise en compte. Or, les conducteurs de modulation créent aussi une composante B_z , qui a pour effet de déplacer le centre du potentiel dans la direction $\mathbf{e}_y$. Ceci engendre donc au cours du transport des oscillations des atomes dans cette direction.

Ces oscillations transversales peuvent être compensées en appliquant une « contre-modulation » sur les deux conducteurs latéraux. Il a été montré dans le Diplomarbeit de Tim Rom [139], que ces oscillations peuvent être rendues pratiquement négligeables avec une amplitude de l'ordre de 100 nm (voir la figure 6.14).

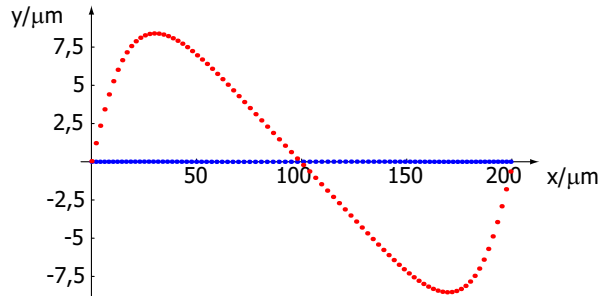


Figure 6.14: La position suivant la direction $\mathbf{e}_y$ du minimum du potentiel lorsqu'on se déplace d'un conducteur de modulation à l'autre. En rouge, position en l'absence de correction; en bleu, position avec correction.

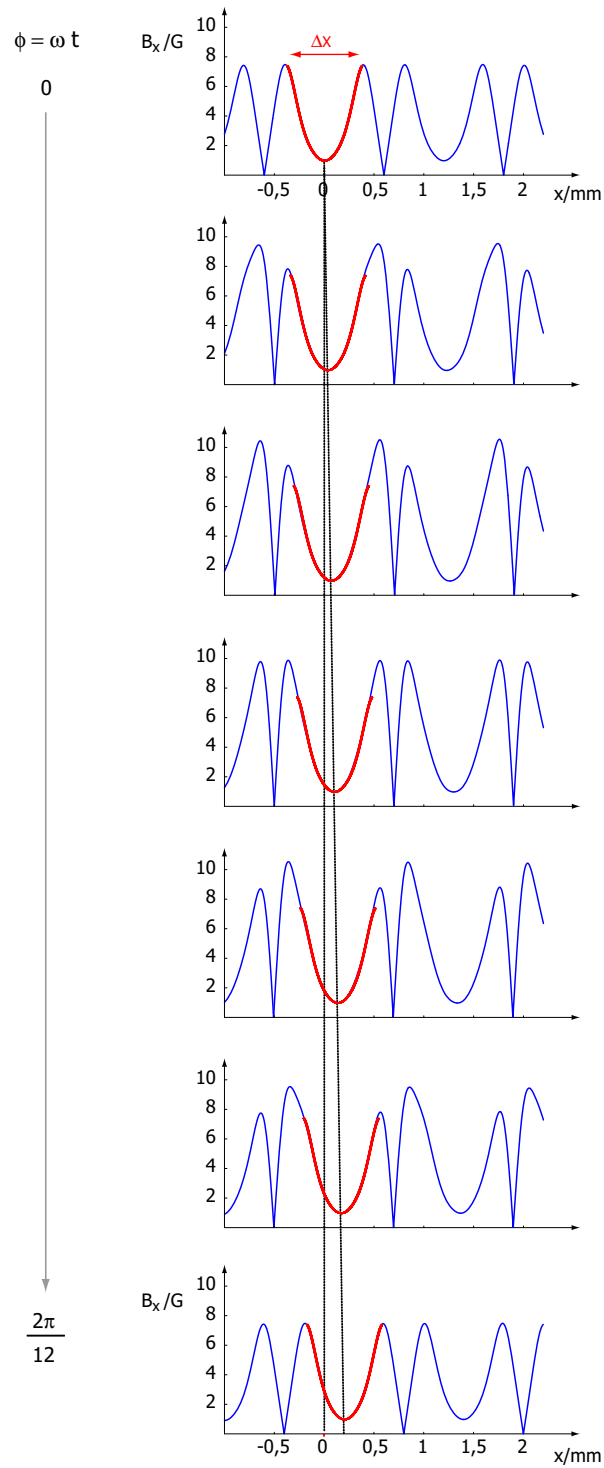


Figure 6.15: La courbe bleue représente le déplacement optimisé du potentiel de transport donné par $B_x(x, \phi; I_{Mod1}, \dots, I_{Mod6})$. La courbe rouge représente la translation idéale du potentiel donnée par $B_x^{idéal}(x, \phi)$ dans le domaine ΔX .

6.3 Principe du chargement du « LDC »

On a décrit dans les paragraphes précédents, les différents conducteurs nécessaires pour réaliser le transport des atomes. Dans ce paragraphe, nous allons décrire la procédure utilisée pour charger les atomes dans le micropiège magnétique, puis les amener à la position initiale du convoyeur.

6.3.1 Le PMO - Miroir

La première difficulté concerne l'obtention d'atomes froids capables d'être piégés magnétiquement. L'instrument de choix pour remplir cette fonction est le piège magnéto-optique. Mais dans sa version standard, il ne permet d'obtenir des atomes froids qu'éloignés de toute surface, afin de préserver un accès optique pour les six faisceaux laser [30, 140]. Or, dans un micropiège magnétique, les atomes sont typiquement piégés à une distance de quelques centaines de microns de la surface du substrat. Ce problème du chargement d'un micropiège magnétique a « retardé » la réalisation expérimentale de la proposition des micropièges. La solution trouvée à Munich, il y a environ quatre ans, consiste à utiliser une version modifiée du piège magnéto-optique : le « piège magnéto-optique miroir » [32]. L'idée est d'obtenir deux des six faisceaux laser habituels par réflexion de deux des faisceaux restants (voir la figure 6.16). Cela résout le problème de l'accès optique, et on obtient ainsi six faisceaux au voisinage de la surface.

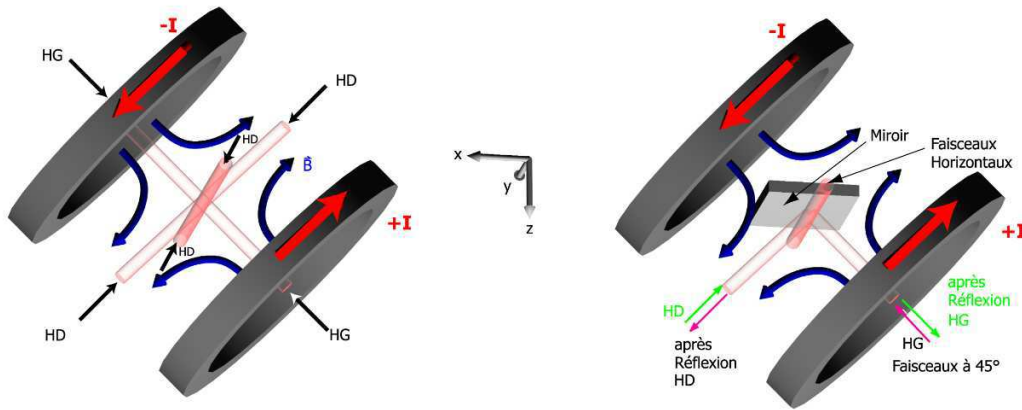


Figure 6.16: Principe du « PMO-Miroir » : deux des six faisceaux lasers sont obtenus par réflexion de deux des faisceaux restants sur la surface du substrat recouverte d'un miroir. La réflexion change l'hélicité du faisceau laser. HG : hélicité gauche. HD : hélicité droite

Pour permettre la réflexion des faisceaux laser, un miroir est tout d'abord déposé sur le substrat, au-dessus des conducteurs. Du fait du changement d'hélicité lors de la réflexion, les faisceaux que l'on souhaite « remplacer » doivent avoir une hélicité différente des faisceaux réfléchis. Dans un piège magnéto-optique traditionnel, seuls les faisceaux laser parallèles à l'axe des bobines anti-Helmholtz, créant le gradient de

champ magnétique, ont une hélicité différente des autres faisceaux. Il est donc nécessaire que ce soit un des faisceaux laser passant à travers une bobine qui soit réfléchi. Cela impose donc de placer le miroir à 45° de l'axe des bobines. On travaillera dans la suite avec un substrat placé dans le plan horizontal, les atomes étant piégés sous le substrat pour pouvoir effectuer des mesures en temps de vol ; on parlera donc des « bobines à 45° » et des « faisceaux laser à 45° ».

6.3.2 Chargement du piège magnétique

Une seconde difficulté consiste à effectuer un transfert efficace entre le PMO-Miroir et le micropiège magnétique. En effet, du fait du grand confinement d'un micropiège, son volume de capture est relativement restreint. Le transfert est donc critique. La solution développée à Munich, consiste à passer par une étape intermédiaire : le PMO-Miroir d'un conducteur en « U ». L'idée consiste à remplacer le champ quadrupolaire des bobines Anti-Helmholtz par le champ quadrupolaire créé par un conducteur en « U » déposé sur le substrat et un champ homogène (voir la figure 6.17).

Comme les axes du champ quadrupolaire d'un conducteur en « U » sont inclinés à 45° , on obtient le même type de champ quadrupolaire que celui créé par les bobines Anti-Helmholtz. Pour réaliser le transfert du PMO-Miroir vers le PMO-Miroir d'un conducteur en « U », il suffit donc de couper le courant dans les bobines, d'envoyer un courant dans le conducteur en « U » et d'ajouter le champ homogène. En pratique, on arrive à piéger plus d'atomes si le centre du piège est assez éloigné de la surface, de l'ordre du millimètre. On commence donc par piéger les atomes dans un PMO-Miroir éloigné de la surface, puis on le rapproche du substrat, et on superpose ce piège avec le PMO-Miroir obtenu à l'aide du « U ». Il est également plus efficace de couper les faisceaux lasers durant cette phase de transfert (voir le paragraphe 7.2.2).

Ce PMO intermédiaire présente deux avantages. Le premier est de pouvoir augmenter le gradient du champ magnétique, donc de réduire le volume du PMO, afin de mieux l'adapter au volume du piège magnétique et ainsi de maximiser le transfert. En effet, afin de piéger plus d'atomes, on a intérêt à augmenter la profondeur du piège magnétique, donc à augmenter le champ homogène B_0 . Le courant dans le conducteur étant limité pour éviter tout risque de destruction, le centre du potentiel doit donc se rapprocher de la surface ($z_0 \sim \frac{I}{B_0}$) et le gradient du champ augmente ($B' \sim \frac{B_0^2}{I}$). Les gradients typiques de piégeage sont de l'ordre de 200 G/cm. Il faut donc, afin d'avoir un même volume de piégeage pour le PMO et le piège magnétique, réaliser des gradients de cet ordre juste avant de couper les lasers, ce qui est très difficile avec des bobines en Anti-Helmholtz. L'autre avantage est que pour des faisceaux lasers bien équilibrés, le centre du piège magnéto-optique est précisément positionné au centre du champ quadrupolaire créé par le conducteur en « U ». On est donc sûr d'avoir un très bon recouvrement avec le piège magnétique.

La procédure pour passer au piège magnétique consiste donc simplement à couper les faisceaux lasers du PMO (voir la figure 6.18), après avoir au préalable effectué

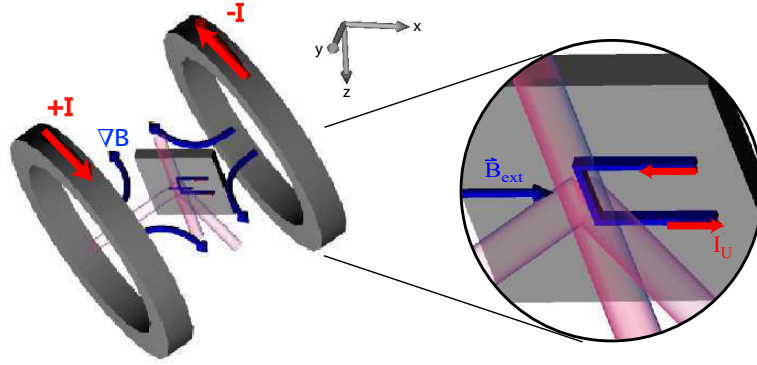


Figure 6.17: Schéma des bobines, du conducteur en « U », et des faisceaux lasers permettant un transfert entre le PMO-Miroir et le PMO-Miroir d'un conducteur en « U ». Un champ homogène $\mathbf{B}_0 = B_{0,x}\mathbf{e}_x$ doit être ajouté en même temps que le courant du conducteur en « U » afin d'obtenir un champ quadrupolaire.

une phase de mélasse optique pour refroidir les atomes et une phase de pompage optique dans le sous-niveau $|F = 2, m_F = 2\rangle$.

La taille du « U » est choisie pour donner un volume de piégeage permettant le transfert de la plupart des atomes entre le PMO-Miroir obtenu à partir des bobines et le piège magnétique¹. La longueur du « U » est de 2 mm et la largeur du conducteur de 200 μm . On obtient typiquement des efficacités de transfert de l'ordre de 60–70 %.

6.3.3 Adaptation du transfert pour le chargement du « LDC » : Le tournant pour atomes

La méthode précédente permet de piéger des atomes dans un micropiège magnétique. Elle fut originellement développée à Munich il y a quatre ans [32] et est maintenant devenue une procédure standard employée dans de nombreux laboratoires.

Une difficulté supplémentaire apparaît dans le cas du LDC. En effet, dans le piège quadrupolaire du conducteur en « U », le nuage d'atomes présente une forme de cigare le long du conducteur central, résultant du moindre confinement longitudinal par rapport au confinement transversal. C'est aussi la direction dans laquelle les faisceaux lasers horizontaux du piège magnéto-optique sont orientés, afin d'avoir les mêmes axes pour le quadrupôle obtenu à partir des bobines et le quadrupôle obtenu à partir du conducteur en « U ».

Dans le but d'installer un résonateur à la fin du transport des atomes, il est indispensable que cette zone soit exempte de tout faisceau. Les faisceaux lasers horizontaux doivent donc être perpendiculaires à la direction de transport. Le piège quadrupolaire du « U » a par conséquent une forme de cigare suivant cet axe.

¹On peut se passer des bobines Anti-Helmholtz et commencer directement par le « PMO-Miroir du U », mais le nombre d'atomes piégés est alors beaucoup plus faible, du fait d'un moindre volume de capture. Une solution possible est d'utiliser un « U » macroscopique.

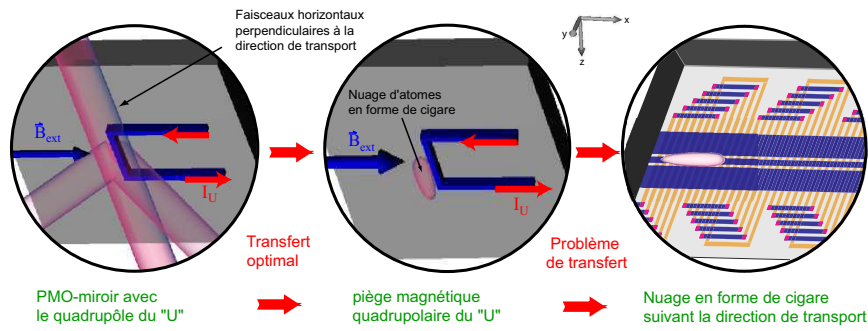


Figure 6.18: Transfert du PMO-Miroir obtenu au moyen du « U » vers le piège magnétique quadrupolaire du « U », et problème du transfert vers le convoyeur durant le transport.

Or, durant le transport, le nuage a une forme de cigare allongé suivant la direction de transport (voir la figure 6.18). Il faut donc réaliser un transfert entre le piège du champ quadrupolaire du « U » et le piège pendant le transport.

L'idée est de réaliser un « tournant pour atomes ». Au lieu d'employer un conducteur en « U », on utilise un conducteur ayant la forme d'un « P » (voir la figure 6.19).

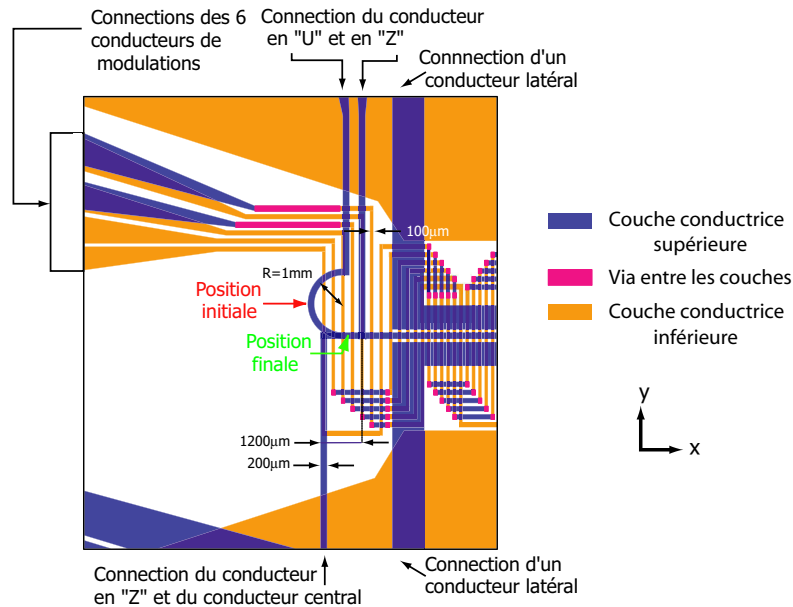


Figure 6.19: Structure du substrat dans la zone de chargement : un conducteur en « P » permet une rotation du piège quadrupolaire, un conducteur en « Z » réalise un piège Ioffe-Pritchard à la fin du tournant. Cette position finale est superposée avec la position initiale du convoyeur, obtenue par les conducteurs de modulation situés dans la couche inférieure.

La forme circulaire permet d'obtenir un « pseudo-U » et donc un champ quadrupolaire pour n'importe quelle orientation du champ homogène extérieur comprise

entre la position initiale et la position finale. On applique donc un champ homogène $\mathbf{B}_0(\varphi) = B_0(\cos(\varphi), \sin(\varphi), 0)$ avec $\varphi = 0 \rightarrow \pi/2$, à l'aide de deux paires orthogonales de bobines en configuration de Helmholtz. On peut ainsi accomplir une rotation de $\pi/2$ du potentiel quadrupolaire, et donc de son axe longitudinal, réalisant le transfert entre le quadrupôle initial du PMO-Miroir et le potentiel dans le convoyeur. Sur la figure 6.20 est représenté le principe d'un tel tournant.

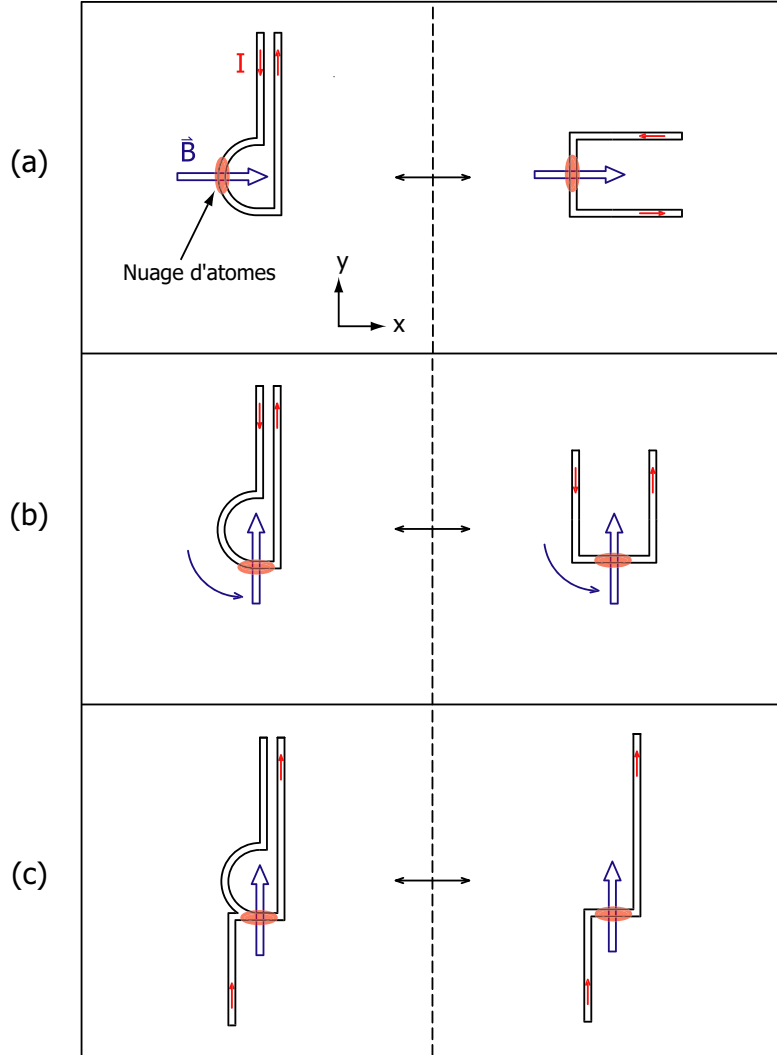


Figure 6.20: Principe du tournant pour atomes : la colonne de gauche représente les conducteurs du substrat utilisés ; la colonne de droite est une analogie avec les conducteurs habituels des micropièges. **(a)** Piège quadrupolaire initial utilisé pour la chargement à partir du PMO-Miroir. **(b)** Rotation de 90° du champ quadrupolaire obtenue par une rotation du champ homogène extérieur. **(c)** Superposition avec un piège Ioffe-Pritchard réalisé au moyen d'un conducteur en « Z » à la fin du tournant.

La forme du potentiel et la position de son centre au cours de la rotation du champ homogène sont représentées sur la figure 6.21.

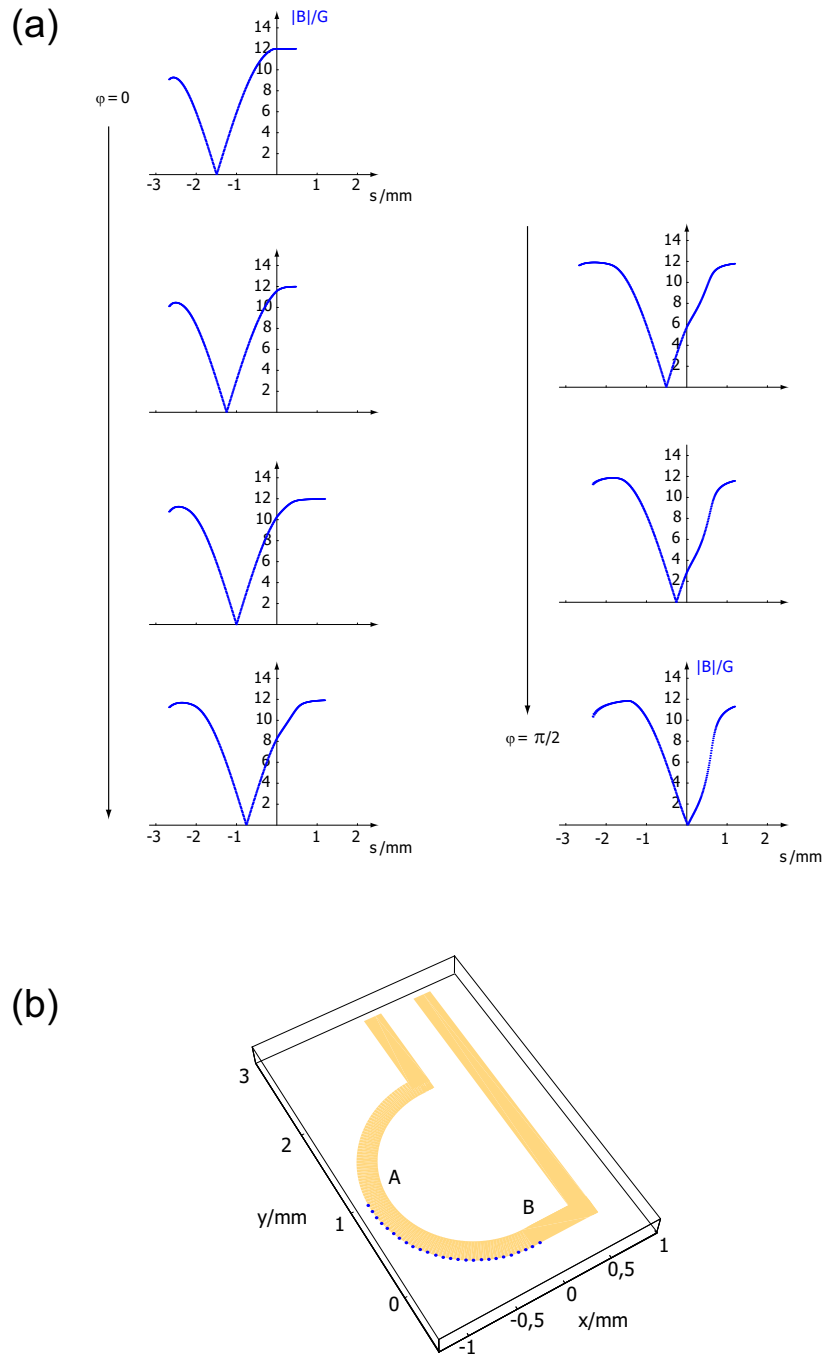


Figure 6.21: (a) Représentation du déplacement du potentiel quadrupolaire le long de l'abscisse curviligne s du conducteur en « P » au cours de la rotation du champ homogène $\varphi = 0 \rightarrow \pi/2$. (b) Position du minimum du champ quadrupolaire au cours de cette rotation. A représente la position initiale, B la position finale. Le conducteur d'une largeur de $200\mu\text{m}$ est parcouru par un courant de $1,6\text{ A}$, et le module du champ homogène qui est tourné continûment de 90° vaut 10 G .

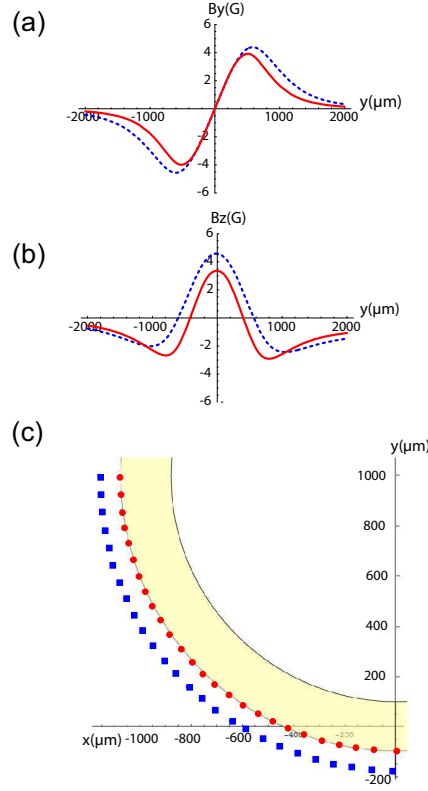


Figure 6.22: Rayon du tournant pour deux valeurs du courant **(a)** Composante B_y au début du tournant qui s'annule au centre du piège (ligne continue $I=1,6$ A, ligne discontinue $I=2,5$ A) **(b)** Composante B_z (ligne continue $I=1,6$ A, ligne discontinue $I=2,5$ A) **(c)** Minima pour les deux courants (cercles $I=1,6$ A ; carrés $I=2,5$ A).

Le rayon de la partie circulaire du « P » est de 1 mm, afin d'obtenir le même type de piège qu'avec un conducteur en « U » de longueur 2 mm. La largeur du conducteur est de $200 \mu\text{m}$, afin de pouvoir être compatible avec le conducteur central réalisant le confinement transversal, avec les conducteurs latéraux, lors du transport.

On peut remarquer que le minimum du potentiel se trouve décalé au niveau du bord extérieur du conducteur. Cela est une caractéristique générale du conducteur en « U ». En effet, considérons par exemple la situation au début du tournant, la composante B_y du champ s'annule bien au centre du « U ». Mais la composante B_z ne s'annule pas et décale donc le centre du piège dans la direction $\mathbf{e}_x$. On obtient le même décalage, perpendiculaire à la tangente au conducteur, en chaque point du tournant. En outre, plus le centre du piège est éloigné de la surface du substrat, plus le décalage est important, modifiant ainsi le rayon du tournant (voir la figure 6.22). Ce décalage peut être compensé en jouant avec la composante B_z du champ homogène extérieur.

À la fin du tournant, un conducteur en « Z » permet de réaliser un piège Ioffe-Pritchard, pouvant permettre un refroidissement évaporatif, afin d'obtenir des atomes plus froids. Pour des champs homogènes de $(B_x, B_y) = (1,9 \text{ G}, 55 \text{ G})$ et un courant

de 3 A, on obtient un centre du piège situé à $z_0=70\text{ }\mu\text{m}$, un gradient de 2700 G/cm , et une courbure de $4,8\cdot 10^6\text{ G/cm}^2$.

La position finale est superposée avec la position initiale du convoyeur, obtenue par les conducteurs de modulation situés dans la couche inférieure du substrat. Afin de charger plus d'atomes dans le convoyeur, le potentiel à la fin du tournant est longitudinalement moins raide que le potentiel optimisé du transport, une compression progressive est donc effectuée. La distance entre les conducteurs de modulation de centre à centre passe ainsi de $300\text{ }\mu\text{m}$ à $200\text{ }\mu\text{m}$, au cours de la première demi-période de transport.

6.4 Fabrication du substrat

On a vu dans les paragraphes précédents, les différentes structures nécessaires pour charger les atomes dans un piège magnétique, les confiner transversalement, et les transporter longitudinalement. Ce paragraphe décrit la fabrication de la puce comportant tous ces éléments, réalisée au Max-Planck-Institut für Physik à Munich par M. Wenninger et M. Reitmeier, puis le dépôt du miroir sur la surface du substrat et enfin le système de connection des conducteurs.

6.4.1 Substrat à deux couches

La puce a été obtenue par une technique de lithographie standard, nommée « thick-film hybrid technology ». Un substrat céramique en oxyde d'aluminium (Al_2O_3) d'une épaisseur de $250\text{ }\mu\text{m}$ sert de base. Ses dimensions de $38\text{ mm} \times 101,6\text{ mm}$ ont été obtenues par découpage laser. Quatre processus distincts doivent ensuite être réalisés :

- déposition sur le substrat de la couche conductrice inférieure.
- déposition d'une couche isolante. Elle est pourvue de trous positionnés à l'endroit où les connections inter-couches doivent être effectuées.
- remplissage des trous de la couche isolante avec une pâte conductrice afin de réaliser les connections inter-couches.
- déposition de la couche conductrice supérieure.

On peut voir les différentes couches devant être déposées sur la figure 6.23.

Pour chaque couche devant être imprimée, un « tamis » spécial est préparé. On part pour cela d'un maillage de fils en acier (325 ou 400 mailles par pouce avec un diamètre de fils de $30\text{ }\mu\text{m}$ ou $18\text{ }\mu\text{m}$). Ce maillage est recouvert d'un film polymère d'épaisseur $20\text{ }\mu\text{m}$, pouvant être durci au moyen d'une illumination ultra-violette. Un « Photo-Plot » de la couche à imprimer est placé sur le maillage avant l'éclairement UV, afin d'empêcher le durcissement du film aux endroits où l'or (ou bien le verre) doit être déposé sur le substrat. Le film non durci peut être facilement enlevé, laissant donc des ouvertures, où l'or (ou le verre) peut être appliqué.

Le processus d'impression consiste ensuite à étaler la pâte conductrice ou isolante au moyen d'une spatule (voir la figure 6.24).

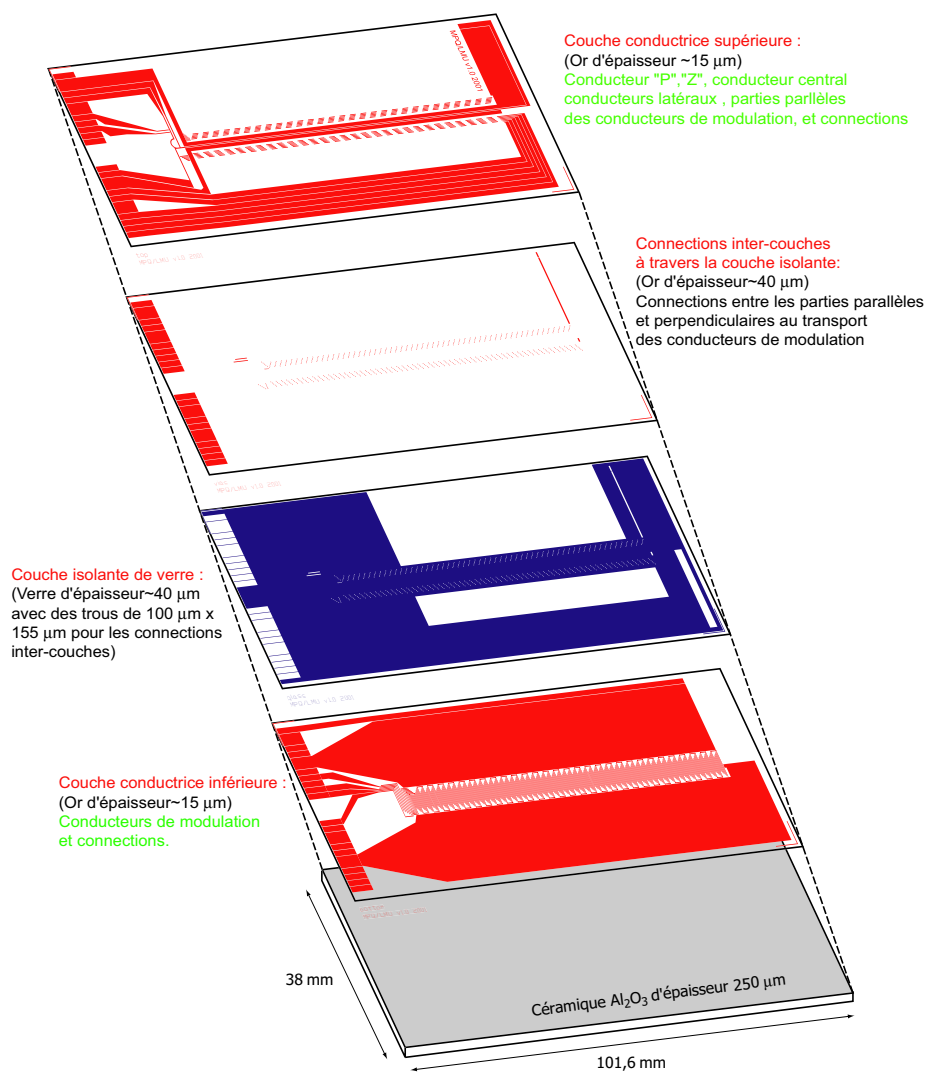


Figure 6.23: Représentation des quatre couches différentes devant être déposées.

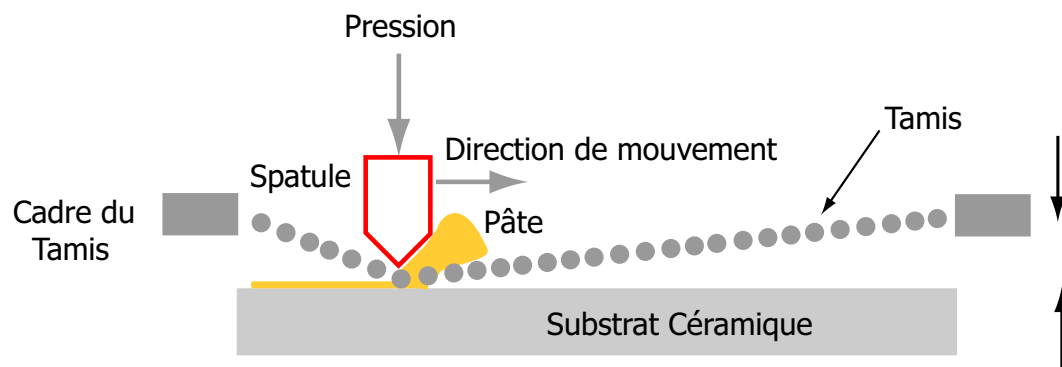


Figure 6.24: Schéma du processus de déposition : une spatule presse la pâte à travers les ouvertures d'un tamis.

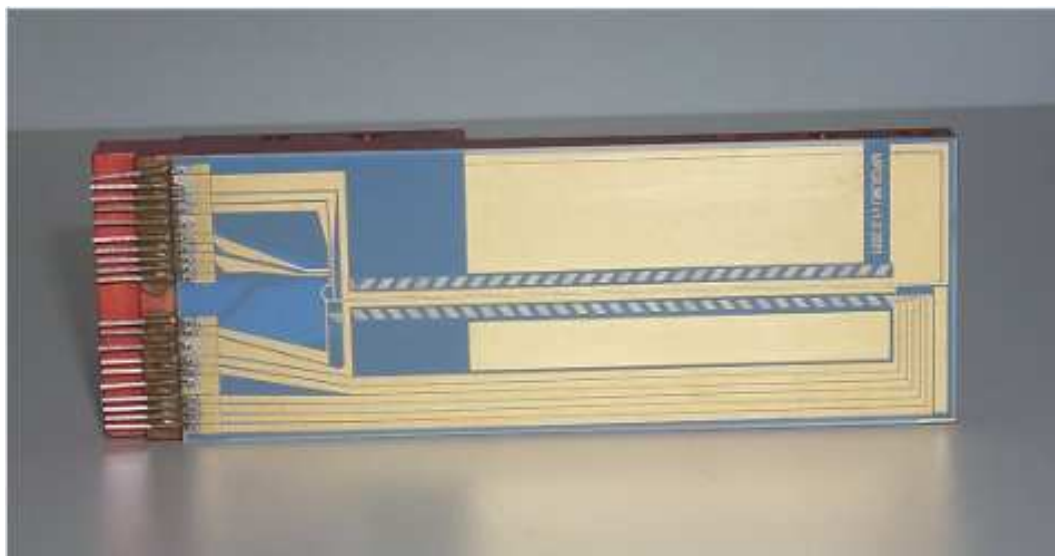


Figure 6.25: *Substrat fabriqué avec les connections électriques déjà soudées.*

La pâte est tout d'abord séchée à 150°C afin d'évaporer les solvants volatils venant du film polymère. Puis elle est chauffée jusqu'à 850°C . De 300°C à 500°C , les parties non volatiles du film polymère sont pyrolysées. De 600°C à 850°C , le verre (la pâte conductrice contient aussi une part de verre ou d'oxyde ou bien des deux) fond, permettant à la couche d'adhérer au substrat. Après ce chauffage, la couche est hermétiquement étanche et ne présente pas de dégazage, assurant la compatibilité ultra-vide.

Les conducteurs ainsi obtenus ont une épaisseur de $15\text{ }\mu\text{m}$, relativement importante, ce qui permet de diminuer leur résistance. C'est particulièrement nécessaire pour cette puce où la longueur des conducteurs est très grande (même avec cette épaisseur, la résistance moyenne des conducteurs de modulation est de l'ordre de 20 Ohms).

Au cours de la fabrication, il est apparu que la couche conductrice supérieure ne pouvait être imprimée avec la même précision que la couche inférieure. Les conducteurs ayant une large surface (le retour des deux conducteurs latéraux) ont « débordés » de leurs domaines. Il a donc fallu augmenter la distance entre ces conducteurs. Mais cela a concerné des parties conducteurs très éloignées des zones où les atomes sont piégés, sans influence sur les potentiels de piégeage.

La puce est ensuite collée au moyen d'une colle conduisant efficacement la chaleur et compatible ultra-vide (Epo-Tek H77) sur un support en cuivre. La bonne conductivité thermique de la céramique en oxyde d'aluminium ($\sim 25\text{ W/m}\cdot\text{K}$) permet une thermalisation efficace avec le support et par la suite avec l'ensemble de la chambre à vide. Un courant jusqu'à 5 A peut être ainsi envoyé dans un conducteur de largeur $200\text{ }\mu\text{m}$, et d'épaisseur $15\text{ }\mu\text{m}$ pendant 10 s. Pour un conducteur de largeur $100\text{ }\mu\text{m}$, un courant de 2 A peut être envoyé pendant 8 s (mesurés dans le vide).

On peut voir sur la figure 6.25 une photo du substrat fabriqué.

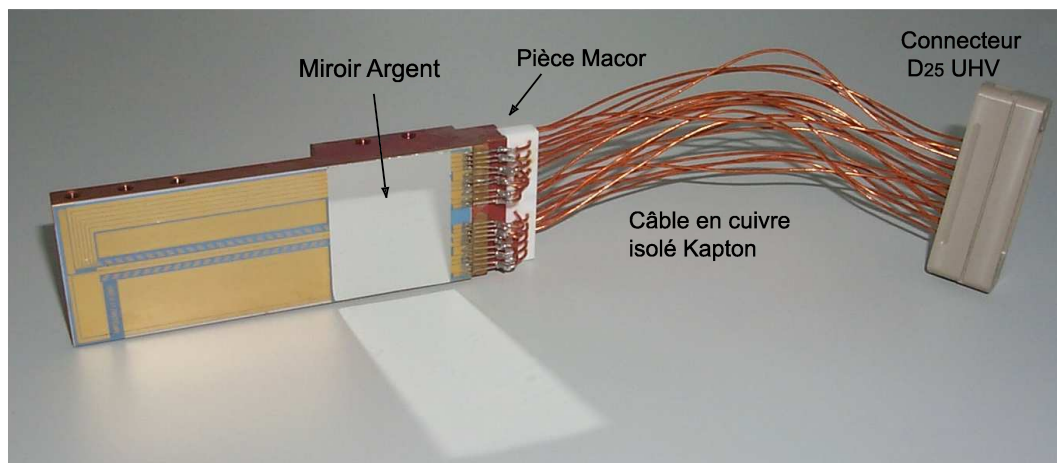


Figure 6.26: *Substrat prêt pour l'ultra-vide, avec miroir et connections électriques par un connecteur D_{25} .*

Il faut noter que si le processus de fabrication est effectivement standard, les contraintes imposées pour cette puce, en particulier la structure périodique des conducteurs de modulation, très fine et très étendue, représente un défi. Cette puce est très probablement la plus finement structurée des puces multicouche fabriquée par « thick film hybrid technology ».

6.4.2 Dépôt du miroir

Pour pouvoir réaliser le PMO-Miroir, nous devons déposer une couche réfléchissante sur le substrat au niveau de la zone de chargement des atomes. On utilise pour cela un miroir d'argent déposé suivant une technique de réplique. Afin d'isoler le miroir par rapport aux conducteurs du substrat, et donc d'éviter des court-circuits entre eux, une couche de colle pour composants optique compatible ultra-vide (Epo-Tek 353 ND), d'une épaisseur de $10\text{ }\mu\text{m}$ a été préalablement durcie au niveau de la zone de chargement du substrat, jouant le rôle de couche isolante. Par ailleurs, une couche d'argent d'épaisseur 300 nm est déposée sur un substrat en verre. On étale ensuite une faible quantité de la même colle sur la puce au niveau de la zone de chargement. Puis, on applique le substrat en verre sur la puce, face argentée vers la colle. Après durcissement, on peut retirer le substrat en verre et la couche argentée reste collée sur la puce. L'épaisseur des différentes couches conduit à un miroir situé à $15\text{ }\mu\text{m}$ de la surface supérieure des conducteurs. On peut voir le miroir collé sur la puce sur la figure 6.26.

Il s'est avéré que lors du processus de chauffage à 850°C , la plaque céramique s'incurvait latéralement, les bords s'élevant par rapport au centre. Il devint alors impossible d'exercer une pression suffisante de la couche argentée sur la colle au centre du substrat. Ceci a eu pour conséquence, pour un des deux substrats testés, la présence d'un trou au centre du miroir, exactement à l'endroit où le conducteur en « P », utilisé pour le chargement des atomes, est situé. Il nous a fallu alors déposer un second miroir par dessus le premier. La surface ayant été rendue plane par la

colle déposée pour le premier miroir, nous avons pu exercer une pression suffisante, et « sauver » ce substrat. Seules quelques petites irrégularités en bordure du trou ont pu être constatées, qui n'ont pas perturbé le fonctionnement du PMO.

Il faut noter que lorsqu'on regarde avec une carte infrarouge les faisceaux lasers, qui ont été réfléchis sur le miroir, la structure de la puce est visible. Comme la distance entre la surface supérieure des conducteurs et le miroir est de $15\text{ }\mu\text{m}$ et comme les conducteurs ont également une épaisseur de $15\text{ }\mu\text{m}$, la couche de colle a donc, suivant les endroits, une épaisseur de 15 ou $30\text{ }\mu\text{m}$. Lors du durcissement, la colle se contracte proportionnellement à l'épaisseur de la couche. On aura donc une légère différence de hauteur entre les parties du miroir au dessus d'un conducteur et les autres, ce qui explique la visibilité de la structure. Néanmoins, ceci n'affecte pas le fonctionnement du piège magnéto-optique.

6.4.3 Connection du substrat

Vingt connections électriques doivent être réalisées sur le substrat. Des languettes de connection en aluminium sont tout d'abord soudées sur les « pads » des différents conducteurs sur le substrat. Ces languettes ont une largeur de 2 mm, leur permettant d'être soudées sans risque de court-circuit d'un conducteur à l'autre. Des fils en cuivre isolés par une couche polyimide (Kapton) sont ensuite connectés sur ces languettes. Afin d'éviter des tensions sur les soudures et les languettes, qui sont fragiles, les câbles sont collés dans des trous percés dans une pièce en céramique Macor vissée sur le bloc en cuivre.

Vu le grand nombre de connections, il est relativement pénible et incertain de les effectuer une par une à chaque fois que l'on souhaite descendre le substrat dans l'enceinte à vide. C'est la raison pour laquelle nous avons utilisé un connecteur compatible ultra-vide de forme standard en électronique (D_{25}). Les câbles issus du substrat sont montés dans un connecteur D_{25} mâle. Connectés au passage électrique, vingt câbles sont montés dans un connecteur D_{25} femelle. On peut alors réaliser les vingt connections en une seule opération. Le connecteur femelle restant toujours connecté dans l'enceinte à vide, on est certain d'avoir toujours le même conducteur du substrat relié au même conducteur du passage électrique et donc au même câble à l'extérieur de l'enceinte.

Sur la figure 6.26, une photo montre le substrat prêt pour l'ultra-vide. Dans le prochain chapitre, nous allons décrire son fonctionnement et les résultats expérimentaux obtenus.

Chapitre 7

Transport des atomes

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté la puce développée pour transporter les atomes sur une distance de plus de 6 cm, et nous avons détaillé les structures conductrices utilisées pour confiner les atomes transversalement et longitudinalement, pour assurer leur transport, et pour effectuer leur chargement dans le convoyeur. Nous allons maintenant décrire les résultats expérimentaux obtenus lors de ces différentes phases. Après une présentation du dispositif expérimental, nous décrirons les expériences préliminaires du chargement des atomes, de leur tournant et du guide atomique. La dernière partie sera consacrée au transport proprement dit. Une version modifiée du transport par rapport à celui prévu à l'origine, augmentant la profondeur du piège, nous a permis de réaliser un transport des atomes sur pratiquement toute la longueur du convoyeur, soit sur 6 cm en moins de 1 s. En effectuant deux allers-retours de la puce, les atomes ont pu parcourir une distance totale de 24 cm, 60 fois plus que le précédent transport avec des micropièges magnétiques [33]. La capacité, que nous avons acquise d'effectuer de telles manipulations complexes d'atomes dans un potentiel, nous permet désormais d'approcher des atomes piégés de la microsphère, résolvant l'un des principaux problèmes du couplage d'atomes froids avec les modes de galerie.

7.1 Dispositif expérimental

7.1.1 Fixation du substrat et des bobines

On a décrit au paragraphe 6.4.3 le substrat collé sur un bloc en cuivre, les connexions étant effectuées par un connecteur D_{25} . Ce bloc est ensuite vissé, miroir vers le bas, sur un support également en cuivre pour bénéficier d'une bonne thermalisation avec le reste de la chambre à vide (voir la figure 7.1). Sur ce support sont également fixées les bobines utilisées pour créer les champs homogènes et le gradient de champ magnétique durant la phase de chargement des atomes. Il y a donc trois paires de bobines, proches de la configuration de Helmholtz, suivant les axes $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$ et $\mathbf{e}_z$. La paire de bobines à 45° crée le gradient de champ magnétique pour le PMO. Toutes les bobines sont réalisées avec des fils en cuivre isolés par une couche polyimide (Kapton) de diamètre 0,6 mm ou 0,9 mm. En fonctionnement avec des

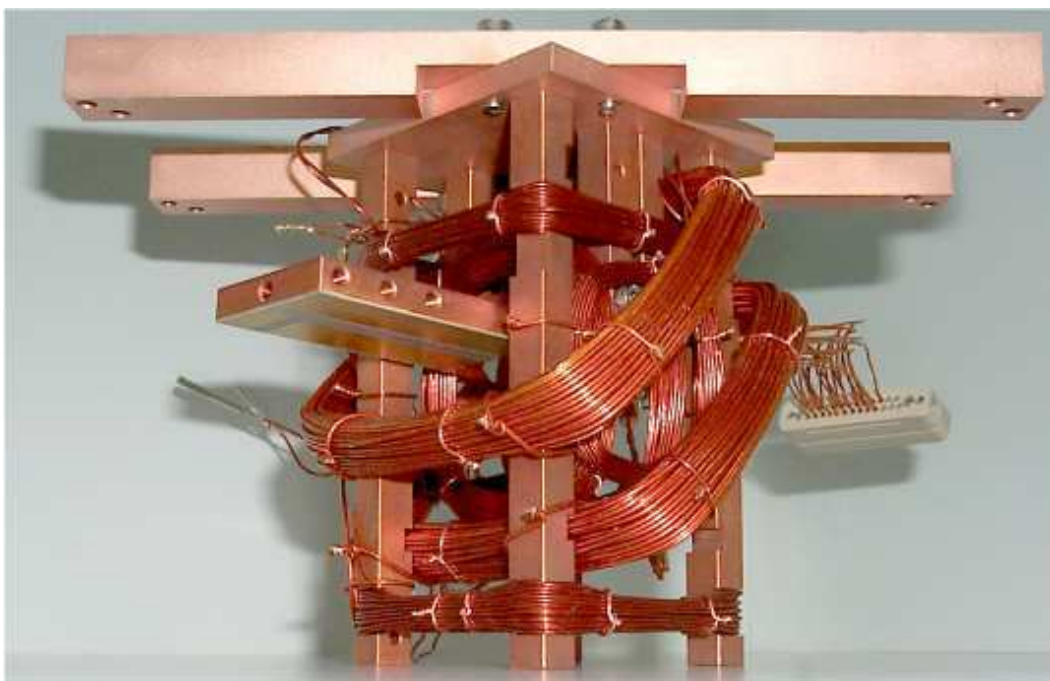


Figure 7.1: *Substrat et bobines sur le support. À la fin du substrat, on dispose d'une région libre d'accès sans faisceau laser.*

courants pulsés de 3 A pendant 10 s, aucune dégradation du vide n'a été constatée. Les faisceaux laser à 45° passent à travers les bobines de gradient, ce qui impose un écart minimum entre elles ; les faisceaux horizontaux passent, quant à eux, à travers les bobines d'axes e_y . Le support est vissé dans la chambre par l'intermédiaire de deux barres horizontales en cuivre.

La zone de chargement est ainsi bien « cernée » par les bobines et les faisceaux lasers. En revanche, on dispose à la fin du substrat d'une région libre d'accès, sans faisceau laser, où le dispositif avec la microsphère peut être placé.

7.1.2 Système à vide

Enceinte à vide

L'enceinte à vide est une chambre en acier inoxydable d'un volume d'environ 20 litres. Elle est pourvue de 6 fenêtres traitées anti-reflet, montées sur des brides CF40 : 2 pour les faisceaux à 45° du PMO, 2 pour les faisceaux horizontaux du PMO et la détection perpendiculaire à la direction de transport, 2 pour la détection suivant la direction du transport. Deux grandes fenêtres montées sur des brides CF 160 permettent de voir « ce qui se passe » à l'intérieur de la chambre, ce qui est particulièrement utile dans les premières phases d'ajustement des faisceaux lasers et de recherche du PMO.

Les connections électriques du substrat et des bobines sont assurées au moyen d'un passage de 35 connections. On dispose également d'un deuxième passage électrique de 11 connections, qui est utilisé pour les éléments piézo-électriques du cou-



Figure 7.2: *Intérieur de la chambre à vide avec les connecteurs des passages électriques.*

pleur de la microsphère.

L'accès à l'intérieur de la chambre se fait sur la partie supérieure, par une ouverture de 25 cm de diamètre, au travers de laquelle l'ensemble du montage est descendu. Le support est ensuite vissé sur des barres en cuivre, elles-mêmes vissées sur les parois de la chambre.

On peut voir sur la figure 7.2, une image de l'intérieur de la chambre à vide, avec les différents connecteurs des passages électriques.

Source d'atomes : dispensateur

Nous utilisons comme source d'atomes des « dispensateurs » (en anglais dispenser) de la société SAES Getters. Dans ces dispensateurs, les atomes d'alcalins, dans notre cas le rubidium, sont présents sous forme d'un mélange de chromate de rubidium (RbCr) et d'un agent réducteur. Lorsqu'on chauffe les dispensateurs par l'envoi d'un courant, au dessus d'une température seuil de plusieurs centaines de degrés Celsius, la réaction de réduction est initiée, les atomes sont alors libérés à travers une fente [141]. Cette fente est orientée en direction de la zone du PMO, qui se situe dans notre cas à environ 5 cm du dispensateur.

Il y a deux avantages principaux à utiliser des dispensateurs plutôt qu'une cellule de rubidium chauffée. D'une part, c'est une source d'atomes extrêmement bien contrôlable ; on peut précisément ajuster le flux d'atomes au moyen de l'intensité du courant. D'autre part, dès que l'on coupe le courant, l'émission d'atomes est stoppée quasi-instantanément, on a donc un contrôle très rapide sur le flux d'atomes.

On peut ainsi émettre un flux déterminé d'atomes au moment où on le souhaite, ce qui permet de pouvoir moduler la pression de rubidium dans l'enceinte suivant les phases de chargement ou de piégeage des atomes.

Pompes

La chambre est pompée par une pompe turbo-moléculaire de 400 ℓ/s permettant d'atteindre une pression de $3 \cdot 10^{-10}$ mbar pour la chambre vide (sans bobines, ni substrat, ni dispensateur, ni coupleur pour la sphère), après un étuvage à 200°C pendant deux jours. C'est une pompe à support magnétique ne nécessitant pas de refroidissement par eau en fonctionnement normal. On dispose de plus d'une pompe à sublimation Titane, qui permet de gagner environ un facteur 2 sur la pression en dessous de 10^{-9} mbar.

Procédure de dégazage

Lors de l'étuvage de la chambre avec l'ensemble du montage (substrat, bobines, dispensateur), il est important de particulièrement bien dégazer les dispensateurs et les bobines par l'envoi d'un courant, afin d'élever leur température. En effet, entre les fils des bobines ou dans l'enroulement de la plaque métallique du dispensateur, des volumes se trouvent piégés pouvant donner lieu à des fuites virtuelles avec des temps de pompage extrêmement longs.

Pour les dispensateurs, suivant la procédure de la référence [141], on augmente progressivement l'intensité du courant, afin que la pression ne soit pas supérieure de plus d'un ordre de grandeur à la pression initiale, jusqu'à atteindre une valeur de 5 A. On laisse ensuite ce courant pendant 5 heures.

Pour les bobines, la procédure de dégazage dépend de leur résistance et de leur thermalisation avec la chambre. On envoie typiquement un courant de 3 A pendant 15 minutes, puis un courant de 2 A pendant 6 heures.

Les filaments de Titane sont également dégazés en envoyant un courant de 30 A pendant 30 minutes.

Après avoir dégazé ces différents éléments et après un étuvage de l'ensemble de la chambre pendant une semaine à 100°C, une pression de $3 \cdot 10^{-10}$ mbar a pu être obtenue, identique à la pression de la chambre vide.

7.1.3 Système laser

Le système laser est un système standard utilisé pour obtenir un piège magnéto-optique (voir la figure 7.3).

Laser refroidisseur

Le laser refroidisseur est désaccordé vers le rouge d'environ trois largeurs naturelles par rapport à la fréquence de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ du ^{87}Rb . Nous utilisons comme laser refroidisseur une configuration maître-esclave de deux diodes lasers.

La diode maître (Hitachi HL78516) est montée sur réseau en configuration Littrow, ce qui permet d'obtenir une largeur spectrale de l'ordre de 3 MHz, limitée par l'alimentation en courant de la diode. La fréquence du laser est asservie par un lock radio-fréquence sur un spectre d'absorption saturée. Le signal d'erreur est obtenu par une modulation RF du courant ; la rétroaction s'effectue, pour les basses fréquences sur l'angle du réseau via un élément piézo-électrique, et pour les hautes fréquences directement sur le courant de la diode. Le faisceau maître passe ensuite au travers d'un modulateur acousto-optique en double-passage, avant d'injecter la diode esclave. On peut ainsi varier la fréquence du laser maître sans perturber l'injection, et donc varier de même 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 de la diode libre esclave. Celle-ci est une diode Sanyo DL 7140-201S délivrant une puissance nominale de 70 mW. Après passage à travers différents éléments optiques, nous disposons d'une puissance d'environ 40 mW pour le PMO.

Laser repompeur

Le laser repompeur, qui sert à recycler les atomes tombés dans le sous-niveau $F = 1$, est également une diode montée sur réseau en configuration Littrow. Sa fréquence est asservie sur la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$ à l'aide d'une spectroscopie d'absorption saturée. L'élément piézo-électrique du réseau est modulé à 10 kHz, une détection synchrone extrait le signal d'erreur, la rétro-action s'effectue sur le PZT. Une puissance d'environ 7 mW est présente au niveau du PMO. Le faisceau du repompeur est superposé avec le faisceau refroidisseur sur un cube polariseur, puis ils sont divisés pour donner les quatre faisceaux nécessaires au PMO-Miroir.

Faisceau de pompage optique

Le faisceau de pompage optique est utilisé pour pomper les atomes dans le sous-niveau magnétique $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Il est issu du laser maître, dont une partie passe au travers d'un autre modulateur acousto-optique en double passage, le mettant à résonance avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$.

Faisceaux de détection

Les faisceaux de détection sont issus du laser esclave, leur fréquence est celle de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Ils sont remis à résonance par un modulateur acousto-optique. Nous avons utilisé deux directions de détection et donc deux faisceaux de détection. Un faisceau de détection et le faisceau de pompage sont superposés sur un cube séparateur non-polarisant, avant d'être couplés dans une fibre optique à maintien de polarisation, pour être amenés dans la région du PMO. Le deuxième faisceau de détection est également couplé dans une autre fibre optique à maintien de polarisation.

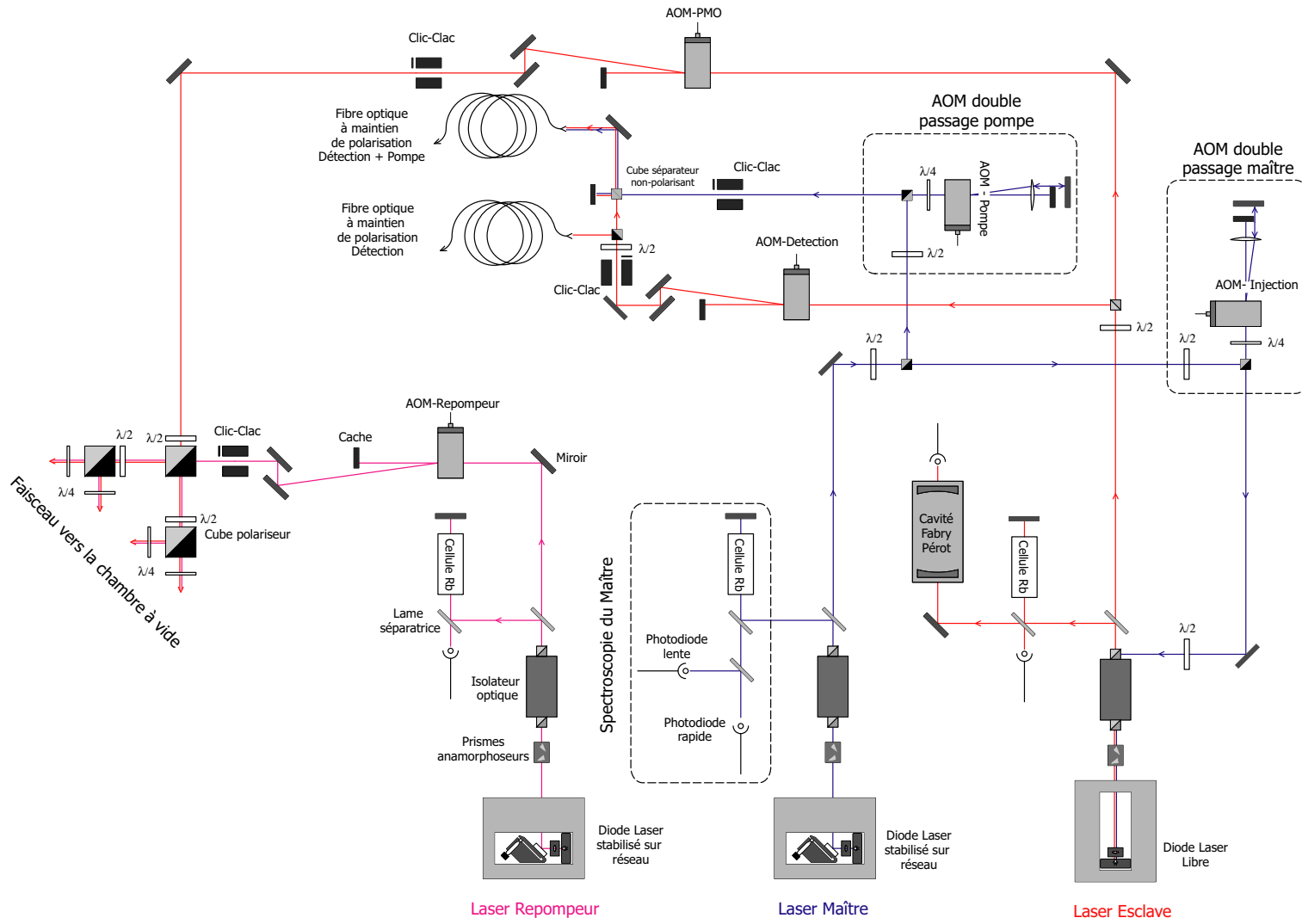


Figure 7.3: Schéma du système laser.

Coupure des faisceaux

Tous les faisceaux lasers sont coupés au moyen de modulateurs acousto-optiques (AOM), permettant un temps de coupure de l'ordre de $50 \mu\text{s}$. Toutefois, même en l'absence de puissance RF, les AOM diffusent toujours de la lumière dans l'ordre de diffraction utilisé. Comme le piège magnétique est très sensible à la lumière quasi-résonante du faisceau refroidisseur, des obturateurs mécaniques sont également employés après les AOM. Leurs temps de coupure sont longs, de l'ordre de quelques millisecondes, mais la lumière est alors totalement coupée. Cela permet d'améliorer nettement la durée de vie dans le piège magnétique.

7.1.4 Système de détection

La détection des atomes est réalisée par absorption. Les atomes sont éclairés par un faisceau laser proche de la résonance, absorbent une partie de la lumière, avant de la réémettre par émission spontanée. Une ombre du nuage est alors visible, lorsqu'on image le nuage sur une caméra CCD.

Nous avons utilisé deux axes de détection (voir la figure 7.4) :

- suivant la direction de transport : c'est un système de détection habituel. Un champ de quantification de 4 G est appliqué dans la direction $\mathbf{e}_x$. Le faisceau de détection se propage dans la direction $-\mathbf{e}_x$ avec une hélicité gauche, donnant une polarisation circulaire σ^+ .
- perpendiculairement à la direction de transport : le faisceau de détection se trouve superposé avec les faisceaux horizontaux du PMO. Deux cubes polariseurs permettent de superposer les faisceaux, avant de les séparer pour diriger le faisceau de détection vers une caméra CCD. Un champ de quantification de 4 G est appliqué suivant la direction $-\mathbf{e}_y$. Ce faisceau de détection, qui se propage suivant $\mathbf{e}_y$, a une hélicité gauche, afin d'obtenir une polarisation circulaire σ^+ .

La fréquence des faisceaux de détection est ajustée pour être résonante avec le champ de quantification utilisé. Afin d'éviter de saturer les atomes, l'intensité du faisceau de détection est choisie bien en dessous de l'intensité de saturation : $I \simeq 0,1 I_{\text{sat}}$ avec $I_{\text{sat}} \approx 1,66 \text{ mW/cm}^2$. Le temps d'illumination de $200 \mu\text{s}$ est suffisamment court pour ne pas modifier notablement la position des atomes.

Du fait de réflexions parasites sur les cubes, lames, fenêtres, ... des anneaux d'interférences sont toujours présents sur une image. Suivant les fluctuations thermiques et les mouvements de l'air, ces franges d'interférences se déplacent, entraînant une dégradation du rapport signal sur bruit. Afin d'améliorer le contraste, une deuxième image est donc prise 50 ms après la première (ou 800 ms suivant le type de caméra). En 50 ms, les atomes sont tombés de 12 mm, hors de la zone de détection. En revanche, les effets d'interférences, qui varient lentement, sont encore identiques à ceux de la première image. En soustrayant ces deux images, on élimine donc une grande partie du bruit. De plus, une image de fond est prise en l'absence de toute lumière pour prendre en compte les effets de courant d'obscurité de la caméra ainsi que la lumière parasite dans la pièce.

Pour une détection dans la direction $\mathbf{e}_x$, la densité optique D , définie par

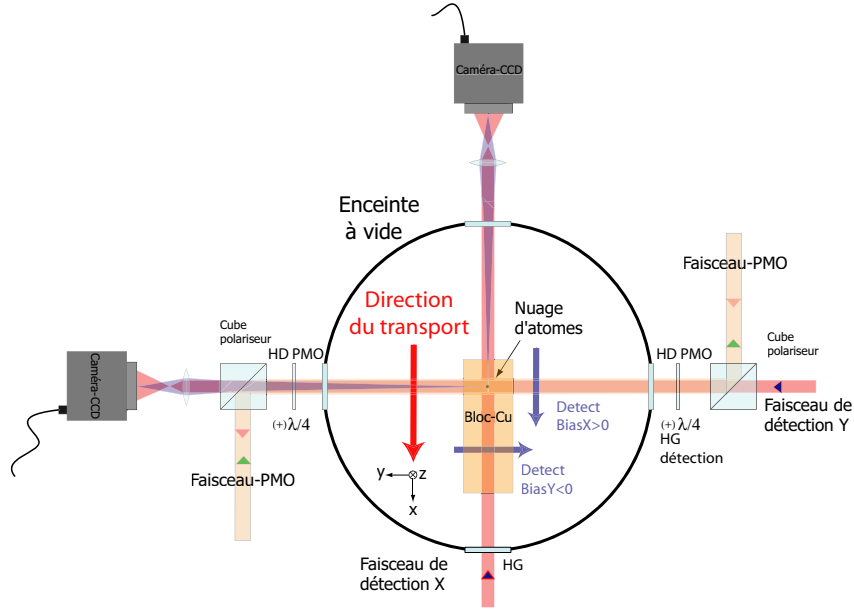


Figure 7.4: Schéma du système de détection. Suivant la direction $\mathbf{e}_x$, système de détection standard. Suivant la direction $\mathbf{e}_y$, le faisceau de détection est superposé avec les faisceaux horizontaux du PMO, puis séparé par un cube polariseur pour être dirigé sur une caméra CCD.

$I_{trans}(y, z) = I_0 e^{-D(y, z)}$ (pour une intensité I_0 faible devant l'intensité de saturation), est alors calculée pour chaque pixel suivant la relation

$$D = -\ln \frac{A - F}{R - F} \quad (7.1)$$

où A est l'image avec atomes, R est l'image sans atomes, F est l'image de fond.

Pour un couplage atome-champ maximal, la densité optique est liée à la densité atomique par

$$D(y, z) = \int n(\mathbf{r}) \sigma dx \quad (7.2)$$

avec $\sigma = 3\lambda^2/(2\pi)$ la section efficace d'absorption à résonance.

On peut alors calculer le nombre d'atomes en faisant la somme sur chaque pixel

$$N = \sum_{pixel} D_{pixel} \frac{S}{\sigma} \quad (7.3)$$

où S est la surface imagée sur un pixel.

L'acquisition des images et leur traitement sont réalisés grâce à un programme écrit par Wolfgang Hänsel [137], qui calcule l'image dite d'analyse, représentant la densité atomique, donne le nombre d'atomes, et permet de sauvegarder les images et leurs paramètres.

Nous avons utilisé deux types de caméra :

- Une caméra CV-M50 de la société JAI, permettant l'acquisition de deux images à 50 ms d'intervalle.

- Une caméra AP1-E de la société Apogee, qui est une caméra avec un faible bruit, mais dont l'intervalle de temps entre l'acquisition de deux images est de 800 ms.

7.1.5 Contrôle de l'expérience

L'ensemble de l'expérience est contrôlée par ordinateur grâce à un programme écrit par Jakob Reichel. Les signaux digitaux sont générés par une carte digitale 32 canaux PCI-DIO-32 de National Instruments. Les signaux analogiques, comme par exemple les modulations des différents courants pour la puce, sont obtenus au moyen de deux cartes analogiques 8 canaux 12 bits PCI-6713, également de National Instruments. L'utilisateur n'a plus qu'à donner les valeurs qu'un canal doit prendre à un instant donné.

7.1.6 Alimentations en courant

Un rôle crucial dans l'expérience est joué par les alimentations en courant, qui fournissent le courant de tous les conducteurs de la puce mais également des bobines. Pas moins de 13 alimentations en courant sont nécessaires pour le fonctionnement de la puce. Elles ont été construites à Munich par Anton Scheich. Elles délivrent un courant proportionnel à une tension d'entrée, comprise entre -10 V et 10 V, provenant des cartes de l'ordinateur. Afin d'éviter tout risque de destruction, ces cartes sont électriquement isolées des sources de courant par des opto-coupleurs analogiques. Ces alimentations peuvent débiter un courant jusqu'à 5A avec une tension maximale de 15 V et une précision relative de 10^{-4} .

7.2 Expériences Préliminaires

Ce paragraphe présente les différentes phases nécessaires au chargement du convoyeur :

- chargement du piège magnéto-optique-miroir.
- chargement du piège magnétique.
- tournant pour atomes.

Puis, une expérience de guidage d'atomes sera présentée testant le confinement transversal.

7.2.1 Chargement du PMO - Miroir : utilisation d'un dispensateur en mode pulsé

Cette section présente le chargement du PMO-Miroir décrit au paragraphe [6.3.1](#).

Paramètres de la phase du PMO

Les faisceaux du laser refroidisseur ont une puissance totale de 40 mW. La fréquence du laser est désaccordée vers le rouge de 3Γ , où $\Gamma \approx 6$ MHz est la largeur naturelle de la transition. Le diamètre des faisceaux est d'environ 1 cm. Il ne peut pas

être augmenté, car les faisceaux à 45° passent entre les deux bobines à 45° qui créent le gradient du champ magnétique durant la phase du PMO. Le gradient de champ magnétique vaut de l'ordre de 8 G/cm. La distance entre le centre du PMO-Miroir et la surface du substrat est de 1.5 mm.

L'ajustement des faisceaux lasers à 45° s'effectue commodément grâce à l'image de la structure conductrice que l'on peut voir en réflexion sur une carte infrarouge ; le centre des faisceaux doit être placé à la position initiale du nuage au niveau du conducteur « P ». L'ajustement des faisceaux horizontaux est plus délicat. Ils sont latéralement centrés sur le conducteur en « P » ; verticalement, 1/3 des faisceaux est coupé par le support en cuivre, les autres 2/3 se propagent parallèlement à la surface du substrat.

Variation de la pression de rubidium

Afin d'obtenir à la fois beaucoup d'atomes et une longue durée de vie, il est nécessaire d'avoir des pressions de rubidium différentes suivant les phases de l'expérience. Un moyen standard est d'utiliser un dispositif expérimental à deux chambres. Une chambre sert pour le PMO avec une pression élevée de rubidium pour piéger un nombre important d'atomes. Puis, le nuage d'atomes froids est transféré dans une deuxième chambre où la pression est bien moindre, permettant une longue durée de vie des atomes dans le piège magnétique. Une alternative est d'utiliser une chambre unique mais de moduler la pression de rubidium.

Un des moyens est d'employer le phénomène de désorption due à la lumière [142, 143]. Ce moyen a été utilisé à Munich, permettant l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein dans un micropiège magnétique [54, 135]. Dans cette expérience, l'enceinte à vide est pompée par une pompe ionique de 25 ℓ/s ; le substrat réduit de plus la conductance et donc la vitesse de pompage au niveau de la puce est nettement inférieure à cette valeur. Un courant est envoyé dans le dispensateur afin de déposer une couche de rubidium sur les surfaces de la cellule, et compenser les pertes induites par le pompage. En éclairant la cellule avec une lampe halogène, les atomes de rubidium (et d'autres impuretés) désorbent des surfaces et peuvent donc être piégés dans le PMO. Puis, en éteignant la lampe halogène, les parois jouent alors le rôle d'une pompe extrêmement efficace, la pression retrouvant son niveau initial en moins de 0,6 s. C'est une situation quasi-statique, où les parois de l'enceinte jouent à la fois le rôle de source et de pompe, l'interrupteur étant la lumière. Une augmentation du nombre d'atomes jusqu'à un facteur 20 a ainsi pu être obtenu [135].

Dans l'expérience présente, la situation est différente. Le pompage de l'enceinte à vide est effectué avec une pompe d'un débit 400 ℓ/s . De plus, la plupart des surfaces (hormis le substrat) se trouve à une distance de plusieurs centimètres du centre du PMO. C'est une situation, qui n'est pas quasi-statique. Une grande partie du rubidium, désorbé par la lumière, est pompée par la pompe turbo et se trouve donc non disponible pour le PMO. Nous n'avons pu que gagner 1,5 fois plus d'atomes avec un éclairage par une lampe halogène par rapport à la situation sans.

Il est par conséquent indispensable d'augmenter considérablement le flux d'atomes au niveau de la zone du PMO durant la phase de chargement, ce qui peut être réalisé par une augmentation du courant dans le dispensateur. Comme un fonctionnement

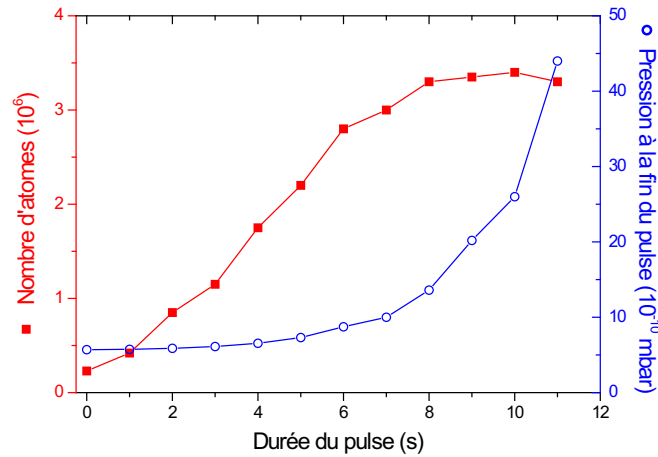


Figure 7.5: *Effet de la durée du pulse : un courant continu de 3,5 A est envoyé dans le dispensateur auquel on ajoute un courant pulsé de 3,5 A. L'augmentation du nombre d'atomes dans le PMO (■) et l'augmentation de la pression dans la chambre (○) sont représentées sur le graphe. Le PMO est maintenu pendant 1 s après la fin du pulse.*

en continu du dispensateur avec un fort courant conduit à une dégradation rapide de la pression, la solution consiste à utiliser le dispensateur en effectuant des pulses de courant [141].

Nombre maximum d'atomes en fonction de la durée du pulse

Un courant continu est tout d'abord envoyé dans le dispensateur pour maintenir sa température juste en dessous de la température seuil de la réaction de réduction ; aucun atome de rubidium n'est alors émis. Puis, on augmente le courant durant la phase du PMO, ce qui libère les atomes de rubidium, qui peuvent alors être piégés. Enfin, on remet le courant à son niveau initial, il n'y plus d'émission d'atomes, la pression diminue. Les deux paramètres sur lesquels on peut jouer sont l'intensité du pulse et sa durée. L'intensité ne peut être arbitrairement grande. Il a été rapporté, pour une utilisation avec un courant continu de 8 A, la déposition d'une couche de rubidium sur les parois de la chambre et en particulier les fenêtres, qui deviennent dès lors opaques [144]. En fonctionnement pulsé, les courants employés vont de 7 A pendant 12 s [145], à 10 A pendant 3 s [141]. Les valeurs maximales que nous avons utilisées sont de 7 A pendant 12 s et 8,5 A pendant 6 s.

En envoyant un courant continu de 3,5 A et en pulsant 3,5 A supplémentaires, nous avons obtenu l'augmentation du nombre d'atomes piégés dans le PMO en fonction de la durée du pulse représentée sur la figure 7.5. On atteint un nombre stationnaire d'atomes de $3,3 \times 10^6$.

On a également tracé la pression dans la chambre à la fin du pulse. En négligeant l'effet des collisions avec les atomes du gaz résiduel, le taux de chargement du PMO est proportionnel à la pression partielle de rubidium. La pression mesurée dans la chambre donne donc une bonne indication du taux de chargement du PMO, en

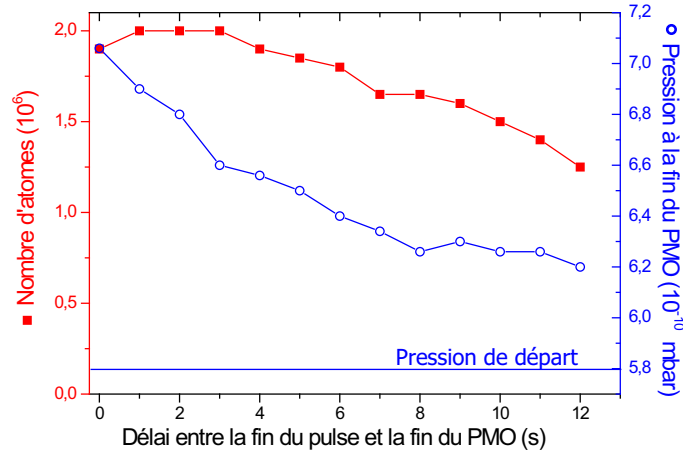


Figure 7.6: Diminution du nombre d'atomes (■) et de la pression dans l'enceinte (○) en fonction de la durée de la phase PMO sans courant pulsé dans le dispensateur. Un courant de 3,5 A est envoyé en continu et 3,5 A ont été auparavant pulsés pendant 5 s.

supposant que la majeure partie de l'augmentation de la pression est due à l'émission de rubidium par le dispensateur.

L'utilisation d'une intensité de courant pulsé supérieure permet d'obtenir un flux d'atomes plus important, et donc un même nombre d'atomes piégés dans le PMO plus rapidement. Cependant, le chargement devient alors moins reproductible et le nombre d'atomes piégés diminue, de l'ordre de 10% pour 1,5 A supplémentaire. Cette diminution peut être due au fait que, pour un pulse bref et intense, un flux plus important d'atomes, émis par le dispensateur, atteint directement le PMO, augmentant les pertes par collisions. Davantage d'impuretés peuvent aussi être libérées par le dispensateur, du fait de sa température plus élevée, augmentant également les pertes par collisions.

Après une interruption de plusieurs minutes, il est nécessaire d'effectuer plusieurs pulses (en général deux suffisent) pour retrouver un fonctionnement reproductible du dispensateur. Ceci peut être causé par une contamination du contenu du dispensateur par des impuretés du gaz résiduel lors du fonctionnement avec un faible courant. Les premiers pulses servent alors à « nettoyer » le dispensateur.

Durée du PMO sans dispensateur : diminution de la pression

Durant le pulse du dispensateur, la pression dans la chambre augmente et le PMO se charge en atomes. Pour pouvoir retrouver une bonne pression, compatible avec de longues durées de vie dans le piège magnétique, on ramène le courant dans le dispensateur à son niveau initial (où aucun atome de rubidium n'est émis) et on garde les atomes piégés dans le PMO pendant que la pression diminue.

Sur la figure 7.6, est représentée la diminution de la pression et du nombre d'atomes en fonction du temps de fonctionnement du PMO après un pulse de 3,5 A pendant 5 s (en plus des 3,5 A en courant continu). 70% de l'augmentation de la

pression peut être rattrapée pour une perte d'atomes d'environ 30 %.

Il est également nécessaire de compenser les variations de champs magnétiques dues aux changements dans l'intensité du courant du dispensateur. En effet, si l'on passe de 7 A à 3,5 A sans effectuer de compensations, le PMO se déplace de 200 à 300 μm .

Le dispensateur retrouve sa température initiale en quelques secondes et comme la température seuil est de plusieurs centaines de degrés Celsius, l'arrêt de l'émission d'atomes est quasi-instantané. C'est finalement la vitesse de pompage qui limite la diminution de la pression dans la chambre.

7.2.2 Chargement du piège magnétique

Cette section décrit les étapes du chargement du piège magnétique présentées au paragraphe 7.2.2.

Transfert du PMO-Miroir au PMO-Miroir du conducteur « U »

Une fois le PMO chargé, on le rapproche à environ 500-600 μm de la surface, en 30 ms, par une modification des champs extérieurs. Le désaccord du laser refroidisseur est alors porté à 9 Γ pour refroidir les atomes à une température d'environ 80 μK .

Le courant dans les bobines en Anti-Helmholtz est ensuite coupé. Du fait des courants d'induction qui apparaissent alors et qui mettent 2 ms à être dissipés, les faisceaux lasers sont coupés durant ce laps de temps, afin d'éviter un déplacement erratique des atomes. Ils sont de nouveau allumés en même temps que le courant dans le conducteur en « U » et le champ homogène dans la direction $\mathbf{e}_x$. On retrouve ainsi un PMO-Miroir mais dont le champ quadrupolaire est obtenu grâce au conducteur en « U ». Le laps de temps où les faisceaux lasers sont obturés est suffisamment court pour que les atomes n'aient pas le temps de se déplacer et qu'ils puissent de nouveau être piégés dans le PMO. On obtient ainsi un PMO situé à environ 500-600 μm de la surface avec un gradient de l'ordre de 30 G/cm.

Le PMO est ensuite de nouveau comprimé et rapproché à 300 μm de la surface.

Transfert du PMO-Miroir du conducteur « U » au piège magnétique quadrupolaire

Afin d'obtenir des atomes plus froids, une phase mélasse est réalisée pendant 2-4 ms. Tous les champs magnétiques (créés par les bobines et les conducteurs) sont coupés, les lasers sont désaccordés vers le rouge de 10 Γ , et la puissance du laser refroidisseur réduite. On obtient alors des atomes avec une température de 45 μK . Les faisceaux laser du PMO sont ensuite coupés.

On effectue ensuite une phase de pompage optique, afin de polariser les atomes dans le sous-niveau magnétique piégeant $|F = 2, m_F = 2\rangle$. À cette fin, on allume, pour une durée de l'ordre de 0,2 ms, un faisceau de pompage dirigé dans la direction $\mathbf{e}_y$ d'hélicité gauche, avec un champ de quantification de 3 G appliqué dans la direction $-\mathbf{e}_y$.

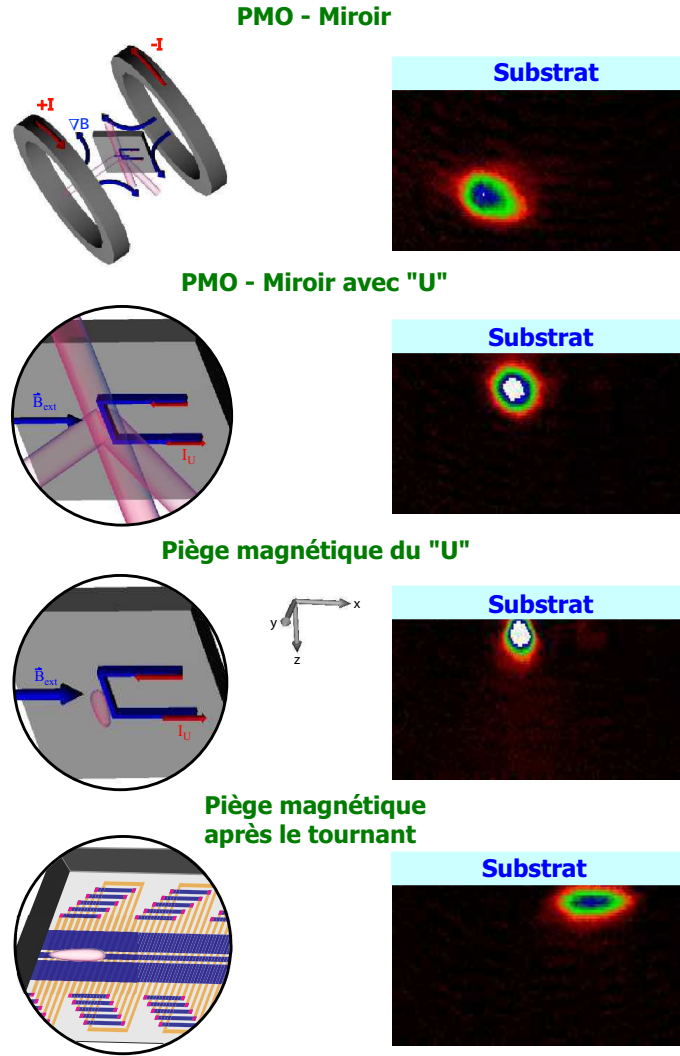


Figure 7.7: Images en absorption du nuage d'atomes lors des différentes phases de leur chargement vers le convoyeur.

Finalement, on envoie de nouveau un courant dans le conducteur en « U » et dans les bobines créant le champ homogène dans la direction e_x , afin de piéger les atomes dans le piège magnétique quadrupolaire. L'inductivité des bobines assure un changement de direction du champ magnétique suffisamment lent pour que les atomes puissent suivre les lignes de champ, tout en étant suffisamment court pour qu'ils restent à la même position (la constante de temps est de l'ordre de 0,5 ms). On utilise typiquement un courant dans le « U » $I \simeq 1,6$ A et un champ homogène $B_x^{hom} \simeq 10$ G, le centre du piège magnétique se trouve alors à $250 \mu\text{m}$ de la surface et le gradient du champ magnétique vaut alors 400 G/cm .

On peut voir sur la figure 6.16 le nuage d'atomes durant les différentes phases du chargement. Le nombre initial d'atomes dans le PMO est de $1,5 \cdot 10^6$, le nombre d'atomes dans le piège magnétique est de $1,1 \cdot 10^6$. La température des atomes dans le piège magnétique est d'environ $65 \mu\text{K}$.

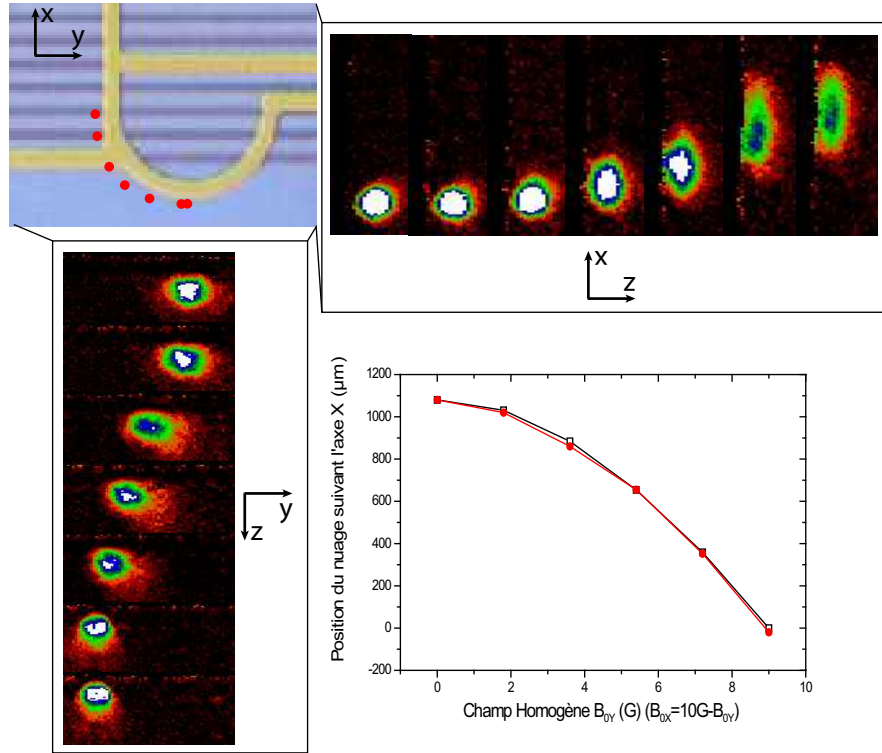


Figure 7.8: *Tournant des atomes : deux séries d'images ont été prises suivant les deux axes de détection. La position de la première image a été placée pour que le centre du nuage corresponde au minimum du potentiel calculé. L'accord entre la position calculée (points noirs) et la position observée (points rouges) est satisfaisant (courant de 2,5A, champ homogène de 9 G).*

7.2.3 Le tournant pour atomes

Pour tourner le nuage d'atomes, on effectue la rotation du champ magnétique homogène $\mathbf{B}_0(\varphi) = B_0(\cos(\varphi), \sin(\varphi), 0)$ avec $\varphi = 0 \rightarrow \pi/2$ présentée au paragraphe 6.3.3, à l'aide de deux paires orthogonales de bobines en configuration de Helmholtz.

Cette rotation est effectuée en 100 ms, ce qui représente une vitesse curviligne de déplacement pour les atomes de 1,6 cm/s. Pour cette vitesse de rotation, nous n'avons pas observé de pertes ni de chauffage dus au tournant. Des vitesses de rotation plus élevées occasionnent des pertes; nous avons alors essayé d'effectuer une rotation du champ magnétique avec accélération au départ, rotation uniforme, puis décélération, mais sans obtenir d'amélioration significative. Ce ne sont donc pas les phases d'accélération des atomes qui contribuent de manière importante aux pertes, mais plutôt des déformations non-adiabatiques du potentiel tout au long du tournant.

Sur la figure 7.8, deux séries d'images prises suivant les deux directions de détection montrent la rotation du nuage d'atomes.

7.2.4 Test du confinement transversal : le guide atomique

À la fin du tournant, les atomes sont positionnés au départ du convoyeur magnétique. Avant de transporter les atomes piégés à trois dimensions, un test préliminaire consiste à s'assurer du confinement transversal, suivant les axes perpendiculaires au transport (voir le paragraphe 6.1). Au départ, ce confinement est réalisé au moyen du conducteur central et d'un champ homogène dans la direction $\mathbf{e}_y$ obtenue par une paire de bobines. Puis, lorsque les atomes sont arrivés suffisamment loin du début des conducteurs latéraux, on coupe le champ homogène et on envoie un courant dans ces conducteurs. Le confinement transversal est alors uniquement obtenu grâce aux conducteurs de la puce.

On peut voir sur la figure 7.9 le confinement transversal des atomes. La détection perpendiculaire au transport couvre seulement une zone où le confinement transversal est réalisé grâce à un champ homogène. En revanche, la détection suivant l'axe $\mathbf{e}_x$ permet de détecter les atomes dans une zone où les conducteurs latéraux peuvent être mis en fonctionnement. La diminution apparente du nombre d'atomes le long du guide est due à une baisse de l'efficacité de détection. Au cours du temps, le nuage avance dans le guide et s'étale. Or, la mise au point de la détection est effectuée pour des atomes situés dans la zone de chargement de la puce. L'ombre du nuage d'atomes est donc de moins en moins bien imagée. De plus, le champ de détection qui doit être appliqué suivant l'axe $\mathbf{e}_x$ est créé par des bobines qui sont également centrées sur la zone de chargement. Les atomes s'éloignant et s'étalant, ils vont voir un champ magnétique moindre, de moins en moins d'atomes vont donc être à résonance avec le faisceau de détection. On pourrait aussi supposer des pertes réelles d'atomes dans le guide, mais les résultats ultérieurs, obtenus lors du fonctionnement du convoyeur, indiquent que tel n'est pas le cas.

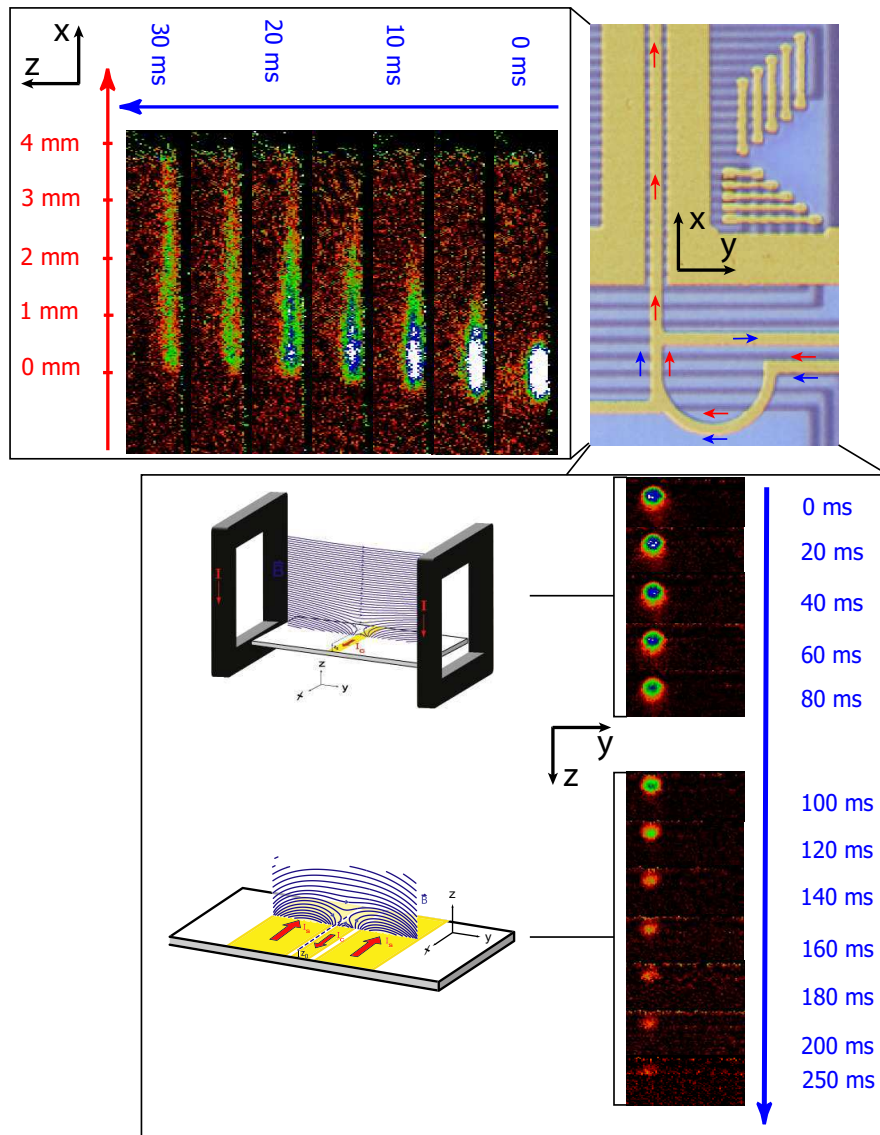


Figure 7.9: *Guidage des atomes : au départ le confinement transversal est réalisé au moyen du conducteur central et d'un champ extérieur, puis on remplace le champ extérieur par les conducteurs latéraux. On peut voir les images en absorption suivant les deux directions de détection.*

La propagation des atomes dans le guide est due à une impulsion initiale donnée par un gradient de champ magnétique (voir la figure 7.10). À la fin du tournant, les atomes sont piégés dans un potentiel quadrupolaire. Le courant circule dans le conducteur en « P » (flèches bleues). Pour réaliser le guide, un courant est envoyé dans le conducteur central et parcourt une partie du conducteur en « P » (flèches rouges). Le passage d'une configuration à l'autre revient quasiment à lever l'une des barrières du potentiel quadrupolaire. Les atomes sont alors soumis à un gradient du champ magnétique, qui dépend de leur position initiale du fait de la courbure du potentiel. Ce sont donc les atomes les plus proches du tournant qui vont être le plus

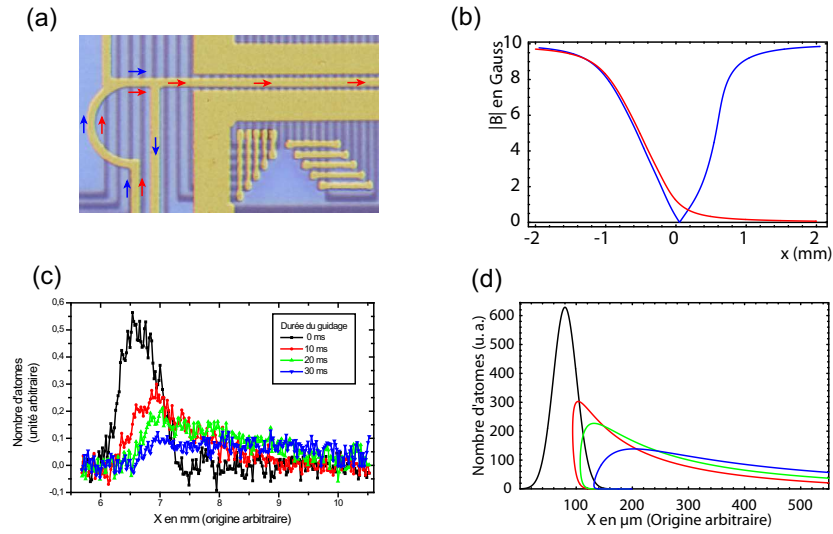


Figure 7.10: *Propagation dans le guide. (a) Distribution du courant dans la structure conductrice, en bleu courant pour le quadrupôle, en rouge pour le guide. (b) Potentiels magnétiques pour chaque configuration. (c) Coupe de la distribution expérimentale des atomes suivant l'axe e_x (d) Distribution des atomes calculée.*

accélérés et vont se propager le plus vite.

7.3 Le Convoyeur à Atomes

Après avoir chargé les atomes dans le piège magnétique et testé leur confinement transversal, nous pouvons essayer de les transporter à l'aide du convoyeur magnétique. Ce paragraphe présente deux séries d'expériences : la première série fut réalisée avec une puce, où l'on ne disposait que de trois conducteurs de modulation ; la deuxième fut réalisé avec une puce intacte où les six conducteurs de modulation étaient utilisables.

7.3.1 Première Expérience : le « LDC » avec 3 conducteurs de modulation

La première puce testée avait un de ses conducteurs de modulation qui s'était cassé, probablement durant les phases de collage du substrat sur son bloc en cuivre ou durant le collage du miroir. Par symétrie, comme il nous faut une structure périodique, le nombre de conducteurs que l'on peut utiliser se réduit à trois. Avec un tel nombre de conducteurs, un transport dans un piège de type Ioffe-Pritchard n'est pas possible. Il nous manque des conducteurs « tampons » entre les deux conducteurs contribuant pour l'essentiel au piégeage (voir le paragraphe 6.2.2). On ne peut que réaliser un transport dans un piège quadrupolaire obtenu en utilisant une configuration de courants comme celle représentée sur la figure 7.11.

Par ailleurs, les alimentations en courant dont nous disposons (une alimentation

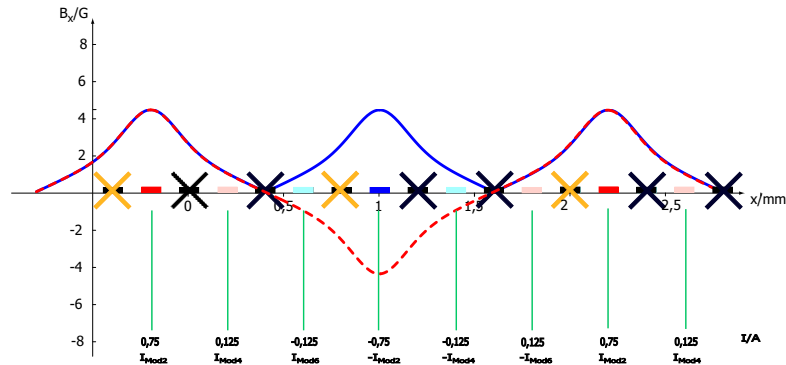


Figure 7.11: *Potentiel quadrupolaire créé par trois conducteurs de modulation. Les croix claires indiquent le conducteur cassé, les croix sombres les conducteurs non-utilisables par symétrie. La courbe en pointillé représente le champ longitudinal et la courbe en trait plein son module. On obtient ainsi une succession de potentiels quadrupolaires.*

30 V-1 A et deux 20 V-2 A) ne peuvent envoyer un courant supérieur à 0,9 A dans les conducteurs de modulation de résistance (18, 22, 26) Ohms, du fait de leurs limites en tension. Le transport initialement prévu mettait en jeu des courants jusqu'à 1,5 A. La profondeur du potentiel de piégeage va donc être diminuée ; elle sera d'environ 4 G à la position initiale du convoyeur. De plus, la distance entre deux conducteurs de modulation est le double de celle initialement prévue (400 μm au lieu de 200 μm). À mi-distance des deux conducteurs, la profondeur de piégeage sera encore davantage réduite, d'un facteur environ 40 %.

Nous avons recalculé numériquement une fonction de modulation du courant dans cette configuration à trois conducteurs de modulation (voir la figure 7.13), et nous avons essayé, malgré tout, de transporter les atomes dans ce potentiel.

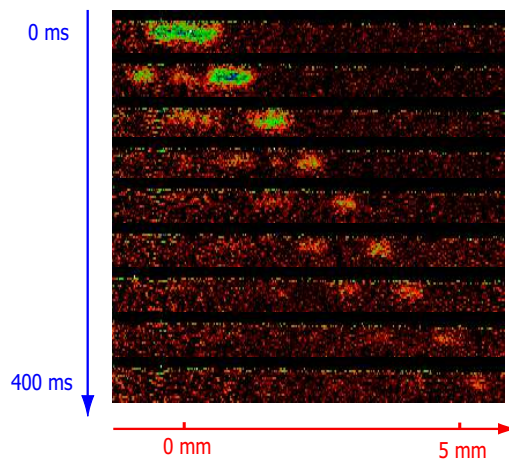


Figure 7.12: *Transport dans un potentiel quadrupolaire sans champ extérieur au moyen de 3 conducteurs de modulation.*

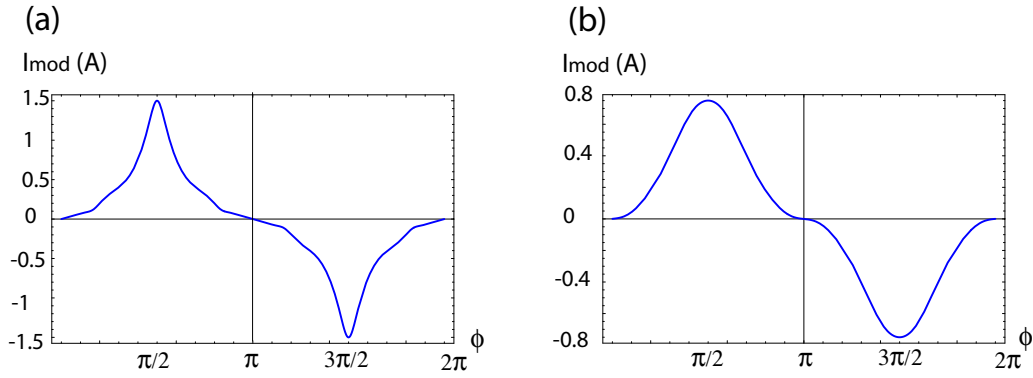


Figure 7.13: *(a)* Fonction de modulation du courant optimisée pour la configuration à 3 conducteurs en l'absence de champ extérieur. *(b)* Fonction de modulation du courant optimisée avec un champ longitudinal de 7 G.

Ceci n'a pas donné des résultats très satisfaisants, comme l'on peut le voir sur la figure 7.12. De plus, un problème de transfert se pose au départ. On peut en effet remarquer sur la figure 7.11, que le minimum du potentiel quadrupolaire est décalé de 600 μm par rapport à la position à la fin du tournant. Or, le transfert est difficile à réaliser du fait de la faible profondeur de piégeage ; beaucoup d'atomes sont donc perdus au départ, d'autres se trouvent piégés dans un autre piège quadrupolaire adjacent, avant de se déplacer suivant la direction du transport.

Ajout d'un champ extérieur

Il nous faut pouvoir augmenter la profondeur du piège, et donc en définitive fournir plus d'énergie au système de transport. Comme l'on ne peut jouer sur les courants, puisque l'on est déjà au maximum des alimentations, on peut essayer d'apporter de l'énergie via les champs extérieurs. En ajoutant un champ longitudinal dans la direction de transport, on peut augmenter la profondeur de piégeage. On se trouve dans une configuration proche du premier convoyeur à atomes, constitué de 2 conducteurs de modulation et d'un champ extérieur. Si l'on superpose simplement un champ de 6 G sur la modulation de courant précédente, on peut doubler la profondeur du piège. On obtient ainsi le transport représenté sur la figure 7.14. On a déplacé les atomes de deux périodes de la structure conductrice de modulation ($2 \times 2,4 \text{ mm}$). Puis, on a inversé le sens du transport, afin de faire revenir les atomes à leur position initiale.

C'est mieux que précédemment mais les pertes sont encore très importantes. Des simulations numériques montrent qu'au cours du transport, le potentiel se trouve considérablement déformé. De plus, entre deux conducteurs, la diminution de la profondeur de piégeage de 40 % est toujours présente. Il nous faut trouver une nouvelle fonction de modulation des courants, spécialement adaptée à la présence d'un champ extérieur.

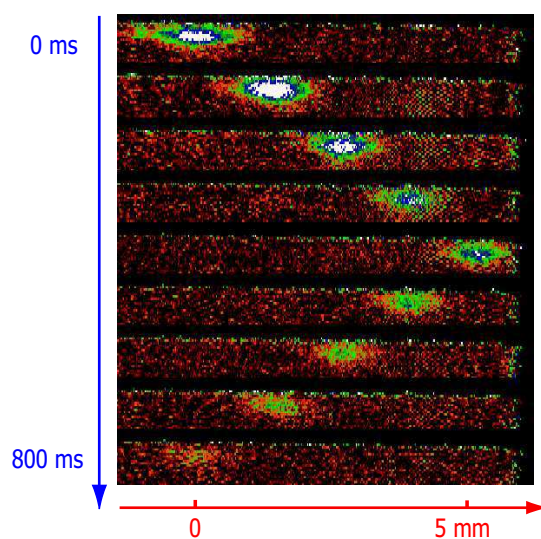


Figure 7.14: *Transport non optimisé dans un potentiel quadrupolaire obtenu avec 3 conducteurs de modulation et un champ extérieur de 6 G.*

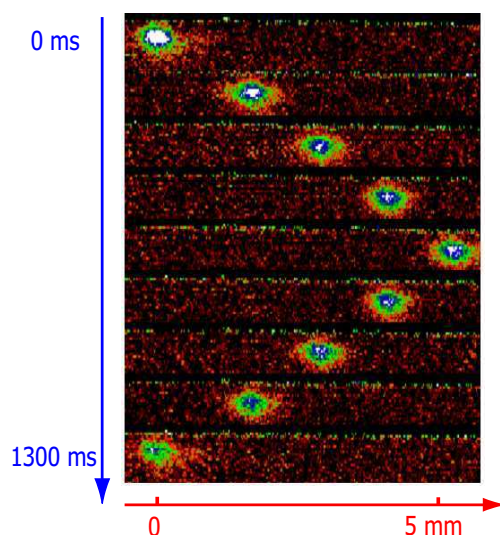


Figure 7.15: *Transport optimisé dans un potentiel quadrupolaire avec 3 conducteurs de modulation et un champ extérieur de 7 G.*

Nouvelle optimisation de la fonction de modulation des courants

En réoptimisant numériquement le transport des atomes en présence d'un champ longitudinal, nous avons obtenu une nouvelle fonction de modulation en courant (voir la figure 7.13), qui a un maximum de 0,8 A que peuvent fournir les alimentations en courant. Cette fonction de modulation avec un champ extérieur de 7 G crée un potentiel d'une profondeur de l'ordre de 9 G, qui nous a permis de réaliser le transport d'atomes représenté sur la figure 7.15. Les pertes sont alors considérablement réduites.



Figure 7.16: *Transport optimisé à 3 conducteurs de modulation avec un champ extérieur à une vitesse de 8 mm/s. Images en absorption replacées suivant la distance parcourue par les atomes.*

Avec cette nouvelle fonction de modulation, il devient possible de transporter les atomes sur une plus grande distance. Cependant, on ne peut plus effectuer une détection directe comme c'était le cas précédemment. En effet, la fenêtre de détection couvre seulement les deux premières périodes du transport. Afin de savoir, malgré tout, comment fonctionne le transport, nous avons effectué une détection en allers-retours. On fait revenir les atomes toujours à la même position, située à 2 périodes du début du transport (où on peut effectuer la détection par absorption), mais on fait varier la position du point de rebroussement. Ainsi, pour détecter le nuage d'atomes après 8 périodes de modulation, on déplace les atomes de 5 périodes de modulation dans un sens, puis de 3 périodes de modulation dans l'autre sens.

D'autre part, pour une distance de déplacement des atomes importante, il nous faut parvenir à créer un champ longitudinal d'amplitude constante. On dispose, pour créer ce champ, d'une paire de bobines d'axe $\mathbf{e}_x$, servant initialement durant la phase de chargement des atomes, de dimensions $0,5 \text{ cm} \times 5,2 \text{ cm} \times 5,6 \text{ cm}$ écartées de $2,4 \text{ cm}$ et centrées sur le conducteur en « P ». Cela signifie qu'après 4 périodes de modulations, les atomes seront déjà arrivés au niveau de la bobine d'abscisse positive, domaine où le champ créé n'est plus homogène. Il nous faut donc ajuster le courant pour que le champ extérieur vu par l'atome au cours de son déplacement soit toujours d'amplitude constante.

On peut s'inquiéter de l'effet des composantes B_y et B_z créées par les bobines, lorsque l'atome s'éloigne du centre. Si l'axe du guide atomique, suivant lequel les atomes se déplacent longitudinalement, est confondu avec l'axe des bobines, alors les atomes ne voient qu'une composante longitudinale B_x . L'écart par rapport à cette situation idéale est donnée par la précision du montage pour la direction $\mathbf{e}_y$ et par le décalage vertical des bobines de 1 cm nécessaire au passage des faisceaux laser. On obtient alors une valeur maximum pour ces composantes :

$$|B_y| \leq 1\% \cdot |B_x| \quad \text{et} \quad |B_z| \leq 20\% \cdot |B_x|$$

Fort heureusement, les composantes B_y et B_z induisent un déplacement de l'atome suivant les axes, respectivement $\mathbf{e}_z$ et $\mathbf{e}_y$, c'est à dire suivant les axes du confinement transversal, où les atomes sont très fortement confinés par la configuration à

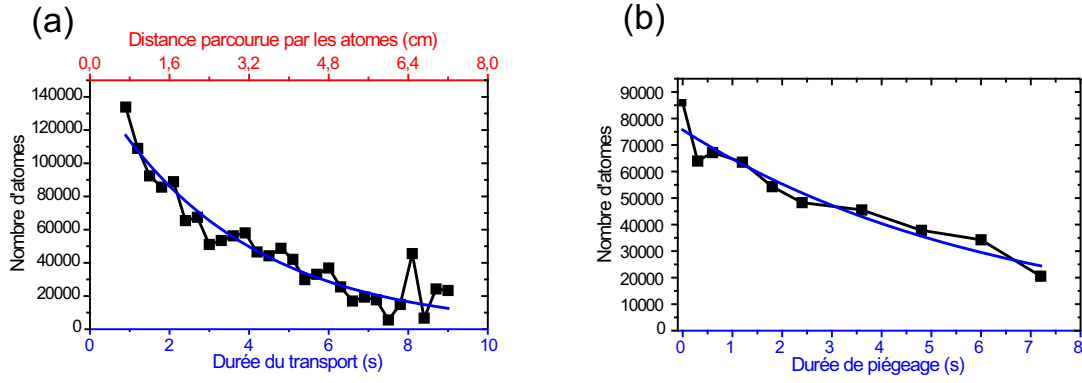


Figure 7.17: (a) *Durée de vie des atomes au cours du transport* $\tau \simeq (3.6 \pm 0.3) \text{ s}$. (b) *Durée de vie des atomes dans le piège magnétique sans déplacement* $\tau \simeq (6.5 \pm 0.8) \text{ s}$.

trois conducteurs. L'effet de ces composantes va être ainsi réduit. On obtient un déplacement par rapport à la situation idéale

$$|\Delta z| \leq 3 \text{ } \mu\text{m} \text{ et } |\Delta y| \leq 20 \text{ } \mu\text{m}$$

Le déplacement suivant l'axe $\mathbf{e}_y$ n'est pas complètement négligeable, mais cela représente un décalage quasiment identique à celui causé au cours du transport par les conducteurs de modulation eux-mêmes.

On a représenté le transport réalisé sur la figure 7.16. La vitesse de déplacement des atomes est de 8 mm/s. Bien que les pertes demeurent importantes, de l'ordre de 10 000 atomes sont présents à la fin de l'aller-retour. Ils ont ainsi parcouru au total une distance de 7,1 cm : 3,84 cm dans un sens puis 3,36 cm dans l'autre. Si l'on ne fait pas rebrousser chemin aux atomes pour pouvoir les détecter, on peut donc espérer les transporter jusqu'au bout du convoyeur, et ainsi atteindre la zone d'interaction avec la microsphère.

Durée de vie et Adiabaticité du transport

Nous avons représenté sur la figure 7.17 le nombre d'atomes détectés en fonction de la durée de piégeage des atomes dans le potentiel statique du transport à la position initiale. Nous obtenons une durée de vie de $(6,5 \pm 0,8) \text{ s}$, limitée par les collisions avec le gaz résiduel, pour une pression dans l'enceinte de $6.5 \times 10^{-10} \text{ mbar}$.

Le nombre d'atomes détectés en fonction de la durée du transport nous donne accès à la durée de vie de l'atome dans le potentiel en mouvement. On obtient une durée de vie de $(3,6 \pm 0,3) \text{ s}$ pour une pression identique.

Cette réduction de la durée de vie peut s'expliquer par une déformation du potentiel au cours du mouvement induisant des pertes par chauffage ou par des transitions non-adiabatiques. La vitesse de déplacement des atomes étant de 8 mm/s, la durée du transport pour parcourir 7 cm est d'environ 9 s, supérieure à la durée de vie du piège statique. Si l'on diminue la vitesse du déplacement pour améliorer

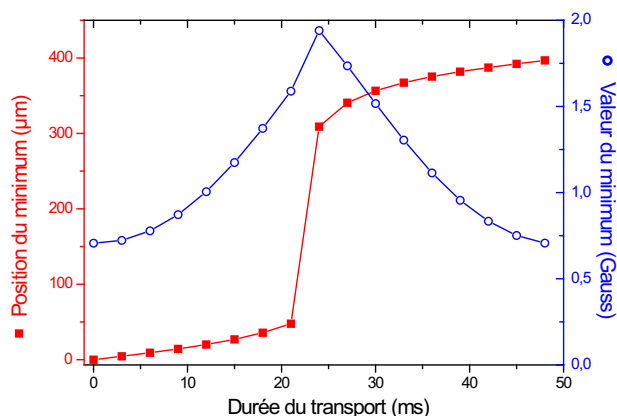


Figure 7.18: Variation de la position et de la valeur du minimum du potentiel lors de la translation d'un conducteur au suivant.

l'adiabaticité du transport, on va augmenter sa durée et donc les pertes par collisions pour amener les atomes à une distance donnée.

Par ailleurs, afin d'augmenter la vitesse du transport, nous avons effectué des phases d'accélération et de décélération : au départ, au niveau du rebroussement des atomes et à l'arrivée, sans améliorations significatives. À cette vitesse de 8 mm/s, les atomes parviennent donc à suivre les changements de vitesse du centre de masse. Ce sont par conséquent les déformations du potentiel qui se produisent à chaque translation d'un conducteur à l'autre, qui induisent les pertes. On peut voir sur la figure 7.18, la position et la valeur du minimum du potentiel au cours d'un passage d'un conducteur au suivant. Entre deux conducteurs, la valeur du minimum passe par un maximum, sa position basculant de part et d'autre de ce maximum. Il se produit un mouvement assez similaire à celui d'un tapis roulant mû par une roue dentée à laquelle il manque une dent. Du fait de l'espacement double entre les conducteurs, il demeure impossible pour les courants utilisés de translater le potentiel d'un conducteur à l'autre sans déformation. Le prochain paragraphe présente le fonctionnement du convoyeur avec six conducteurs de modulation, en quelque sorte un moteur à « six temps », et les améliorations que cela apporte.

7.3.2 Deuxième Expérience : Le « LDC » à 6 conducteurs de modulation

Nous avons testé une deuxième puce avec une structure conductrice intacte, où l'on peut donc utiliser les 6 conducteurs de modulation initialement prévus. On peut alors espérer réaliser un transport plus uniforme, avec une moindre déformation du potentiel, nous permettant d'augmenter la vitesse du déplacement sans pour autant accroître les pertes d'atomes.

D'autre part, l'expérience acquise avec le « LDC » à 3 conducteurs de modulation nous conduit à conserver la possibilité d'utiliser un champ longitudinal extérieur afin de pouvoir augmenter la profondeur de piégeage. On ne peut créer ce champ

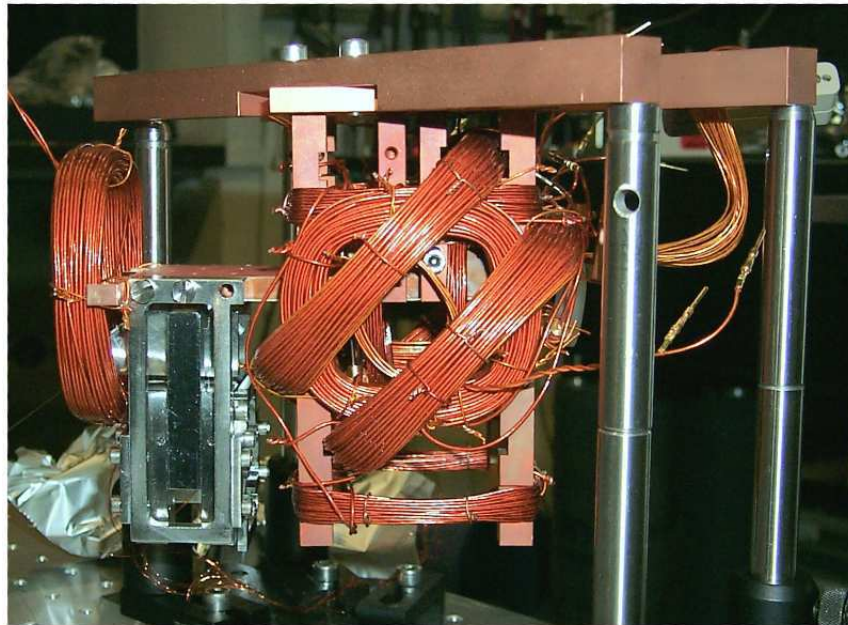


Figure 7.19: Montage de la puce et du coupleur pour la microsphère. Les bobines entourent la zone de chargement des atomes. Au bout de la puce, une bobine supplémentaire crée le champ longitudinal à la fin du transport

extérieur jusqu'à la fin de la puce au moyen des bobines précédentes, qui sont trop éloignées. C'est la raison pour laquelle nous avons ajouté une bobine supplémentaire d'axe e_x au bout du substrat, qui créera l'essentiel du champ longitudinal à la fin du transport. La nouvelle puce et la bobine supplémentaire ont été montées avec le dispositif de couplage de la microsphère. On peut voir l'ensemble du montage sur la figure 7.19.

Transport sans champ extérieur

Les alimentations en courant, que nous avons utilisées pour les conducteurs de modulation (d'un autre type que précédemment) peuvent délivrer un courant de 2 A pour une tension maximale de 13 V. On ne peut donc utiliser qu'un courant maximum de 0,5 A, les résistances des six conducteurs de modulation étant de 16, 18, 20, 22, 24, 26 Ohms. Le potentiel que l'on peut réaliser sera donc 3 fois plus faible que celui initialement prévu, d'une profondeur de l'ordre de 2 G. Les pertes sont alors extrêmement importantes, presque tous les atomes sont perdus au bout de deux périodes.

Ajout d'un champ extérieur. Nouvelle optimisation

Comme dans le cas du transport à 3 conducteurs de modulation, il faut ajouter un champ homogène longitudinal. De plus, le fait de disposer d'un plus grand

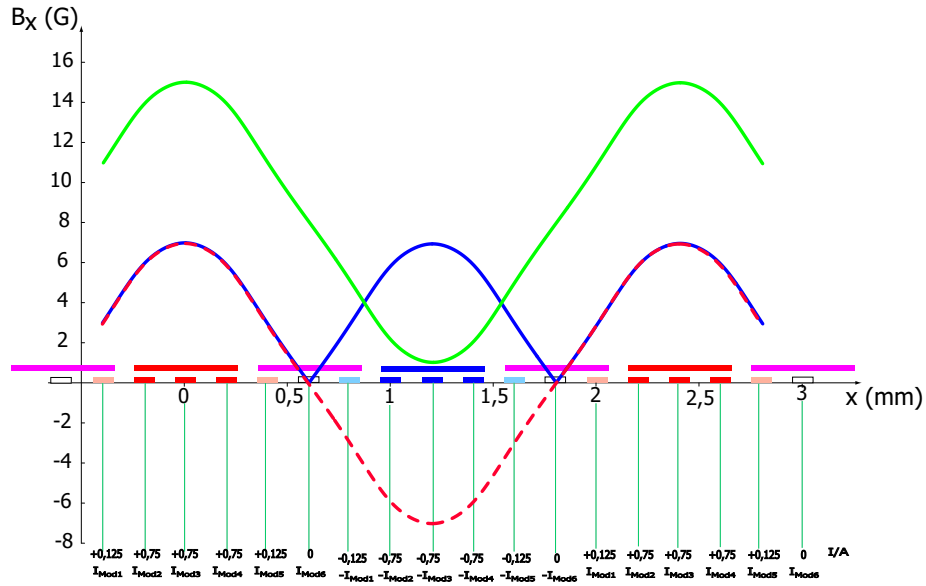


Figure 7.20: Configuration de courants utilisée. On a regroupé schématiquement les conducteurs par trois (en rouge le courant est dans un sens, en bleu dans le sens opposé, en violet conducteurs tampons). La courbe rouge représente le champ créé par les conducteurs ; la courbe bleue, son module et la courbe verte, le potentiel lorsqu'on superpose un champ homogène extérieur de 8 G.

nombre de conducteurs nous permet de créer une configuration de potentiel intermédiaire entre celle d'un conducteur unique avec un champ extérieur, et celle de six conducteurs sans champ homogène. En effet, si l'on ne peut envoyer 1,5 A dans un conducteur, on peut en revanche envoyer 0,5 A dans trois conducteurs différents et circonvier ainsi la limitation en courant. Si les atomes sont suffisamment éloignés de la surface du substrat, ce qui est le cas expérimentalement (de l'ordre de 200 μm), ils verront l'effet moyen des trois conducteurs, qui agiront pratiquement comme un seul conducteur. On aboutit ainsi à la répartition de courants de la figure 7.20, où l'on a schématiquement regroupé les conducteurs par trois.

Sans champ homogène extérieur, on obtient deux potentiels quadrupolaires de profondeur 7 G. L'ajout d'un champ extérieur de 8 G permet de réaliser un piège Ioffe-Pritchard et d'augmenter la profondeur de piégeage jusqu'à environ 15 G.

Ce regroupement est schématique. On dispose bel et bien de six conducteurs de modulation dont on peut optimiser le courant pour assurer la meilleure translation possible du minimum du potentiel d'un conducteur au suivant, ce qui constitue le pas élémentaire du transport. C'est l'avantage principal du « LDC » à six conducteurs de modulation comparé à celui à 3 : on doit faire des pas plus petits et on dispose de plus de degrés de liberté pour y parvenir. On peut voir sur la figure 7.21 la fonction de modulation des courants optimisées pour cette configuration.

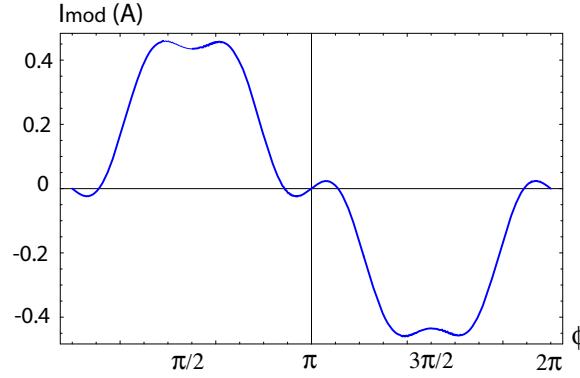


Figure 7.21: *Fonction de modulation des courants optimisée pour la configuration à six conducteurs avec un champ longitudinal appliqué de 8 G.*

Durée de vie aux temps courts

Lors du transport des atomes, on est confronté dès le départ à une diminution rapide du nombre d'atomes. En 200 ms, on perd plus de 60 % des atomes initialement présents à la fin du tournant. Cet effet n'est pas intrinsèque au transport, puisqu'on obtient la même diminution si l'on maintient les atomes immobiles, piégés dans le potentiel de départ du transport (voir la figure 7.22). Cet effet était masqué dans le cas du « LDC » à 3 modulateurs, en raison des pertes liées au transfert des atomes sur 600 μm du fait du décalage entre la position à la fin du tournant et la position initiale du transport. L'origine de ces pertes n'est pas claire. Il est possible que, lors du passage du potentiel créé par le conducteur en « P » à la fin du tournant au potentiel de départ du transport, on excite les atomes, donnant lieu ensuite à une thermalisation entraînant des pertes d'atomes. Il se peut que l'on soit également limité par le nombre maximum d'atomes que l'on peut « mettre » dans un puits de potentiel, compte tenu de la profondeur du piège et de la température des atomes.

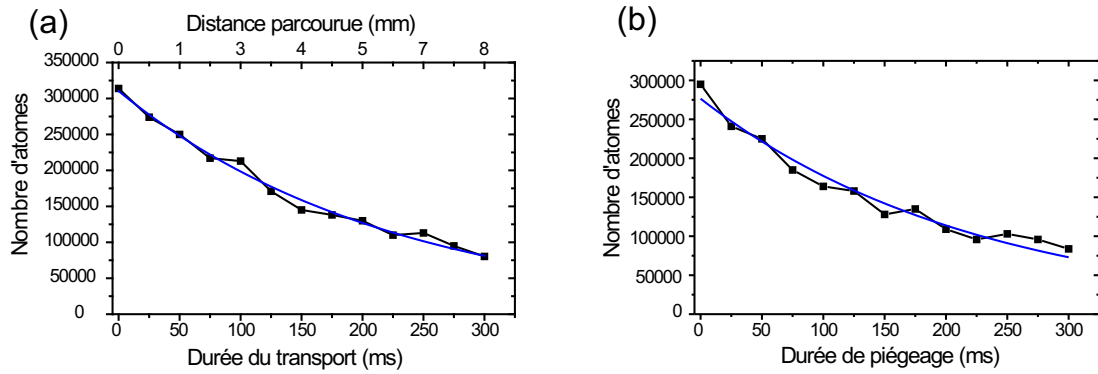


Figure 7.22: (a) *Durée de vie aux temps courts durant le transport $\tau = (224 \pm 8) \text{ ms}$*
 (b) *Durée de vie aux temps courts pour un piège fixe $\tau = (225 \pm 15) \text{ ms}$.*

Durée de vie aux temps longs : adiabaticité du transport

Après la décroissance rapide précédente, la diminution du nombre d'atomes devient fort heureusement plus lente. Nous avons ainsi pu réaliser deux allers-retours du substrat (voir la figure 7.24), ce qui représente une distance de 23,5 cm en un temps de 2,9 s, soit une vitesse moyenne de 8 cm/s, un ordre de grandeur de plus que le précédent transport avec des micropièges magnétiques. La détection est toujours effectuée comme précédemment, en ramenant les atomes dans la fenêtre de détection.

Pour de telles vitesses, il est nécessaire, afin d'éviter des pertes d'atomes, d'effectuer des phases d'accélération ou de décélération à chaque fois que l'on souhaite mettre en mouvement ou bien arrêter les atomes. Au départ du transport, ils sont ainsi accélérés sur 4,8 mm, puis ils suivent un mouvement rectiligne uniforme, avant d'être décélérés à la fin du substrat. On inverse ensuite la séquence pour ramener les atomes dans la zone de détection.

Sur la figure 7.23, est représenté le nombre d'atomes présents dans le piège en fonction du temps dans le cas d'un transport avec une vitesse de 10 cm/s et dans le cas d'un piège immobile. La durée de vie dans le piège sans mouvement est de $(7,65 \pm 0,40)$ s. Elle est limitée par les collisions avec les atomes du gaz résiduel, la pression dans l'enceinte étant de $5,6 \times 10^{-10}$ mbar. La durée de vie dans le piège en mouvement vaut $(1,28 \pm 0,03)$ s, pour une vitesse de déplacement de 10 cm/s. Le transport cause donc des pertes supplémentaires.

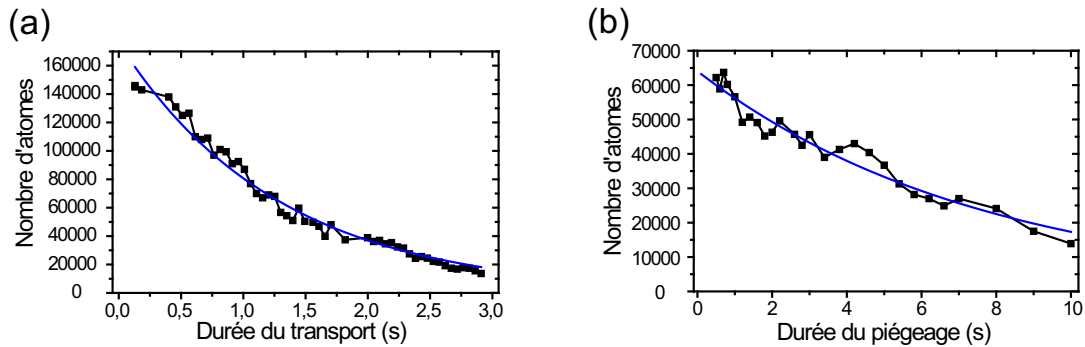


Figure 7.23: (a) *Durée de vie aux temps longs durant le transport $\tau \simeq (1,28 \pm 0,03)$ s pour une vitesse de 10 cm/s.* (b) *Durée de vie aux temps longs pour un piège fixe $\tau \simeq (7,65 \pm 0,40)$ s.*

Si ces pertes sont dues à une déformation du potentiel au cours du mouvement, on peut espérer en atténuer les effets en diminuant la vitesse du déplacement, et augmenter ainsi la durée de vie. En mesurant la durée de vie du piège pour différentes vitesses, nous avons obtenu la courbe (b) de la figure 7.25. On obtient ainsi pour une vitesse de 2,5 cm/s, une durée de vie proche de la durée de vie du piège sans mouvement. Pour une vitesse supérieure, la durée de vie décroît de manière exponentielle avec une constante de 4,5 cm/s.

Si l'on s'intéresse au nombre d'atomes présents dans le piège en fonction de la distance parcourue (ce qui est en définitive le but, amener les atomes au bout

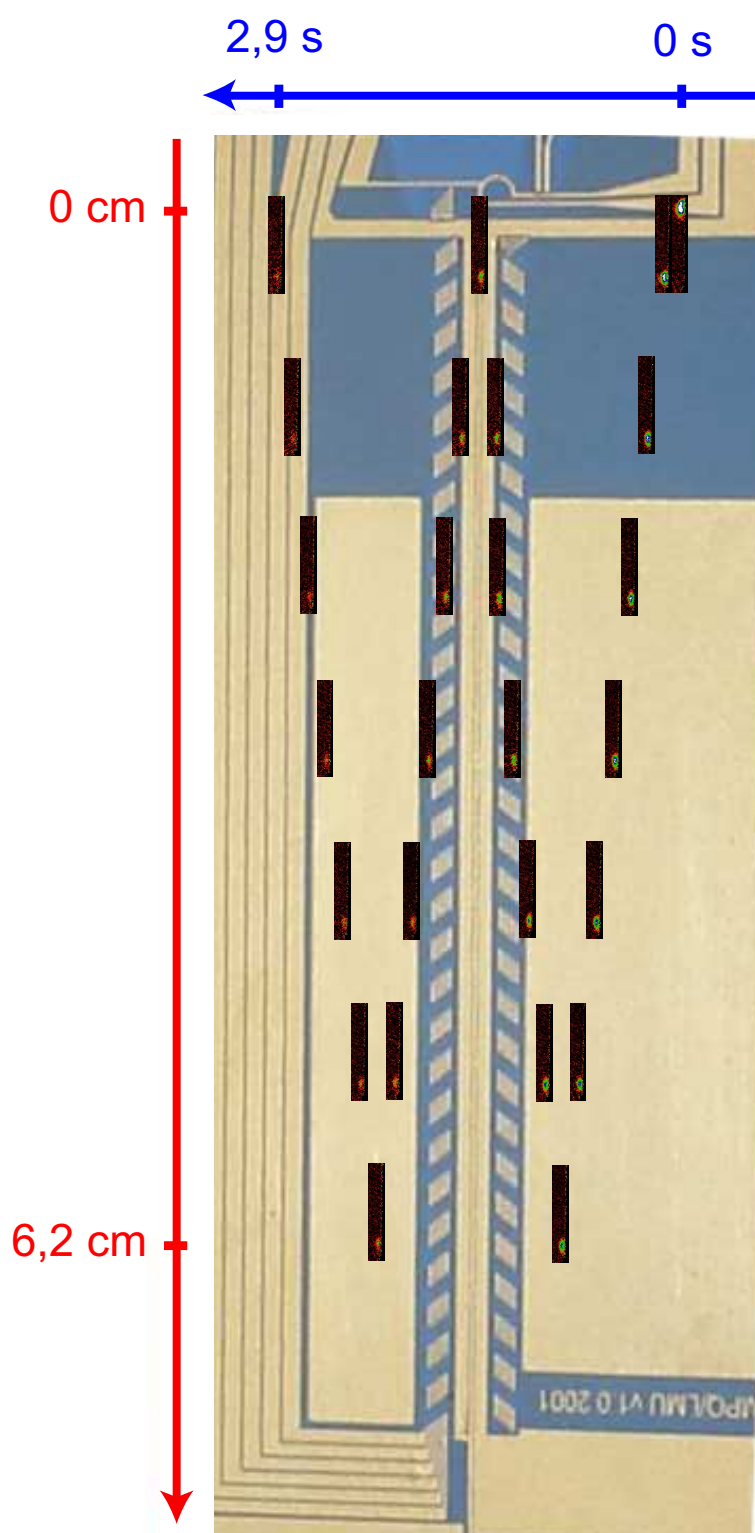


Figure 7.24: *Transport des atomes sur deux allers-retours du substrat, soit 23,5 cm en 2,9 s, soit à une vitesse moyenne de 8 cm/s. Les images en absorption ont été remplacées suivant la distance parcourue par les atomes.*

du substrat), on peut alors mesurer une « longueur de vie » pour une vitesse de déplacement donnée. En traçant cette « longueur de vie » en fonction de la vitesse, on obtient la courbe (b) de la figure 7.25. On voit que la diminution de la durée de vie est compensée par une plus grande vitesse de déplacement jusqu'à des vitesses de 6 cm/s.

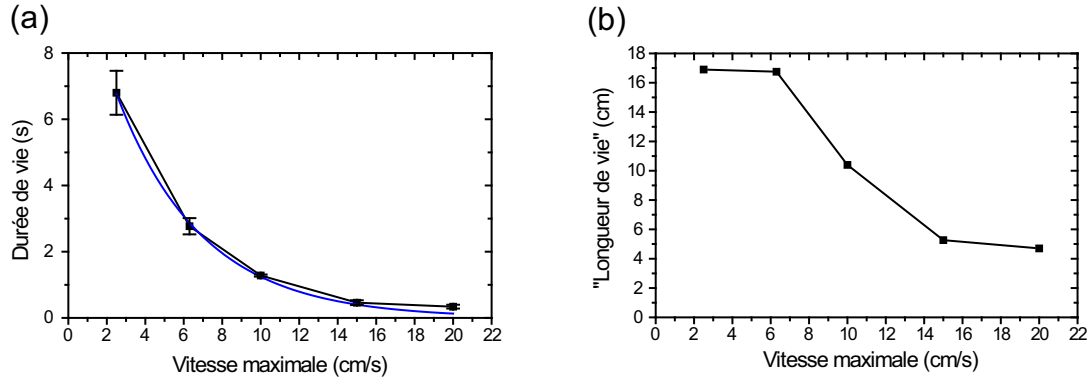


Figure 7.25: (a) Décroissance exponentielle de la durée de vie en fonction de la vitesse de déplacement (constante de décroissance $\simeq 4,5$ cm/s). (b) « Longueur de vie » en fonction de la vitesse. La diminution de la durée de vie est compensée en partie par une vitesse plus élevée.

Les pertes au cours du transport ne sont pas causées par un changement de vitesse lors des phases de départ, de rebroussement ou d'arrêt des atomes. En effet, des phases d'accélération et de décélération progressives permettent d'éviter ce type de pertes. Elles sont par conséquent causées par des déformations qui se produisent lors du décalage du potentiel d'un conducteur à l'autre. Lorsqu'on calcule numériquement le potentiel obtenu lors de la modulation de courant permettant de passer d'un conducteur au suivant, on constate que la profondeur du potentiel reste constante, variant de moins de 0,1 G sur une période. En revanche, la position du centre du potentiel s'écarte du cas idéal d'un mouvement rectiligne uniforme. D'une part, on a un déplacement suivant l'axe e_y (voir la figure 7.26). D'autre part, le mouvement dans la direction de déplacement n'est pas parfaitement uniforme. On a représenté sur la figure 7.26, la différence entre la position calculée et la position d'un mouvement uniforme idéal. Ces écarts de quelques microns sont relativement faibles, mais ils entraînent des accélérations, qui vont se répéter un très grand nombre de fois, finissant par causer des pertes. En effet, pour transporter les atomes au bout du substrat, ce n'est pas moins de 26 périodes, soit plus de 300 croisements de conducteurs que les atomes doivent franchir. Comme il faut de plus transporter les atomes sur une grande distance, il est nécessaire d'augmenter la vitesse du transport afin de ne pas être limité par les pertes dues aux collisions avec le gaz résiduel. Il devient alors encore plus difficile de satisfaire la condition d'adiabaticité.

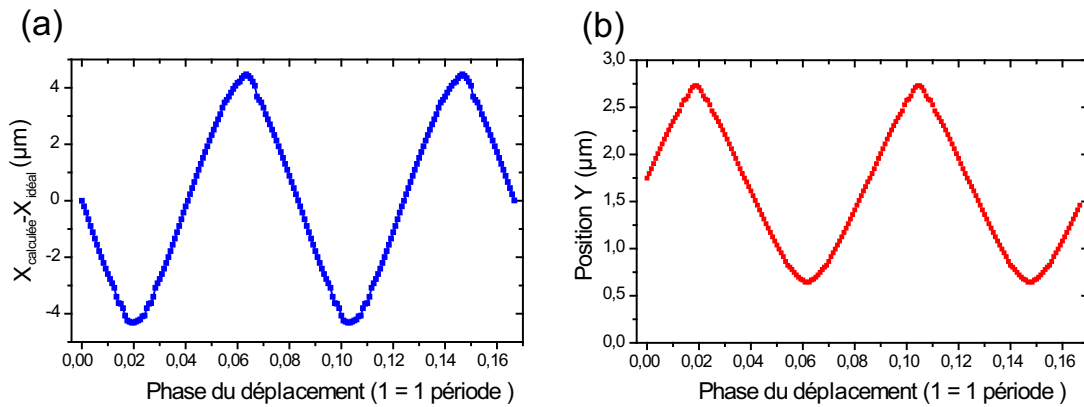


Figure 7.26: (a) Écart entre la position longitudinale calculée du potentiel et la position du mouvement uniforme idéal. (b) Position du minimum suivant l'axe e_y

Détection de la microsphère

Nous avons précédemment effectué la détection en allers-retours. Si l'on déplace les atomes encore plus loin dans la direction du transport lors de l'aller, à partir d'une position précise correspondant à 26,52 périodes du convoyeur soit un peu plus de 6,44 cm, plus aucun atome n'est détecté. Cela ne peut s'expliquer par des pertes dues au transport puisqu'on a pu transporter les atomes sur une distance de plus de 20 cm. Cette disparition des atomes se produit en fait à une position, qui est celle du montage de la microsphère.

En déplaçant les atomes toujours plus loin vers la fin du substrat, avant de repartir en arrière pour réaliser la détection, on obtient une décroissance du nombre d'atomes en fonction de la position du point de rebroussement du minimum du potentiel (voir la figure 7.27).

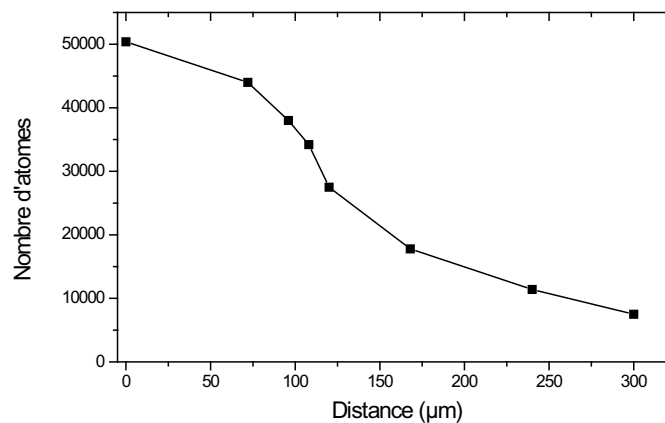


Figure 7.27: Diminution du nombre d'atomes en fonction de la position du point de rebroussement, lorsqu'on s'approche de la sphère

Cette décroissance du nombre d'atomes est ainsi causée par la rencontre des

atomes avec la sphère, qui tronque la distribution atomique du nuage. Elle est en effet compatible avec l'extension du nuage à cette position, qui est donnée par une gaussienne suivant l'axe e_x d'écart-type $210\ \mu\text{m}$. On réalise par conséquent, d'une certaine façon, la détection de la microsphère à l'aide des atomes.

Nous avons ainsi pu réalisé le transport d'atomes piégés magnétiquement jusqu'à la microsphère, soit sur 6 cm. En deux allers-retours de la puce, les atomes ont parcouru une distance totale de 24 cm. Nous pouvons de plus maîtriser précisément le positionnement des atomes par rapport à la sphère. Tout est donc maintenant prêt pour réaliser le couplage des atomes avec les modes de galerie et détecter, cette fois, les atomes à l'aide de la sphère.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce mémoire les progrès réalisés dans le couplage d'une cavité microsphère accordable avec une « puce à atomes », permettant le transport d'atomes piégés magnétiquement sur plusieurs centimètres. Ils ont porté sur deux domaines :

Cavité Microsphère Un mode de galerie d'une microsphère a pu être balayé sur 400 GHz, correspondant à la moitié d'un intervalle spectral libre. Il est donc possible, en testant une ou deux sphères, de mettre à résonance (ou à un désaccord choisi) le mode de galerie le plus confiné avec une transition de l'atome. En outre, une modification directe de la fréquence du mode peut permettre son asservissement sur un laser de référence.

Le couplage d'un mode de galerie dans l'ultra-vide a été réalisé à une pression de $3 \cdot 10^{-10}$ mbar, rendant possible l'interaction avec des atomes froids.

De manière pratique, l'utilisation d'une microsphère accordable comme cavité externe d'un laser est un moyen de réaliser un laser compact de grande finesse spectrale, accordable sur plusieurs centaines de GHz. Cela peut également permettre une augmentation de la sensibilité des capteurs de traces de gaz, en utilisant une spectroscopie par modulation de longueur d'onde.

Micropiège magnétique Grâce à une puce multi-couches spécialement développée, les atomes ont pu être transportés d'une zone de chargement dans le piège magnétique vers une zone d'interaction avec la microsphère, soit un déplacement sur 6 cm. Deux allers-retours ont pu être effectués, correspondant à une distance totale parcourue par les atomes de 24 cm, 60 fois plus que le précédent transport effectué avec des micropièges magnétiques. La vitesse du transport a pu être augmentée d'un ordre de grandeur, grâce à une amélioration de l'adiabaticité du déplacement. Un tournant pour atomes, supprimant les faisceaux laser dans la zone d'interaction, et un guide atomique intégré ont également été démontrés lors de ce transport.

Une application possible d'un transport sur une grande distance concerne l'interférométrie atomique, où le déphasage accumulé dépend de l'aire enclose entre les bras de l'interféromètre. La mesure de la gravité ou du gradient de gravité est proportionnelle à l'aire dans le plan (z,t). Il suffit donc de séparer les paquets d'ondes suivant une seule direction de l'espace, et de laisser le déphasage s'accumuler [146]. L'emploi d'atomes piégés permet d'augmenter les temps de piégeage. Dans le cas d'un gyromètre, c'est l'aire physique entre les deux bras de l'interféromètre, perpendiculaire à l'axe de rotation qui intervient. Il

faut alors séparer les paquets d'ondes suivant deux directions de l'espace. L'emploi de micropièges magnétiques offre la possibilité d'augmenter les aires de ces interféromètres, tout en conservant des systèmes suffisamment compacts par rapport à l'utilisation d'atomes froids libres. On disposerait ainsi d'une plus grande sensibilité. Les aires déjà réalisées avec des atomes froids libres sont de l'ordre de 22 mm^2 [147]. On peut imaginer une boucle de conducteurs de diamètre 10 cm, où les atomes sont séparés suivant chaque demi-cercle [148]. Il faut alors pouvoir réaliser le transport des atomes mais aussi préserver la cohérence au cours du transport.

D'autre part, le transport des atomes sur plusieurs centimètres permet d'amener un échantillon d'atomes froids au voisinage de dispositifs plus ou moins complexes et encombrants tel un résonateur optique, mais plus généralement de tout système susceptible de présenter une sensibilité aux atomes. On peut imaginer ainsi faire interagir un échantillon d'atomes froids avec :

- un microscope à effet tunnel ou à force atomique, qui permettent de détecter et de manipuler des atomes uniques [149].
- un microscope magnétique à force atomique [150] ou un circuit SQUID [151], dont les sensibilités se rapprochent de la détection d'un spin unique.
- des résonateurs mécaniques avec des fréquences de résonance de l'ordre du GHz ont été réalisés [152] qui peuvent avoir une sensibilité suffisante pour détecter un atome unique.
- des nanofils électriques, dont les atomes peuvent modifier la résistance électrique [153].
- des dispositifs optiques. La microscopie confocale est déjà employée pour la détection d'atomes uniques piégés dans des pièges dipolaires [35, 36]. On pourrait utiliser aussi des microscopes optiques en champ proche, et bien sûr une cavité optique.

L'un des avantages de l'utilisation d'atomes piégés dans des micropièges magnétiques est de pouvoir éliminer les effets de surface, qui sont l'une des limitations majeures en microscopie atomique. En effet, la surface perturbe les signaux et les propriétés d'un atome déposé sur celle-ci, par la présence inévitable d'impuretés ou par des fluctuations thermiques. L'utilisation d'un ensemble d'atomes, isolés de toute surface, dans un sous-niveau magnétique identique, très froids comparés aux températures de l'ordre du Kelvin des refroidissements cryogéniques, et très localisés ($\Delta X < 100 \text{ nm}$) peut être d'un grand intérêt dans la caractérisation et la compréhension de ces nouveaux outils au niveau atomique.

Tout est donc maintenant prêt pour réaliser le couplage d'un atome piégé magnétiquement avec un mode de galerie d'une microsphère. On peut alors espérer détecter un atome unique dans un micropiège en utilisant la rétrodiffusion cohérente ou le déphasage d'un faisceau sonde, couplé dans un mode de la sphère. On peut même envisager de piéger l'atome par une configuration de potentiels dipolaires des modes de galerie. L'utilisation d'atomes piégés, qu'on peut précisément positionner dans le champ d'une cavité, ouvre la voie à un meilleur contrôle de l'interaction de l'atome

avec une cavité.

L'observation en temps réel d'un atome via la transmission d'un faisceau sonde à travers le système atome-cavité et la possibilité d'influer sur le mouvement de l'atome en agissant sur la puissance de ce faisceau, peut permettre des processus de rétro-action quantique. On peut par exemple imaginer refroidir un atome dans le minimum du potentiel optique d'une cavité, en adaptant la puissance d'un faisceau sonde en fonction de la mesure de sa phase, reliée à la position de l'atome dans la cavité, de manière à diminuer l'énergie cinétique de l'atome [49, 50].

D'autre part, si les atomes neutres présentent l'avantage d'être faiblement couplés à l'extérieur, ils sont aussi faiblement couplés entre eux. Un des moyens de créer de l'intrication entre atomes neutres est d'utiliser une cavité, ils peuvent alors s'intriquer via le mode de la cavité [51]. Il faut pour cela être capable de positionner de manière précise plusieurs atomes dans une cavité, ce qu'autorisent les micropièges magnétiques par leur capacité à pouvoir créer des potentiels complexes.

Il a également été proposé de réaliser des réseaux de communication quantique [52]. Chaque noeud du réseau est constitué par un atome piégé dans une cavité, l'information étant stockée dans l'état interne de l'atome. Le transfert d'information d'un point à l'autre du réseau s'effectue par l'intermédiaire de photons. Il est donc nécessaire de pouvoir positionner chaque atome dans le mode d'une cavité différente. Au vu de la difficulté pour obtenir une micro-cavité de grand facteur de qualité, le fait de devoir en utiliser plusieurs peut sembler irréaliste. Toutefois, il a été récemment fabriqué un réseau de cavités de grand facteur de qualité sur un substrat, dont le couplage peut être effectué par une fibre optique effilée [154]. La combinaison des atomes dans un réseau de micropièges avec un réseau de cavités reliées par fibre optique peut permettre la réalisation d'un tel réseau de communication.

Plus généralement, les micropièges magnétiques par leur flexibilité autorisant une action individuelle sur plusieurs atomes, par leur raideur assurant une localisation précise des atomes, et par la complexité des potentiels qu'ils permettent de réaliser, tel un convoyeur à atomes, sont un moyen de manipulation et de contrôle extrêmement performant des degrés de liberté externes des atomes. D'autre part, une cavité optique est une interface de choix entre l'atome et le champ lumineux grâce à l'exaltation de leur interaction et à l'isolement de l'environnement qu'elle permet. On peut ainsi espérer détecter l'atome, l'intriquer avec des photons s'échappant de la cavité, ou bien intriquer deux atomes à l'intérieur de la cavité via le champ. Le couplage de ces deux systèmes apporte donc aux micropièges une interaction avec le champ lumineux, permettant la détection et l'intrication des atomes, et aux cavités une source déterministe et contrôlée d'atomes froids, laissant espérer de nouvelles expériences d'interaction atome-champ en cavité.

Annexe A

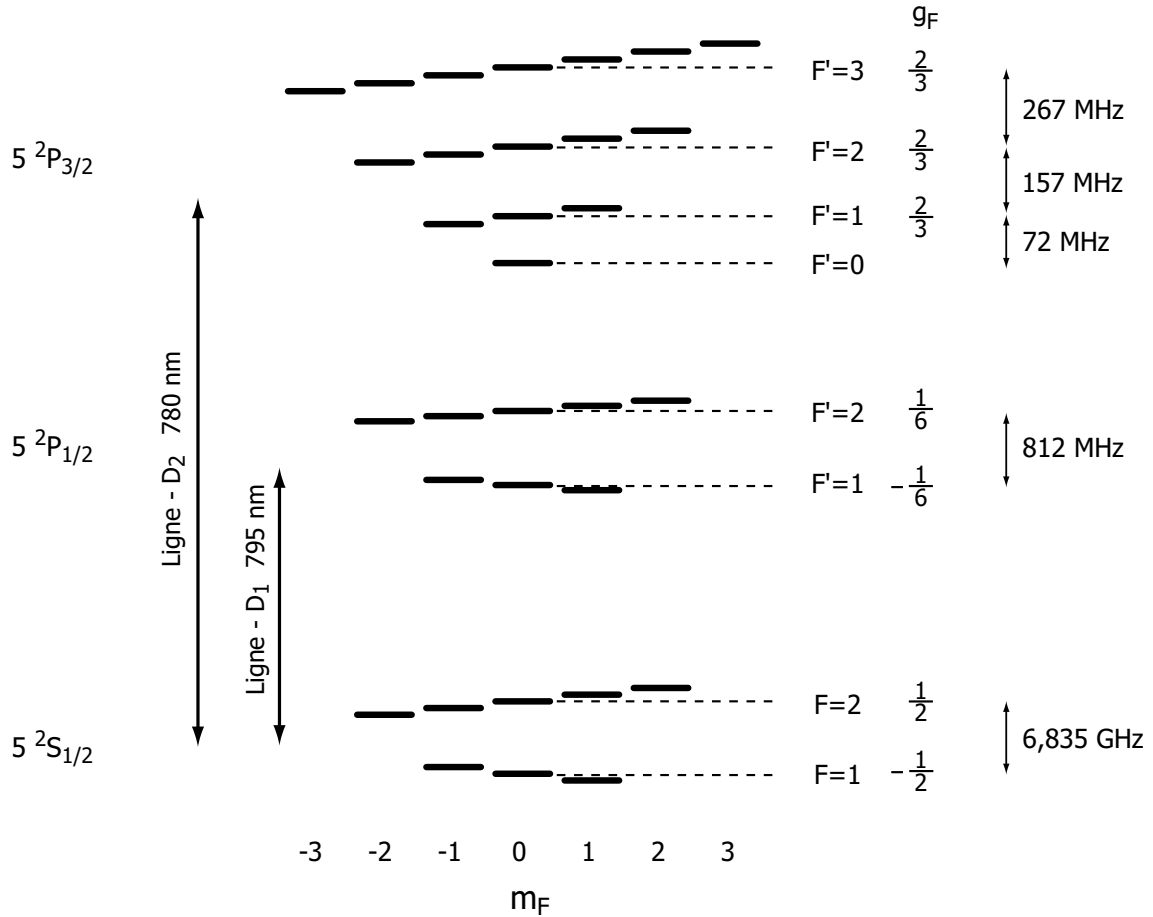
Données du ^{87}Rb et Constantes

Nom	Symbole	Valeur	Unité
Abondance relative naturelle		27,83 %	
Masse	M_{Rb}	86,9902	u
		$1,44451 \cdot 10^{-25}$	kg
Rayon atomique	$\langle r \rangle$	5,632	a_0
Spin Nucléaire	I	3/2	
Longueur d'onde de la transition D2	λ_{D2}	780,241	nm
Largeur naturelle de la transition D2	Γ_{D2}	$2\pi \cdot 6,06$	MHz
Longueur d'onde de la transition D1	λ_{D1}	794,979	nm
Largeur naturelle de la transition D1	Γ_{D1}	$2\pi \cdot 5,58$	MHz
Séparation hyperfine du fondamental	ν_{hfs}	6,834682	MHz
Éclairement de saturation	I_{sat}	1,654	mW/cm ²
Fréquence de recul	ν_{rec}	$2\pi \cdot 3,7709$	kHz
Température Doppler	T_D	146	μK

Tab. A.1: Données du ^{87}Rb

Nom	Symbole	Valeur	Unité
Constante de Planck	h	$6,6261 \cdot 10^{-34}$	Js
	$\hbar$	$h/(2\pi) = 1,0546 \cdot 10^{-34}$	Js
Constante de Boltzmann	k_B	$1,3807 \cdot 10^{-23}$	J/K
Vitesse de la lumière dans le vide	c	$2,9979 \cdot 10^8$	m/s
Perméabilité du vide	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$	N/A ²
Permittivité du vide	ϵ_0	$8,8542 \cdot 10^{-12}$	F/m
Magnéton de Bohr	μ_B	$9,2740 \cdot 10^{-24}$	J/T
Rayon de Bohr	a_0	$5,2918 \cdot 10^{-11}$	m
Unité de masse atomique	u	$1,6606 \cdot 10^{-27}$	kg
Charge de l'électron	e	$1,6022 \cdot 10^{-19}$	C
Masse de l'électron	m_e	$9,1095 \cdot 10^{-31}$	kg

Tab. A.2: Constantes fondamentales

Fig. A.1: Niveaux et Transitions du ^{87}Rb . On a également représenté la levée de dégénérescence des sous-niveaux magnétiques sous l'effet d'un champ magnétique.

Annexe B

Rampes utilisées

B.1 Rampe Simple : « TurnOn »

Pour éviter d'exciter les atomes, par exemple dans les phases de compression, la modification d'une grandeur expérimentale comme un courant ou un champ homogène s'effectue suivant une rampe f , définie comme étant le polynôme d'ordre le plus faible tel que :

- lorsque t va de 0 à 1, f passe de 0 à 1.
- $\frac{\partial f}{\partial t}(0) = \frac{\partial f}{\partial t}(1) = 0$
- $\frac{\partial^2 f}{\partial t^2}(0) = \frac{\partial^2 f}{\partial t^2}(1) = 0$

On obtient alors une fonction baptisée « TurnOn »

$$\text{TurnOn}(t) = 6t^5 - 15t^4 + 10t^3 \quad (\text{B.1})$$

qu'on a représenté sur la figure [B.1](#).

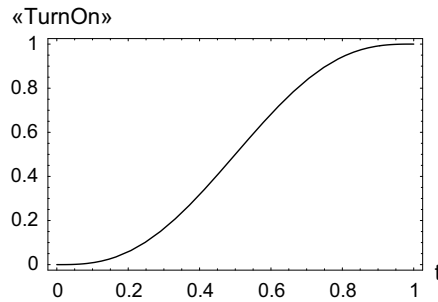


Figure B.1: *Fonction « TurnOn »*

B.2 Rampe Blackman

Un pulse Blackman [155] est un pulse qui minimise l'importance des lobes latéraux dans sa transformée de Fourier. Cela garantit la plus faible excitation possible des atomes. C'est ce type de rampe que nous avons employé pour accélérer et décélérer les atomes. La vitesse de l'atome est alors donnée par l'équation

$$v(t, T) = \frac{1}{T} \left(1 - \frac{25}{21} \cos \left(2\pi \frac{t}{T} \right) + \frac{4}{21} \cos \left(4\pi \frac{t}{T} \right) \right) \quad (\text{B.2})$$

et peut être intégrée pour donner la position de l'atome $r(t)$, et dérivée pour obtenir l'accélération de l'atome (voir la figure B.2).

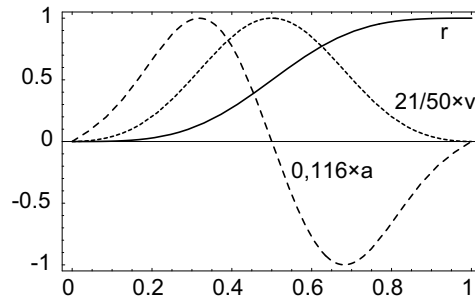


Figure B.2: En trait continu est représenté la position de l'atome, en ligne pointillé sa vitesse (multipliée par 21/50) et en traits discontinus son accélération (multipliée par 0,116) lors d'un pulse Blackman.

Pour réaliser le transport des atomes, on est en fait amené à intercaler au milieu du pulse Blackman précédent, un déplacement à vitesse constante de l'atome. Sur la figure B.3 est représenté le déplacement de l'atome sur 5 périodes, avec 1 période d'accélération au départ et une période de décélération à l'arrivée. La vitesse du mouvement uniforme est de 7,7 périodes par unité de temps.

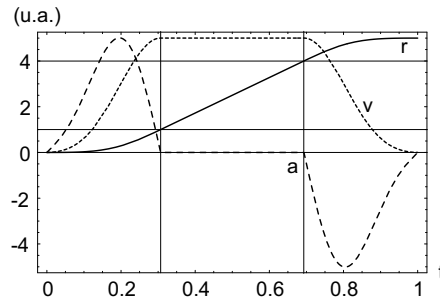


Figure B.3: En trait continu est représenté la position de l'atome, en ligne pointillé sa vitesse et en traits discontinus son accélération lors d'un pulse Blackman avec un déplacement uniforme intercalé. Les unités pour la vitesse et l'accélération sont arbitraires.

Bibliographie

- [1] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, Th. Udem, M. Weitz, T.W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, P. Laurent, C. Salomon, et A. Clairon, *Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5496 (2000). [11](#)
- [2] C. Schwob, L. Jozefowski, B. de Beauvoir, L. Hilico, F. Nez, L. Julien, F. Biraben, O. Acaf, et A. Clairon, *Optical Frequency Measurement of the 2S-12D Transitions in Hydrogen and Deuterium : Rydberg Constant and Lamb Shift Determinations*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4960 (1999). [11](#)
- [3] A. Aspect, P. Grangier, et G. Roger, *Experimental tests of realistic local theories via Bell's theorem*, Phys. Rev. Lett. **47**, 460 (1981). [11](#)
- [4] A. Aspect, J. Dalibard, et G. Roger, *Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analysers*, Phys. Rev. Lett. **49**, 1804 (1982). [11](#)
- [5] D. Boschi, S. Branca, F. De Martini, et L. Hardy, *Ladder proof of nonlocality without inequalities : Theoretical and experimental results*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2755 (1997). [11](#)
- [6] M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Maali, C. Wunderlich, et Haroche Raimond, J.M., *Observing the progressive decoherence of the meter in a quantum measurement*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4887 (1996). [11](#)
- [7] C. H. Bennett et D. P. DiVincenzo, *Quantum Information and Computation*, Nature **404**, 247 (2000). [12](#)
- [8] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, et H. Zbinden, *Quantum Cryptography*, Reviews of Modern Physics **74**, 145 (2002). [12](#)
- [9] C. Kurtsiefer, P. Zarda, M. Halder, H. Weinfurter, P.M. Gorman, P.R. Tapster, et J.G. Rarity, *A Step Towards Global Key Distribution*, Nature **419**, 450 (2002). [12](#)
- [10] D. Stucki, N. Gisin, O. Guinnard, G. Ribordy, et H. Zbinden, *Quantum Key Distribution over 67 Km with a Plug and Play System*, New Journal of Physics **4**, 41.1 (2002). [12](#)
- [11] I. Marcikic, H. de Riedmatten, W. Tittel, H. Zbinden, et N. Gisin, *Long-Distance Teleportation of Qubits at Telecommunication Wavelengths*, Nature **421**, 509 (2003). [12](#)
- [12] A. Ekert et R. Jozsa, *Quantum Computation and Shor's Factoring Algorithm*, Rev. Mod. Phys. **68**, 733 (1996). [12](#)

- [13] L. M. K. Vandersypen, G. Steffen, M. AndBreyta, C. S. Yannoni, M. H. Sherwood, et I. L. Chuang, *Experimental Realization of Shor's Quantum Factoring Algorithm Using Nuclear Magnetic Resonance*, Nature **414**, 883 (2001). [13](#)
- [14] G. J. Milburn E. Knill, R. Laflamme, *A Scheme for Efficient Quantum Computation with Linear Optics*, Nature **409**, 46 (2001). [13](#)
- [15] E. Hagley, X. Maitre, G. Nogues, C. Wunderlich, M. Brune, J.M. Raimond, et S. Haroche, *Generation of Einstein-Podolsky-Rosen Pairs of Atoms*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1 (1997). [13](#)
- [16] A. Rauschenbeutel, P. Bertet, S. Osnaghi, G. Nogues, M. Brune, J. M. Raimond, et S. Haroche, *Controlled Entanglement of Two Field Modes in a Cavity Quantum Electrodynamics Experiment*, Phys. Rev. A **64**, 050301(R) (2001). [13](#)
- [17] 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). [13](#)
- [18] G. Nogues, A. Rauschenbeutel, S. Osnaghi, M. Brune, J.M. Raimond, et S. Haroche, *Seeing a Single Photon Without Destroying It*, Nature **400**, 239 (1999). [13](#)
- [19] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, P. Osnaghi, S. AndBertet, M. Brune, J.M. Raimond, et S. Haroche, *Step-by-Step Engineered Multiparticle Entanglement*, Science **288**, 2024 (2000). [13](#)
- [20] Q. A. Turchette, C. S. Wood, B. E. B. E. King, C. J. Myatt, D. Leibfried, W. M. Itano, C. Monroe, et D. J. Wineland, *Deterministic Entanglement of Two Trapped Ions*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3631 (1998). [13](#)
- [21] C. A. Sackett, D. Kielpinski, B. E. King, C. Langer, V. Meyer, C. J. Myatt, M. Rowe, Q. A. Turchette, W. M. Itano, D. J. Wineland, et C. Monroe, *Experimental Entanglement of Four Particles*, Nature **404**, 256 (2000). [13](#)
- [22] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, et D. J. Wineland, *Demonstration of a Fundamental Quantum Logic Gate*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4714 (1995). [13](#)
- [23] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. F. Roos, J. Eschner, et R. Blatt, *Realization of the Cirac-Zoller Controlled-NOT Quantum Gate*, Nature **422**, 408 (2003). [13](#)
- [24] S. Gulde, M. Riebe, G. P. T. Lancaster, C. Becher, J. Eschner, H. Häffner, F. Schmidt-Kaler, I. L. Chuang, et R. Blatt, *Implementation of the Deutsch-Jozsa algorithm on an ion-trap quantum computer*, Nature **421**, 48 (2003). [13](#)
- [25] Q. A. Turchette, D. Kielpinski, B. E. King, D. Leibfried, D. M. Meekhof, C. J. Myatt, M. A. Rowe, C. A. Sackett, C. S. Wood, W. M. Itano, C. Monroe, et D. J. Wineland, *Heating of Trapped Ions from the Quantum Ground State*, Phys. Rev. A **61**, 063418 (2000). [13](#)

- [26] B. DeMarco, A. Ben-Kish, D. Leibfried, V. Meyer, M. Rowe, B. M. Jelenkovi, W. M. Itano, J. Britton, C. Langer, T. Rosenband, et D. J. Wineland, *Experimental Demonstration of a Controlled-NOT Wave-Packet Gate*, Phys. Rev. Lett. **89**, 267901 (2002). [13](#)
- [27] D. Kielpinski, C. Monroe, et D. J. Wineland, *Architecture for a Large-Scale Ion-Trap Quantum Computer*, Nature **417**, 709 (2002). [13](#), [18](#)
- [28] W. Paul, H.P. Reinhardt, et U. Von Zahn, Z. Phys. **152**, 143 (1958). [14](#)
- [29] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, et A. Ashkin, *Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985). [14](#)
- [30] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, et D. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987). [14](#), [137](#)
- [31] J. D. Weinstein et K. G. Libbrecht, *Microscopic magnetic traps for neutral atoms*, Phys. Rev. A **52**, 4004 (1995). [14](#), [112](#)
- [32] J. Reichel, W. Hänsel, et T. W. Hänsch, *Atomic Micromanipulation with Magnetic Surface Traps*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3398 (1999). [14](#), [119](#), [137](#), [139](#)
- [33] 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). [14](#), [112](#), [123](#), [130](#), [149](#)
- [34] M. Greiner, I. Bloch, T. W. Hänsch, et T. Esslinger, *Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance*, Phys. Rev. A **63**, 031401 (2001). [14](#)
- [35] N. Schlosser, G. Reymond, I. Protsenko, et P. Grangier, *Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap*, Nature **411**, 1024 (2001). [14](#), [21](#), [182](#)
- [36] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, M. Muller, V. Gomer, et D. Meschede, *Deterministic delivery of a single atom*, Science **293**, 278 (2001). [14](#), [21](#), [182](#)
- [37] T. L. Gustavson, A. P. Chikkatur, A. E. Leanhardt, A. Görlitz, S. Gupta, D. E. Pritchard, et W. Ketterle, *Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers*, Phys. Rev. Lett. **88**, 020401 (2002). [14](#)
- [38] D. Müller, D. Z. Anderson, R.J. Grow, P. D. D. Schwindt, et E. A. Cornell, *Guiding Neutral Atoms Around Curves with Lithographically Patterned Current-Carrying Wires*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5194 (1999). [14](#)
- [39] Z. Hu et H. J. Kimble, *Observation of a Single Atom in a Magneto-Optical Trap*, Optics Letters **19**, 1888 (1994). [15](#), [21](#)
- [40] M. R. Andrews, M.-O. Mewes, N. J. Van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, et W. Ketterle, *Direct, Nondestructive Observation of a Bose Condensate*, Science **273**, 84 (1996). [15](#)
- [41] C. C. Bradley, C. A. Sackett, et R. G. Hulet, *Bose-Einstein Condensation of Lithium : Observation of Limited Condensate Number*, Phys. Rev. Lett. **78**, 985 (1996). [15](#)

- [42] V. Savalli, G. Zs, K. Horvath, P. D. Featonby, L. Cognet, N. Westbrook, C. I. Westbrook, et A. Aspect, *Optical Detection of Cold Atoms Without Spontaneous Emission*, Optics Lett. **24**, 1552 (1999). [15](#)
- [43] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, et M. A. Kasevich, *Low-Noise Detection of Ultracold Atoms*, Optics Lett. **26**, 364 (2001). [15](#)
- [44] S. Kadlecek, G. T. Foster, J. B. Fixler, et M. A. Kasevich, *Nondestructive Spatial Heterodyne Imaging of Cold Atoms*, Optics Lett. **26**, 137 (2001). [15](#)
- [45] H. Mabuchi, Q. A. Turchette, M. S. Chapman, et H. J. Kimble, *Real-Time Detection of Individual Atoms Falling Through a High-Finesse Optical Cavity*, Optics Lett. **21**, 1393 (1996). [15](#)
- [46] C. J. Hood, T. W. Lynn, A. C. Doherty, A. S. Parkins, et H. J. Kimble, *The Atom-Cavity Microscope : Single Atoms Bound in Orbit by Single Photons*, Science **287**, 1447 (2000). [15](#)
- [47] P. W. H. Pinkse, T. Fischer, P. Maunz, et G. Rempe, *Trapping an Atom with Single Photons*, Nature **404**, 365 (2000). [15](#)
- [48] Tilo Steinmetz, *Faserresonator für die Einzel-Atom-Detektion*, Diplomarbeit, Technische Universität München, experimentelle Arbeit durchgeführt an der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2001. [15](#)
- [49] W.P. Smith, J.E. Reiner, L. A. Orozco, Kuhr S., et H. M. Wiseman, *Capture and Release of a Conditional State of a Cavity QED System by Quantum Feedback*, Phys. Rev. Lett. **89**, 133601 (2002). [18](#), [183](#)
- [50] M. A. Armen, J. K. Au, J. K. Stockton, A. C. Doherty, et H. Mabuchi, *Adaptive Homodyne Measurement of Optical Phase*, Phys. Rev. Lett. **89**, 133602 (2002). [18](#), [183](#)
- [51] S. Pellizzari, S. A. Gardiner, J. I. Cirac, et P. Zoller, *Decoherence, Continous Observation, and Quantum Computing : A Cavity QED Model*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3788 (1995). [18](#), [183](#)
- [52] J.I. Cirac, P. Zoller, H.J. Kimble, et H. Mabuchi, *Quantum State Transfer and Entanglement Distribution Among Distant Nodes in a Quantum Network*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3221 (1997). [18](#), [183](#)
- [53] V.I. Balykin, V. S. Letokhov, et V. I. Mishin, Sov. Phys. JETP **50**, 1066 (1979). [21](#)
- [54] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch, et J. Reichel, *Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip*, Nature **413**, 498 (2001). [22](#), [113](#), [158](#)
- [55] C. Cohen Tannoudji, *Atomic Motion in Laser Light*, Les Houches, Session LIII, J. Dalibard, J.-M. Raimond and J. Zinn-Justin Editions (1990). [23](#)
- [56] R. H. Dicke, *The Effect of Collisions Upon the Doppler Width of Spectral Lines*, Phys. Rev. **89**, 472 (1953). [25](#)
- [57] J. Reichel, *Microchip traps and Bose-Einstein condensation*, Appl. Phys. B **75**, 469 (2002). [25](#), [112](#)
- [58] S. E. Hammann, D. L. Haycock, G. Klose, P. H. Pax, I. H. Deutsch, et P. S. Jessen, *Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4149 (1998). [25](#)

- [59] Isabelle Bouchoule, *Refroidissement Par Bandes Latérales D'atomes de Césium et Quelques Applications*, Thèse de Doctorat, Université Paris VI, 2000. [25](#)
- [60] S. Van Enk et H. J. Kimble, *Single Atom in Free Space as a Quantum Aperture*, Phys. Rev. A **61**, 051802 (2000). [27](#)
- [61] S. J. Van Enk et H. J. Kimble, *Strongly Focused Light Beams Interacting with Single Atoms in Free Space*, Phys. Rev. A **63**, 023809 (2001). [27](#)
- [62] D. W. Vernooy, V. S. Ilchenko, H. Mabuchi, E. W. Streed, et H. J. Kimble, *High-Q Measurements of Fused-Silica Microspheres in the Near Infrared*, Optics Lett. **23**, 247 (1998). [27](#), [58](#), [59](#)
- [63] C. Hood, H. J. Kimble, et J. Ye, *Characterization of High-Finesse Mirrors : Loss, Phase Shifts, and Mode Structure in an Optical Cavity*, Phys. Rev. A **64**, 033804 (2001). [27](#), [36](#), [39](#)
- [64] A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, P. Vignolo, et C. I. Westbrook, *Non-destructive Detection of Atoms Bouncing on an Evanescent Wave*, Phys. Rev. A **52**, 4704 (1995). [28](#)
- [65] P. W. H. Pinkse, T. Fischer, P. Maunz, T. Puppe, et G. Rempe, *How to catch an atom with single photons*, J. Mod. Opt. **47**, 2769 (2000). [31](#), [32](#)
- [66] P. Münstermann, Fischer T., P. W. H. Pinkse, et G. Rempe, *Single Slow Atoms from an Atomic Fountain Observed in a High-Finesse Optical Cavity*, Optics Comm. **159**, 63 (1999). [36](#)
- [67] F. Treussart, J. Hare, L. Collot, V. Lefèvre, D. S. Weiss, V. Sandoghdar, J.-M. Raimond, et S. Haroche, *Quantized atom-field force at the surface of a microsphere*, Optics Lett. **19**, 1651 (1994). [36](#), [42](#)
- [68] D. S. Weiss, V. Sandoghdar, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond, et S. Haroche, *Splitting of High-Q Mie Modes Induced by Light Backscattering in Silica Microspheres*, Optics Lett. **20**, 1835 (1995). [40](#), [75](#)
- [69] M. Gangl et H. Ritsch, *Cold Atoms in a High-Q Ring Cavity*, Phys. Rev. A **61**, 043405 (2000). [40](#), [41](#)
- [70] P. Domokos et H. Ritsch, *Efficient Loading and Cooling in a Dynamic Optical Evanescent-Wave Microtrap*, Europhys. Lett. **54**, 306 (2001). [40](#)
- [71] P. Domokos, P. Horak, et H. Ritsch, *Semiclassical Theory of Cavity-Assisted Atom Cooling*, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. **34**, 187 (2001). [41](#)
- [72] G. Hechenblaikner, M. Gangl, P. Horak, et H. Ritsch, *Cooling an Atom in a Weakly Driven High-Q Cavity*, Phys. Rev. A **58**, 3030 (1998). [41](#)
- [73] Thomas Fischer, *Controlling the Motion of an Atom in an Optical Cavity*, Thèse de Doctorat, Technischen Universität München, 2002. [42](#)
- [74] H. Mabuchi et H. J. Kimble, *Atom Galleries for Whispering Atoms : Binding Atoms in Stable Orbits Around an Optical Resonator*, Optics Lett. **19**, 749 (1994). [43](#)
- [75] D. W. Vernooy, A. Furusawa, N. Ph. Georgiades, V. S. Ilchenko, et H. J. Kimble, *Cavity QED with high-Q whispering gallery modes*, Phys. Rev. A **57**, R2293 (1998). [43](#)

- [76] Chiara Chiffie, *Tools for magnetic microtraps : improved mirror-MOT and calculations for single atom detection with microspheres*, Diplomarbeit, Università degli studi di Pisa und Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000. [44](#)
- [77] Lord Rayleigh, *Theory of Sound* (MacMillan and Co., ADDRESS, 1877), Vol. 2, Chap. XIV, p. 287. [45](#)
- [78] G. Mie, *Beitrage zur Optik trüber Medien, speziell kolloïdaler Metallosungen*, Ann. Phys. (Leipzig) **25**, 337 (1908). [45](#)
- [79] A.J. Campillo, J.D. Eversole, et H-B. Lin, *Cavity quantum electrodynamics enhancement of stimulated emission in microdroplets*, Phys. Rev. Lett. **67**, 437 (1991). [45](#)
- [80] V.B. Braginsky, M.L. Gorodetsky, et V.S. Ilchenko, *Quality-factor and non-linear properties of optical whispering-gallery modes*, Phys. Lett. A **137**, 393 (1989). [45](#)
- [81] J. Hare et V. Lefèvre-Seguin, *Modes de galerie des microsphères diélectriques*, Rapport technique, Laboratoire Kastler Brossel, Département de Physique de l'École normale supérieure (unpublished). [45](#), [54](#)
- [82] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics* (Cambridge University Press, ADDRESS, 1997), p. 48. [48](#)
- [83] *Handbook of Mathematical Functions*, No. 55 in *Applied Mathematics Series*, edited by M. Abramowitz et I.A. Stegun (N.B.S., ADDRESS, 1964). [52](#), [57](#), [61](#), [63](#)
- [84] S Götzinger, S. Demmerer, O. Benson, et V. Sandoghdar, *Mapping and Manipulationg Whispering Gallery Modes of a Microsphere Resonator with a Near-Field Probe*, J. Microscopy **202**, 117 (2001). [58](#)
- [85] M. L. Gorodetsky, A. D. Pryamikov, et V. S. Ilchenko, *Rayleigh Scattering in High-Q Microspheres*, J. Opt. Soc. Am. B **17**, 1051 (2000). [59](#)
- [86] M.L. Gorodetsky, A.A. Savchenkov, et V.S. Ilchenko, *Ultimate Q of optical microsphere resonators*, Optics Lett. **21**, 453 (1996). [59](#)
- [87] L. Collot, V. Lefèvre-Seguin, M. Brune, J. M. Raimond, et S. Haroche, *Very high Q whispering gallery mode resonances observed on fused silica microspheres*, Europhys. Lett. **23**, 327 (1993). [59](#)
- [88] François Treussart, *Étude expérimentale de l'effet laser dans des microsphères de silice dopées avec des ions néodyme*, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), 1997. [61](#), [69](#)
- [89] M.L. Gorodetsky et V.S. Ilchenko, *High-Q optical whispering-gallery microresonators : precession approach for spherical mode analysis and emission patterns with prisms couplers*, Optics Comm. **113**, 133 (1994). [73](#)
- [90] J. P. Rezac et A. T. Rosenberger, *Locking a Microsphere Whispering-Gallery Mode to a Laser*, Optics Express **8**, 605 (2001). [75](#)
- [91] V.V. Vassiliev, V.L. Velichansky, V.S. Ilchenk, M.L. Gorodetsky, L. Hollberg, et A.V. Yarovitsky, *Narrow-Line-Width Diode Laser with a High-Q Microsphere Resonator*, Opt. Comm. **158**, 305 (1998). [75](#)

- [92] A. L. Huston et J. D. Eversole, *Strain-Sensitive Elastic Scattering from Cylinders*, Optics Lett. **18**, 1104 (1993). [75](#), [79](#), [80](#)
- [93] N. F. Borrelli et R. A. Miller, *Determination of the Individual Stain-Optic Coefficients of Glass by an Ultrasonic Technique*, Applied Optics **7**, 745 (1968). [77](#)
- [94] C. R. Kurkjian, D. Biswas, et H. H. Yuce, *Intrinsic Strength of Lightguide Fibers*, Proc. SPIE **2611**, 56 (1995). [79](#)
- [95] G. S. Glaesemann et D. J. Walther, *Methods for Obtaining Long-Length Strength Distributions for Reliability Prediction*, Optical Engineering **30**, 746 (1991). [79](#)
- [96] V. S. Ilchenko, P. S. Volikov, V. L. Velichansky, F. Treussart, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond, et S. Haroche, *Strain-Tunable High-Q Optical Microsphere Resonator*, Optics Comm. **145**, 86 (1998). [80](#)
- [97] W. von Klitzing, R. Long, V. S. Ilchenko, J.Hare, et Valérie Lefèvre-Seguin, *Tunable Whispering Gallery Modes for Spectroscopy and CQED Experiments*, New Journal of Physics **3**, 14.1 (2001). [81](#)
- [98] W. von Klitzing, R. Long, V. S. Ilchenko, J.Hare, et Valérie Lefèvre-Seguin, *Frequency Tuning of the Whispering-Gallery Modes of Silica Microspheres for Cavity Quantum Electrodynamics and Spectroscopy*, Optics Lett. **26**, 166 (2001). [85](#)
- [99] E. R. I. Abraham et E. A. Cornell, *Teflon Feedthrough for Coupling Optical Fibers Into Ultrahigh Vacuum Systems*, Applied Optics **37**, 1762 (1998). [99](#)
- [100] D. Ruga, H. J. Mamin, R. Erlandsson, J. E. Stern, et B. D. Terris, *Force Microscope Using a Fiber-Optic Displacement Sensor*, Rev. Sci. Instrum. **59**, 2337 (1988). [101](#)
- [101] E. Betzig et R. J. Chichester, *Single Molecules Observed by Near-Field Scanning Optical Microscopy.*, Science **262**,, 1422 (1993). [101](#)
- [102] J. K. Trautman, J. J. Macklin, L. E. Brus, et E. Betzig, *Near-Field Spectroscopy of Single Molecules at Room Temperature*, Nature **369**, 40 (1994). [101](#)
- [103] J. C. Martin W. P. Ambrose, P. M. Goodwin et R. A. Keller., *Alterations of Single Molecule Fluorescence Lifetimes in Near-Field Optical Microscopy.*, Science **265**, 364 (1994). [101](#)
- [104] B. Kracke et B. Damaschke, *Ultrahigh Vacuum Scanning Force Microscope with Fiber-Optic Deflection Sensor*, Rev. Sci. Instrum. **67**, 2957 (1996). [101](#)
- [105] J. Barenz, O. Hollricher, et O. Marti, *An Easy-to-Use Non-Optical Shear-Force Distance Control for Near-Field Optical Microscopes*, Rev. Sci. Instrum. **67**, 1912 (1996). [101](#)
- [106] S. Yang et W. Huang, *Three-Dimensional Displacements of a Piezoelectric Tube Scanner*, Rev. Sci. Instrum. **69**, 226 (1998). [101](#)
- [107] H. Dehmelt, *Spin Resonance of Free Electrons*, Rapport technique, 1958-61 Progress Report for NSF Grant NSF-G 5955 (unpublished). [105](#)

- [108] N. Fortson, F. Major, et H. Dehmelt, *Ultrahigh Resolution $F = 0, \pm 1$ $^3\text{He}^+$ HFS Spectra by an Ion Storage - Exchange Collision Technique*, Phys. Rev. Lett. **16**, 221 (1966). [105](#)
- [109] D. Wineland, P. Ekstrom, et H. Dehmelt, *Monoelectron Oscillator*, Phys. Rev. Lett. **31**, 1279 (1973). [105](#)
- [110] R. S. Jr. Van Dyck, P. B. Schwinberg, et H. G. Dehmelt, *Precise Measurements of Axial, Magnetron, Cyclotron, and Spin-Cyclotron-Beat Frequencies on an Isolated 1-meV Electron*, Phys. Rev. Lett. **38**, 310 (1977). [105](#)
- [111] G. Gabrielse, H. Dehmelt, et W. Kells, *Observation of a Relativistic, Bistable Hysteresis in the Cyclotron Motion of a Single Electron*, Phys. Rev. Lett. **54**, 537 (1985). [105](#)
- [112] R. S. Jr. Van Dyck, P. Ekstrom, et H. Dehmelt, *Axial, Magnetron, and Spin-Cyclotron Beat Frequencies Measured on Single Electron Almost at Rest in Free Space (Geonium)*, Nature **262**, 776 (1976). [105](#)
- [113] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek, et H. Dehmelt, *Localized Visible Ba^+ Mono-Ion Oscillator*, Phys. Rev. A **22**, 1137 (1980). [105](#)
- [114] H. Friedburg et W. Paul, *Optische Abbildung mit Neutralen Atomen*, Naturwissenschaften **38**, 159 (1951). [105](#)
- [115] K.-J. Kugler, W. Paul, et U. Trinks, *A Magnetic Storage Ring for Neutrons*, Phys. Lett. **72B**, 422 (1978). [105](#)
- [116] B. Martin, *Überlegungen und Vorversuche Zur Magnetischen Speicherung Neutraler Teilchen*, Thèse de Doctorat, Universität Bonn, 1975. [105](#)
- [117] 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). [105](#), [109](#)
- [118] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, et E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198 (1995). [105](#)
- [119] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, et W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995). [105](#)
- [120] W. H. Wing, *On Neutral Particle Trapping in Quasistatic Electromagnetic Fields*, Prog. Quant. Electr. **8**, 181 (1984). [107](#)
- [121] E. Majorana, *Atomi Orientati in Campo Magnetico Variabile*, Nuovo Cimento **9**, 43 (1932). [107](#)
- [122] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews, et W. Ketterle, *Evaporative Cooling of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **74**, 5202 (1995). [107](#)
- [123] W. Petrich, M. A. Anderson, J. R. Ensher, et E. A. Cornell, *Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3352 (1995). [107](#)
- [124] Gabriele Ferrari, *Piégeage Simultané Des Isotopes Fermionique et Bosonique Du Lithium. Étude Théorique de la Relaxation Collisionnelle Dans un Gaz de*

- Fermo Dégénéré*, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2000. [108](#)
- [125] J. Kim, B. Friedrich, D. P. Katz, D. Patterson, J. D. Weinstein, R. DeCarvalho, et J. M. Doyle, *Buffer-Gas Loading and Magnetic Trapping of Atomic Europium*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3665 (1997). [109](#)
- [126] J. D. Weinstein, R. DeCarvalho, T. Guillet, B. Friedrich, et J. M. Doyle, *Magnetic Trapping of Calcium Monohydride Molecules at Millikelvin Temperatures*, Nature **395**, 148 (1998). [109](#)
- [127] U. Ernst, A. Marte, F. Schreck, J. Schuster, et G. Rempe, *Bose-Einstein condensation in a pure Ioffe-Pritchard field configuration*, Europhys. Lett. **41**, 1 (1998). [110](#)
- [128] 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). [111](#)
- [129] D. E. Pritchard, *Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **51**, 1336 (1983). [111](#)
- [130] T. M. Roach, H. Abele, M. G. Boshier, H. L. Grossman, K. P. Zetie, et E. A. Hinds, *Realization of Magnetic Mirror for Cold Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 629 (1995). [112](#)
- [131] I. G. Hughes, P. A. Barton, T. M. Roach, et E.A. Hinds, *Atom Optics with Magnetic Surfaces : II. Microscopic Analysis of the "Floppy Disk" Mirror*, Journal of Physics B **30**, 2119 (1997). [112](#)
- [132] V. Vuletic, T. Fischer, M. Praeger, T. W. Hänsch, et C. Zimmermann, *Microscopic Magnetic Quadrupole Trap for Neutral Atoms with Extreme Adiabatic Compression*, Phys. Rev. Lett. **80**, 1634 (1998). [112](#)
- [133] J. Fortagh, A. Grossmann, C. Zimmermann, et T. W. Hänsch, *Miniaturized Wire Trap for Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5310 (1998). [112](#)
- [134] J. Denschlag, D. Cassettari, et J. Schmiedmayer, *Guiding Neutral Atoms with a Wire*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2014 (1999). [112](#)
- [135] Peter Hommelhoff, *Bose-Einstein-Kondensate in Mikrochip-Fallen*, Thèse de Doctorat, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2002. [113](#), [158](#)
- [136] J. Reichel, W. Hänsel, P. Hommelhoff, et T. W. Hänsch, *Applications of Integrated Magnetic Microtraps*, Appl. Phys. B **72**, 81 (2001). [113](#)
- [137] Wolfgang Hänsel, *Magnetische Mikrofallen für Rubidiumatome*, Thèse de Doctorat, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000. [113](#), [117](#), [123](#), [156](#)
- [138] J. H. Thywissen, M. Olshanii, G. Zabow, M. Drndić, K. S. Johnson, R. M. Westervelt, et M. Prentiss, *Microfabricated magnetic waveguides for neutral atoms*, Eur. Phys. J. D **7**, 361 (1999). [115](#)
- [139] Tim Rom, *Magnetisches Förderband für kohärenten Atomtransport über makroskopische Distanzen*, Diplomarbeit, Technische Universität München, experimentelle Arbeit durchgeführt an der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2001. [123](#), [127](#), [135](#)

- [140] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, et C. Wieman, *Very Cold Trapped Atoms in a Vapor Cell*, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990). [137](#)
- [141] J. Fortagh, A. Grossmann, T. W. Hänsch, et C. Zimmermann, *Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source*, J. Appl. Phys. **84**, 6499 (1998). [151](#), [152](#), [159](#)
- [142] B. P. Anderson et M. A. Kasevich, *Loading a vapor-cell magneto-optic trap using light-induced atom desorption*, Phys. Rev. A **63**, 023404 (2001). [158](#)
- [143] M. Meucci, E. Mariotti, P. Bicchi, C. Marinelli, et L. Moi, *Light-Induced Atom Desorption*, Europhys. Lett. **25**, 639 (1994). [158](#)
- [144] U. D. Rapol, A. Wasan, et V. Natarajan, *Loading of a Rb Magneto-Optic Trap from a Getter Source*, Phys. Rev. A **64**, 023402 (2001). [159](#)
- [145] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, et C. Zimmermann, *Bose-Einstein Condensation in a Surface Microtrap*, Phys. Rev. Lett. **87**, 230401 (2001). [159](#)
- [146] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff, et T. W. Hänsch, *Trapped-Atom Interferometer in a Magnetic Microtrap*, Phys. Rev. A **64**, 063607 (2001). [181](#)
- [147] T.L. Gustavson, P. Bouyer, et M.A. Kasevich, *Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1996). [182](#)
- [148] M. A. Kasevich, *Coherence with Atoms*, Nature **298**, 1363 (2002). [182](#)
- [149] A. Yazdani et C. M. Lieber, *Up Clode and Personal to Atoms*, Nature **401**, 227 (1999). [182](#)
- [150] S. A. Sildes, J.L. Garbini, K.J. Bruland, D. Rugar, O. Züger, S. Hoen, et C.S. Yannoni, *Magnetic Resonance Force Microscopy*, Rev. Mod. Phys. **67**, 249 (1995). [182](#)
- [151] T.S. Lee, Y. R. Chemla, E. Dantsker, et J. Clarke, *High-Tc Squid Microscope for Room Temperature Samples*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **7**, 3147 (1997). [182](#)
- [152] X. M. H. Huang, C. A. Zorman, M. Mehregany, et M. L. Roukes, *Nanodevice Motion at Microwave Frequencies*, Nature **421**, 496 (2003). [182](#)
- [153] Y. Cui, Q. Wei, H. Park, et C. Lieber, *Nanowire Nanosensors for Highly Sensitive and Selective Detection of Biological and Chemocal Species*, Science **293**, 1289 (2001). [182](#)
- [154] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, et K. J. Vahala, *Ultra-High-Q Toroid Microcavity on a Chip*, Nature **421**, 925 (2003). [183](#)
- [155] R. B. Blackman et J. W. Tukey, *The Measurement of Power Spectra From the Point of View of Communications Engineering*, p.98 (Dover Publications, New York, 1958). [188](#)